

А. И. ВЕЙНИК

ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ

А.И ВЕЙНИК

ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ



ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА И ТЕХНИКА"
МОСКВА 1969

Теория движения.

Вейник А.И., «Теория движения», М.: "Наука и техника", 1969. 448 с.

В книге рассматривается общая, или единая, теория движения, из которой как частные случаи вытекают термодинамика (классическая и необратимых процессов Онзагера), химическая кинетика, механика (Ньютона, Эйнштейна и квантовая) и т.д. В фундаменте единой теории лежит постулат, характеризующий основные свойства движения (а следовательно, и материи). Из этого постулата аналитически выводятся семь главных законов (сохранения энергии, сохранения заряда, состояния, взаимности, переноса, увлечения и диссипации) и все остальные следствия теории.

Особое внимание уделяется практическим приложениям теории в различных областях знаний. В частности, рассматриваются свойства мегамира (показана ошибочность гипотезы о расширении Вселенной), макромира (приводится большое число новых примеров, в том числе из области химии), микромира (расшифровывается структура так называемых элементарных частиц материи) и субмикро- или наномира (полей).

Рассчитана на студентов, инженеров, аспирантов, преподавателей и научных работников.

Таблиц 2. Иллюстраций 53. Библиография – 30 названий.

Предисловие.

В настоящей монографии получили дальнейшее развитие идеи, изложенные в работе автора «Термодинамика необратимых процессов», которая была опубликована тем же издательством в 1966 г. Развитие пошло по двум направлениям – по линии систематизации имеющихся закономерностей и по линии охвата большего числа разнородных приложений, представляющих практический интерес.

Очень плодотворной оказалась классификация явлений, позволяющая расположить материал по степени усложнения изучаемого движения. При таком подходе многие новые закономерности, характерные для различных явлений, и четко обозначились пробелы, которые существуют в теории и должны быть восполнены при дальнейшем ее развитии.

Что касается приложений, то в этом вопросе автор пошел далеко вперед по сравнению с первой работой. Автор показал, что из его общей теории в качестве частных случаев вытекают классическая термодинамика Клаузиуса, термодинамика необратимых процессов Онзагера, теория теплообмена, химическая кинетика, механика и т.д. Таким образом, очень расширился круг практических приложений теории. При этом стали хорошо обозримы рамки, которые ограничивают возможности применения на практике тех или иных известных закономерностей и теорий.

Показаны перспективы, которые открываются перед теорией теплообмена в связи с возможностью в десятки и сотни раз интенсифицировать перенос теплоты под действием различных степеней свободы, связанных с термической (имеются в виду волновая, электрическая, фазовая и другие формы движения).

Большое внимание уделяется рассмотрению химической (субстанциональной) формы движения с учетом взаимного влияния различных степеней свободы. Показаны возможности, которые раскрывает перед химией и электрохимией общая теория. Приведены примеры решения различных задач о химических и фазовых превращениях.

Особенность и сила излагаемой общей теории заключается в том, что на всех этапах ее развития она проверялась экспериментально и внедрялась в практику. Диапазон проверок и внедрений крайне широк – начиная от машиностроительных (металлургических) и кончая биологическими объектами.

Например, очень плодотворен и пока мало распространен вытекающий из общей теории метод использования взаимного влияния различных степеней свободы. Он был применен на практике для интенсификации процессов насыщения поверхности стальных изделий углеродом и азотом. В частности, при нагреве образца, покрытого специальной пастой, в поле токов высокой частоты возникает большой градиент температуры, который в сотни и тысячи раз ускоряет процесс диффузии. В результате за 30 сек образуется нитроцементированный поверхностный слой толщиной до 0,3 мм. По обычной технологии на это уходит несколько часов. Нитроцементация существенно ускоряется также под действием градиента электрического потенциала и т.д. Тот же метод позволяет в несколько раз ускорить рост и созревание плодов и растений, увеличить размеры плодов и овощей и т.д.

При изложении материала особое внимание уделяется выяснению физического существа изучаемых явлений. Математический язык теории ограничен простейшими сведениями из области дифференциального и интегрального исчисления. Таким способом автор надеется облегчить непосредственный контакт с широкими кругами инженерно-технических работников и студентов, которые смогут эффективно использовать аппарат общей теории в своей практической деятельности.

Глава I. Материя и движение.

§ 1. Определение понятий.

1. Материя.

Материя представляет собой объективную реальность, существующую вне и независимо от нашего сознания.

Материя познаваема. Из этого факта мы будем исходить, когда будем строить всю последующую теорию.

2. Движение.

Способом существования материи служит движение (и только движение!). Здесь в скобках особо подчеркнута мысль о том, что движение есть единственная форма, в которой пребывает материя. Глубокий смысл этого утверждения станет ясен из дальнейшего.

Следовательно, все, что нас окружает, и мы сами, т.е. видимый и невидимый мир, — все это суть движения различного рода. Поэтому должно быть совершенно ясно, что достаточно полно изучить свойства материи можно только в том случае, если найти методы качественного и количественного анализа движения, т.е. установить качественные и количественные законы, которым подчиняется движение.

Современное естествознание накопило достаточно знаний для того, чтобы можно было сделать необходимые обобщения и выводы. Уже теперь известные опытные факты позволяют найти главные законы, которым подчиняется любое движение, а также проследить за эволюцией движения на определенных этапах его развития.

Достоверные выводы о свойствах движения невозможно сделать без правильного определения самого понятия движения. Одна из причин того, что до сих пор не была создана достаточно полная теория природы, заключается именно в отсутствии четких и ясных качественных и количественных опреде-

лений движения. Эта мысль требует дополнительных пояснений.

Речь идет о том, что движение, как и всякое другое понятие, может быть определено двояко – по отношению к вышестоящим («сверху») и нижележащим («снизу») категориям. Сверху движение определяется как форма существования материи. Это определение хорошо всем понятно и известно уже несколько столетий. Оно характеризует отношение движения к вышестоящей категории – материи.

Что касается определения движения снизу, т.е. по отношению к нижележащим категориям, то такого определения до последнего времени не существовало. Было даже не ясно, что именно следует понимать под нижележащими категориями. Этот вопрос оставался открытым в течение тысячелетий. Вместе с тем от успешного ответа на этот коренной вопрос решающим образом зависит возможность создания количественной теории движения, охватывающей все сущее.

3. Общая, или единая, теория.

В настоящей монографии ставится задача с качественной и количественной стороны охарактеризовать фундаментальное понятие движения. На этой основе строится здание **общей, или единой, теории**, охватывающей все формы движения. Из общей теории как частные случаи вытекают все известные теории и законы физики, химии, термодинамики, механики и т.д., если они правильные.

Общая теория позволяет по-новому взглянуть на многие известные понятия, законы и теории. Некоторые из них исправляются, а некоторые и вовсе отвергаются.

Универсальность общей, или единой, теории объясняется крайней широтой фундамента, на котором она возведена. Фундамент теории составляет понятие движения, находящееся на уровне философских обобщений. Чтобы превзойти по общности единую теорию, надо встать на позиции, отличающиеся еще большей широтой. Для этого следует дать новое определение понятия материи. Материю требуется охарактеризовать снизу не через движение, а через какие-то более общие категории, из которых движение вытекало бы как частный случай. Но философия не располагает такими возможностями. Пока даже неясно, о чем может пойти речь.

Материя существует в виде движения, поэтому в дальнейшем мы везде будем говорить только о движении и его

свойствах, не подчеркивая каждый раз того факта, что за спиной движения всегда стоит материя.

§ 2. Предварительная классификация движения.

1. Качественное изменение движения.

Определить понятие движения снизу невозможно без целесообразной классификации. При этом особое значение приобретает классификация, осуществляемая по признаку усложнения (изменения **качества**) движения. Надо построить лестницу, нижние ступени которой соответствовали бы простейшим, а верхние – наиболее сложным видам движения.

Не исключено, что в общем случае качественная лестница движения не имеет конца ни с одной из своих сторон. Можно безгранично спускаться по этой лестнице вниз, в сторону упрощающего движения, и безгранично подниматься вверх, в сторону усложняющегося движения. Однако на определенном уровне представлений, например, на котором находимся мы, допустимо условно говорить о некотором наипростейшем (**элементарном**) движении, ограничивающем классификацию снизу.

Разумеется, элементарность форм движения нельзя понимать в буквальном смысле максимальной простоты и неделимости этого понятия. На самом деле понятий элементарности является относительным: всякая элементарная форма движения безгранична в отношении возможностей углубления в ее сущность. При этом углублении обнаруживаются не только количественные изменения, но и качественные скачки.

Таким образом, классификация снизу условно может быть ограничена элементарным движением, а сверху ограничений не имеет. Открывается классификация покоем, при котором отсутствует всякое движение (очевидно, что покой есть частный случай движения). Затем идут элементарное, а также бесчисленное множество других более сложных форм движения.

Перечислять все эти усложняющиеся формы движения нецелесообразно, ибо смысл их не всегда известен читателю. Вся настоящая книга посвящена изучению различных форм движения, расположенных в порядке возрастания их сложно-

сти. Венчается книга обсуждаемой классификацией, которая подводит итоги этого изучения. Для общего знакомства здесь мы упомянем лишь следующие формы движения, взятые из этой классификации.

Покой. Элементарное движение. Ансамбль форм движения. Изменение состояния системы, или тела. Перенос движения. Диссипация. Взаимодействие тел. Весьма интересна форма движения, соответствующая термодинамической паре. Завершают классификацию кибернетическая и биологическая формы движения, человеческое общество, совокупность земных цивилизаций, внеземные миры и цивилизации и т.д.

Здесь важно обратить внимание на следующую особенность классификации: она строится так, что каждая последующая сложная форма движения включает в себя **все** предыдущие, более простые. Это значит, что элементарная форма движения входит в качестве составной части во все остальные. Следовательно, законы, которым подчиняется элементарное движение, обязательны также для всех без исключения сложных форм движения. Отсюда ясно, почему центральное значение приобретает введенное нами понятие элементарной формы движения. Изучение движения начинается именно с нее. В гл. II в это понятие вкладывается определенный физический смысл и приводится его качественная и количественная характеристика.

2. Количественное изменение движения.

Классификация будет неполной, если оставить в стороне вопрос о влиянии **количества** движения на его свойства. Ведь именно изменения количества движения приводят к изменениям его качества.

По признаку количества движения всю картину мироздания можно подразделить на определенные уровни (ступени). Надо думать, что всего существует неограниченное множество количественных уровней движения. Переход с одного уровня на другой сопровождается качественными изменениями движения.

Системы, или тела, с которыми нам обычно приходится иметь дело на практике, будем относить к первой ступени **макромира** и называть **макроскопическими**. Наблюдаемые космические системы типа звезд с планетами – это вторая ступень макромира, именуемая **субмакромиром**, или **мегамиром**. Галактические образования соответствуют третьей ступени мак-

ромира. Будем называть ее **гигамиром**. За гигамиром идет **терамир** и т.д.

Первая ступень вниз по количественной лестнице мироздания соответствует **микроскопическим** системам (**микромир**). К числу таких систем относятся фотоны, электроны, протоны, атомы и т.д. Вторую ступень микромира будем именовать **субмикромиром**, или **наномиром**. К наномиру относятся поля – электрическое, магнитное, гравитационное, термическое и т.д. В этом смысле электромагнитное поле не является полем: оно принадлежит не наномиру, а микромиру. За наномиром должны следовать **пико-**, **фемто-**, **аттомиры** и т.д.

В настоящее время вниз по лестнице мироздания можно серьезно углубляться только до наномира. Для большего углубления пока что нет никаких фактических данных. Что касается подъема вверх по лестнице мироздания, то уже теперь можно говорить об определенных свойствах гигамиров, а о свойствах терамиров делать известные качественные и количественные предположения.

Уточнению классификации объектов мироздания по признаку количества движения должны способствовать принципы отторжения и проницаемости, рассмотренные в § 17.

Для всего дальнейшего принципиально важен тот факт, что элементарное движение встречается на любом уровне количественной картины мироздания. Переход с одного уровня на другой сопровождается качественным его изменением. Но при этом элементарное движение продолжает оставаться элементарным, с него во всех случаях начинается качественная классификация. Без учета и понимания этого факта невозможно осмыслить устройство окружающего мира и создать единую, или общую, теорию.

Рассмотренные выше качественная и количественная классификации положены в основу изучения движения на различных его уровнях. Начать изучение придется с элементарного движения как наиболее простого, а значит, и наиболее универсального и важного. Что касается покоя, которым открывается качественная классификация, то о нем следует говорить лишь в разделах, посвященных движению. Только в условиях, если покой рассматривать как частный случай движения, можно дать четкое и ясное толкование этому понятию: только при этом оно перестает быть голой абстракцией и обретает необходимые плоть и кровь.

Глава II. Элементарное движение.

§ 3. Что такое элементарное движение.

1. Бесконечное разнообразие элементарного движения.

Основу основ общей теории составляет понятие элементарного движения. Из элементарного движения, как из кирпичиков, складывается любое сложное движение на любом количественном его уровне. Поэтому элементарные формы движения по праву можно называть элементарными кирпичиками, или частицами движения. Это есть те самые кирпичики, из которых складывается все сущее, в том числе так называемые элементарные частицы материи. Поисками этих кирпичиков заняты сейчас физики всего мира. Однако они даже не подозревают, что искать эти кирпичики надо именно в движении, в его элементарных формах.

Мы исходим из идеи о существовании бесконечного разнообразия элементарных форм движения. Эта идея почерпнута из опыта. Опыт показывает, что природа бесконечно разнообразна на любом качественном и количественном уровне. В первую очередь это разнообразие касается фундамента всякого движения – элементарных его частиц.

Понять, что такое элементарные частицы движения, проще всего на конкретных примерах.

2. Примеры.

Элементарными формами (кирпичиками, частицами) движения являются перемещательная (связана с перемещением тел в пространстве, в условиях микромира эту форму движения будем называть метрической), вращательная, механическая, или объемная (связана с изменением объема тела), кинетическая перемещения (в микромире будем именовать ее импульсной), кинетическая вращения (в микромире – это спиновая),

хрональная (связана с изменением времени), гидродинамическая, деформационная, вибрационная, гравитационная, диффузионная, химическая (в микромире будем называть ее субстанциональной), термическая, электрическая, магнитная, волновая или дебройлевская, информационная и бесчисленное множество других, в том числе группа ощущательных форм движения и т.д.

Перечисленные формы движения понятны сами по себе и не требуют специальных комментариев. В дальнейшем (§ 10) дается их подробная качественная и количественная расшифровка. Здесь же целесообразно обратить внимание на следующее принципиальное обстоятельство.

3. Качественное своеобразие.

Каждая элементарная форма движения качественно отлична от всех остальных, она непохожа на них благодаря своему качественному своеобразию. Ни одну элементарную форму движения нельзя свести к другой или подменить другой. Именно поэтому рассматриваемые формы движения названы элементарными.

Эта мысль исключительно важна для понимания природы, а также для общей принципиальной оценки различных теорий, создаваемых с целью ее объяснения. Приведем несколько конкретных примеров.

Очевидно, что перемещательная и вращательная формы движения принципиально различны. Никаким перемещением нельзя заменить вращения и никаким вращением нельзя заменить перемещения. Эти формы движения существуют и всегда существовали независимо одна от другой.

Аналогичным образом перемещательную форму движения нельзя спутать с хрональной. Перемещение в принципе отлично от времени и их взаимная подмена невозможна.

Точно так же электрический заряд невозможно спутать или заменить перемещением, временем, объемом и т.д.

Уяснив себе эту важную для всего дальнейшего мысль, мы можем сразу же без труда дать общую оценку некоторым известным космологическим теориям. Например, можно с уверенностью утверждать, что механическая картина мира, нарисованная Людвигом Больцманом, в которой все формы движения подменяются кинетической (механицизм), не соответствует действительности. Аналогичным образом электромагнитная картина мира (электромагницизм), составляющая основу общей

теории относительности, также ошибочна. Кроме того, совершенно безнадежными следует считать попытки свести все многообразие элементарных форм движения Вселенной к какой-либо одной универсальной – речь идет о поисках единого поля, не прекращающихся до сегодняшнего дня.

§ 4. Три главные количественные характеристики движения.

1. Количество движения.

Определить понятие движения снизу, т.е. через нижележащие категории, это значит дать качественную и количественную характеристику прежде всего элементарных его форм, из которых складывается все остальное. Самой главной характеристикой любого данного конкретного элементарного движения является его **количество**, выражаемое физической величиной, которую будем называть **обобщенным зарядом**, или просто **зарядом**. В литературе эту величину иногда именуют **фактором экстенсивности**, или **координатой состояния**.

2. Активность.

Второй важнейшей характеристикой данного конкретного элементарного движения служит активность. Активность выражается физической величиной, именуемой **обобщенным потенциалом**, или просто **потенциалом**. В литературе для этой величины иногда применяется название **фактора интенсивности**, или **обобщенной силы**.

3. Обобщенная количественная мера.

Наконец, третьей важнейшей характеристикой всякого элементарного движения является его **обобщенная количественная мера – энергия**. В отличие от двух предыдущих характеристик энергия относится ко всем элементарным формам движения одновременно.

Три перечисленных понятия – количество данного элементарного движения, его активность и обобщенная количественная мера – представляют собой фундаментальные количественные характеристики, без которых невозможно оценить

свойства движения и осмыслить наблюдаемые в природе закономерности. Это три кита, на которых покоится здание общей, или единой, теории. Они определяют понятие движения снизу.

Связь, имеющаяся между количеством движения, активностью и обобщенной количественной мерой, субординация этих понятий, наконец, их подлинный смысл и значение, все это выясняется в нескольких ближайших параграфах. При этом показывается, что в основе всего лежит понятие количества движения, а такие величины, как потенциал и энергия, являются производными, вытекающими из первого понятия.

§ 5. Количество движения (обобщенный заряд).

1. Бесконечное разнообразие зарядов.

Существует бесконечное разнообразие элементарных форм движения. Это значит, что должно иметься бесконечное множество различных обобщенных зарядов, которые определяют эти формы движения.

Например, элементарная перемещательная форма движения должна характеризоваться своим перемещательным зарядом, вращательная – вращательным, механическая – механическим, кинетическая – кинетическим, гидродинамическая – гидродинамическим и т.д.

2. Качественное своеобразие зарядов.

Каждая элементарная форма движения качественно своеобразна и отлична от других. Это означает, что определяющие их обобщенные заряды должны быть качественно своеобразны и не похожи один на другого. Ни один из них нельзя свести к другому, отождествить с другим.

Качественное своеобразие зарядов накладывает определенный отпечаток на их свойства и поведение. Очевидно, что это своеобразие по необходимости должно выражаться в наличии у разных зарядов непохожих свойств. Точнее, одно и то же свойство должно проявляться по-разному, в соответствии со спецификой определяемого зарядом движения. Например, всем зарядам присуща способность распространяться. Эта способность у каждого заряда должна проявляться по-своему.

§ 6. Активность движения (обобщенный потенциал).

1. Бесконечное разнообразие потенциалов.

Вторая (после обобщенного заряда) важнейшая количественная характеристика элементарного движения – это его активность, выражаемая с помощью обобщенного потенциала. С каждой формой движения сопряжен свой определенный потенциал. Поэтому существует столько же разнообразных потенциалов, сколько есть форм движения. Общее их число бесконечно велико.

Заряды и потенциалы, сопряженные с данной формой движения, будем называть **сопряженными** между собой.

2. Качественное своеобразие потенциалов.

Качественное различие элементарных форм движения и определяющих их зарядов имеет своим следствием существование качественно различия между потенциалами. Каждый данный потенциал специфичен, своеобразен и не может быть отождествлен ни с каким другим потенциалом.

3. Активность движения.

Абсолютное значение потенциала определяет активность, напряженность, интенсивность любого данного движения. Чем выше потенциал, тем больше активность. С уменьшением потенциала до нуля активность данного движения также обращается в нуль. Нулевая активность движения соответствует абсолютному покою.

Существует принципиальная разница между понятиями покоя и абсолютного покоя. Абсолютный покой будем называть также физическим **вакуумом**, или **праматерией**. Более детально все эти вопросы рассматриваются ниже.

При взаимодействии тел происходят взаимные превращения именно активности, а не самих форм движения, как теперь принято думать. Этот вопрос детально разбирается ниже при рассмотрении количественных законов движения.

Активность является производным количественным свойством, которое выводится из основного – количества движения (обобщенного заряда). Соответствующий вывод дается в § 9.

4. Интенсивность процесса распространения заряда.

Активность данной формы движения не следует смешивать с интенсивностью переноса движения, т.е. с интенсивностью, или скоростью, распространения количественной характеристики движения (обобщенного заряда).

Заряд способен распространяться. Но это распространение происходит не под действием потенциала, а под действием разности потенциалов. В дальнейшем этот вопрос разбирается очень подробно. Однако сейчас, с самого начала, надо научиться четко различать активность данной элементарной формы движения, выражаемую потенциалом, и интенсивность процесса распространения (переноса) заряда, выражаемую разностью потенциалов.

Большая активность движения не всегда сочетается с большой интенсивностью процесса переноса заряда. Например, при большой активности (при высоком общем уровне потенциала) разность потенциалов может быть небольшой. Тогда интенсивность процесса переноса заряда будет незначительной. Наоборот, вблизи абсолютного нуля потенциала, когда активность движения невелика, разность потенциалов может быть сравнительно большой и процесс переноса заряда окажется более интенсивным, чем в первом случае.

§ 7. Обобщенная количественная мера движения (энергия).

1. Бесконечное разнообразие потенциалов.

Любые две сопряженные между собой количественные характеристики движения – заряд и потенциал определяют свойства только данного конкретного движения. Вследствие своей специфичности они не пригодны для оценки никакого другого элементарного движения. Иными словами, заряд и потенциал служат целям расчленения общего движения на отдельные его составные части.

Очевидно, что должны существовать и другие характеристики, которые, наоборот, в какой-то мере объединяли бы эти

разрозненные части в одно целое, т.е. которые давали единообразную количественную оценку всем различным формам движения. Таких универсальных обезличенных, или обобщенных, количественных характеристик движения в настоящее время известна только одна – это энергия.

2. Энергия.

Энергия представляет собой обобщенную (обезличенную) количественную меру любого элементарного движения. Она измеряется в джоулях (дж) независимо от его конкретных свойств. В совокупности с двумя прежними количественными характеристиками – зарядом и потенциалом – энергия полностью определяет основные принципиальные свойства любого движения.

Сделанные замечания, касающиеся трех важнейших характеристик, с помощью которых понятие движения определяется снизу, позволяют приступить к систематическому развертыванию полотна количественной теории движения. При этом многие замечания станут до конца ясными лишь в ходе ее изложения. Здесь они упомянуты с целью особо выделить и подчеркнуть наиболее важные принципиальные моменты.

Необходимо еще раз напомнить, что движение снизу фактически определяется только одной главной величиной – количеством движения, или обобщенным зарядом. Это определение соответствует как бы первому, нижнему, глубинному ярусу (фундаменту) теории движения. Затем на базе основного определения строится второй ярус, в котором появляются такие производные характеристики, как потенциал и энергия. Эти понятия настолько существенны для понимания движения, что мы сочли необходимым выделить их вслед за количеством движения в число важнейших. За вторым ярусом теории идет третий, в котором появляются следующие производные понятия: емкость, проводимость и т.д. Эти понятия уже менее важны в принципиальном отношении, чем предыдущие. Четвертому ярусу отвечают новые производные характеристики движения. И так – до бесконечности.

Приступим теперь к изложению общей количественной теории движения.

§ 8. Основной постулат общей теории.

1. Первый (главный) постулат.

Правомерность введения понятия количества элементарного движения непосредственно из общих определений материи и движения не вытекает. Поэтому в общей теории это понятие вводится с помощью особого постулата, который будем именовать **главным**. Главный постулат дополняется **вспомогательными**, или **дополнительными**, постулатами, которые выражают свойства обобщенного заряда на различных количественных уровнях движения. В совокупности главный и дополнительный постулаты составляют содержание **основного** постулата общей количественной теории движения. Из основного постулата математически выводятся все понятия, законы и следствия этой теории, а значит, все понятия, законы и следствия всех известных теорий, если они правильные.

Главный постулат общей теории формулируется следующим образом:

Для каждой элементарной формы движения существует и может быть найден характерный физический параметр E – обобщенный заряд, - который в качественной и количественной стороны однозначно определяет данную элементарную форму движения, а следовательно, и все свойства совокупного движения в той мере, в какой они связаны с данной формой.

Параметр **E** (заряд) представляет собой количество движения данного рода. Например, это могут быть количества перемещательного (метрического), кинетического (импульсного), хронального, электрического, термического и т.д. движения. Зарядами служат перемещение или расстояние (для перемещательной, или метрической, формы движения), угол поворота (форма движения вращательная), количество кинетического движения, или импульс (кинетическая, или импульсная), момент количества движения (кинетическая вращения, или спиновая), объем (механическая, или объемная), масса (химическая, или субстанциальная), время (хрональная); электрический и термический заряды (электрическая и термическая) и т.д.

Первый постулат определяет наиболее общее и важное свойство движения – возможность охарактеризовать его с ка-

качественной и количественной стороны с помощью обобщенного заряда, т.е. определяет факт существования обобщенного заряда. Очевидную справедливость этой идеи постулата можно проиллюстрировать на примере перемещательной, электрической и других форм движения. Ясно, что зарядом **Е** для перемещательной формы движения служит перемещение, ибо сам факт наличия перемещения определяет качественную сторону этой формы движения (т.е. свидетельствует о наличии именно перемещательного движения), а величина перемещения однозначно характеризует ее количественную сторону. Аналогичным образом факт наличия именно электрического заряда определяет качественную сторону электрической формы движения, а величина заряда – ее количественную сторону и т.д.

Кроме того, в первом постулате заложена другая чрезвычайно важная идея. Она касается всеобщей связи явлений окружающего мира. Этому вопросу много внимания уделяется ниже.

Первый постулат приносится в общую теорию извне как результат обобщения повседневного опыта. Этот постулат, подобно всякому другому постулату, невозможно вывести из законов и следствий, развитых на его основе, т.е. главный постулат невозможно вывести из общей теории.

2. Второй (дополнительный) постулат.

Для плодотворного развития теории к главному (первому) постулату должен быть присоединен целый ряд других постулатов. Эти постулаты не имеют столь общего принципиального значения, как первый. Они характеризуют лишь определенные частные свойства обобщенного заряда, поэтому названы дополнительными. Дополнительные постулаты так же, как и главный, представляют собой результат обобщения опытных фактов.

Второй (дополнительный) постулат гласит следующее:

Обобщенному заряду присуща способность самопроизвольно распространяться в направлении убывания сопряженного с ним потенциала P .

Заряд распространяется под действием разности потенциалов, которая служит движущей силой этого процесса. Потенциалами являются сила, момент силы, скорость, угловая скорость, давление, химический, или субстанциальный, хрональный и электрический потенциалы, абсолютная температура и т.д.

Приведем конкретные примеры. В химической, или субстанциальной, форме движения способностью перемещаться обладает масса, служащая обобщенным зарядом. Перенос массы происходит в сторону от большего химического потенциала к меньшему. Аналогичным образом в электрической форме движения перемещается электрический заряд (от большего электрического потенциала к меньшему), в термической – термический заряд (от большей температуры к меньшей) и т.д.

Каждый обобщенный заряд характеризует определенную форму движения, однако его собственная способность распространяться непосредственно из факта существования (первого постулата) не вытекает. Поэтому требуется дополнительный постулат, определяющий эту его способность.

Заметим, что в формулировке постулата появилось производное свойство движения – потенциал. Это вовсе не означает, что факт существования потенциала постулируется. На самом деле факт существования потенциала выводится из факта существования заряда. Здесь этот термин использован с целью сократить и упростить формулировку постулата. Постулат может и не содержать понятия потенциала. Для этого достаточно сказать, например, что заряд распространяется (вследствие существования между зарядами сил отталкивания или притяжения - § 31) из зоны с большей его концентрации в зону с меньшей (или наоборот). При такой постановке вопроса постулатом утверждаются только факт существования заряда и его свойства.

Во втором постулате главным является способность заряда перемещаться. Это есть фундаментальный опытный факт. Направление перемещения – в сторону убывания или возрастания потенциала – принципиального значения не имеет и является лишь вопросом соглашения. Качественное своеобразие обобщенного заряда приводит к тому, что процесс его переноса также приобретает определенные качественно своеобразные черты.

3. Третий (дополнительный) постулат.

Опыт показывает, что распространение любого обобщенного заряда сопровождается выделением или поглощением термического заряда, т.е. возникновением или уничтожением термической формы движения. Соответствующее явление будем именовать эффектом **трения**, или **диссипации**. В случае рождения термического заряда диссипации эффект трения

считается положительным (плюс – трение), в случае уничтожения – отрицательным (минус – трение, или антитрение).

Упомянутый фундаментальный опытный факт не содержится в первых двух постулатах. Его можно выразить следующими словами:

Распространение обобщенного заряда в направлении убывания сопряженного с ним потенциала сопровождается рождением, а в обратном направлении – уничтожением термического заряда диссипации.

Например, трение тел сопровождается выделением теплоты, перенос электрического заряда по проводнику – выделением так называемой джоулевой теплоты, течение жидкости и газа в трубе – выделением теплоты трения и т.д. Эффекты поглощения термического заряда диссипации также весьма широко распространены в природе. В частности, их проще всего наблюдать в термодинамических парах (термоэлектрическая пара Зеебека, гальванический элемент, электрический аккумулятор и т.д.).

Эффекты плюс-трения известны давно. Что касается антитрения, то возможность существования соответствующих эффектов категорически отвергается классической термодинамикой, а заодно и всей современной физикой. Этот запрет действует уже почти 100 лет. В настоящее время общая теория предсказала факт существования эффектов минус-трения, затем они были обнаружены автором экспериментально. Эффекты антитрения имеют принципиальное значение. Их наличие свидетельствует о порочности широко распространенной идеи об одностороннем развитии (деградации) Вселенной. К вопросу об антитрении мы будем возвращаться не раз.

4. Четвертый (дополнительный) постулат.

Четвертый постулат выражает идею существования у обобщенного заряда свойства симметричности по отношению к абсолютному нулю потенциала. Эта идея обобщает известные опытные факты на все без исключения формы движения *. Четвертый постулат формулируется следующим образом:

* Вейник А.И., «Термодинамическая пара», "Наука и техника", Минск, 1973, стр. 30: Четвертый постулат «...выражает очень глубокую идею симметрии мира. Однако этот постулат не играет столь принципиально важной роли, как первый: общая теория может быть развита и без него, но при этом ее возможности будут заметно сужены, и она лишится большой доли своей красоты и стройности».

Каждому данному обобщенному заряду можно противопоставить сопряженный с ним антизаряд (минус-заряд).

Примером могут служить положительный и отрицательный электрические заряды. Существуют также положительные и отрицательные масса, пространство, время и другие заряды.

Зарядам и антизарядам присуща способность притягиваться или отталкиваться. Некоторые одноименные заряды притягиваются, тогда разноименные – отталкиваются. Другие одноименные заряды, наоборот, отталкиваются, тогда разноименные – притягиваются.

5. Пятый (дополнительный) постулат.

Пятый постулат характеризует свойства обобщенного заряда на различных количественных уровнях движения. Его можно сформулировать следующим образом:

Обобщенный заряд на уровне макромира обладает непрерывными (континуальными), а на уровне микромира – квантовыми (дискретными, зернистыми) свойствами.

В постулате с уверенностью говорится о свойствах заряда лишь на двух уровнях – макроскопическом и микроскопическом. О других уровнях также можно высказать определенные суждения, однако пока эти суждения носят более или менее предположительный характер.

В условиях макромира обобщенный заряд можно рассматривать как непрерывную среду. Именно поэтому столетие назад господствовала теория флюидов – невесомых и неуничтожимых жидкостей, перетеканием которых объяснялись различные явления природы. Такими флюидами служили теплород (с его помощью объяснялись термические явления), электрород (им объяснялись электрические явления), флогистон (явления горения) и т.д. Например, при зарядании макроскопических тел электрическим зарядом невозможно обнаружить его дискретный характер, поэтому теория электророда не наталкивалась на противоречия.

В условиях микромира на первый план выступают дискретные (квантовые) свойства обобщенного заряда. Здесь они оказываются решающими.

Из пятого постулата следует, что для каждой формы движения может быть найден определенный минимальный по величине микроскопический заряд, который будем называть **квантом** заряда. На уровне микромира квант является элемен-

тарным кирпичиком (элементарным зерном, или порцией) движения. Из таких порций складываются большие макроскопические заряды. При большом числе квантов они ведут себя как непрерывная среда. Аналогично большое количество песчинок образуют непрерывную среду, которая способна течь, причем течение сопровождается трением, передавать давление во все стороны и т.д., т.е. среду, по своим свойствам напоминающую жидкость.

Название элементарного кванта заряда будем получать с помощью приставки «**он**». Например, метрон (форма движения метрическая), хронон (хрональная), субстанцион (субстанциальная), импульсон (импульсная), спинон (спиновая), гравитон (гравитационная), дебройлен (волновая, или дебройлевская), термон (термическая), магнитон (магнитная), электрон (анти-электрическая), позитрон (электрическая) и т.д. Чтобы не путать квант электрического заряда – электрон – с элементарной частицей, именуемой в физике электроном, последнюю будем называть электроном-частицей. Аналогичным образом будем различать следующие два названия: позитрон (элементарный квант электрического заряда) и позитрон-частица (элементарная частица).

Примерами квантов зарядов могут служить электрон (минус-квант, или антиквант) и позитрон (плюс-квант), которые определяют электрическую форму движения. Эти кванты зарядов входят в состав электрона-частицы и позитрона-частицы, антипротона и протона и т.д. термическая форма движения на уровне микромира характеризуется термонами и антитермонами. Термоны входят в состав фотонов(световых частиц), электронов- и позитронов-частиц, протонов и т.д. Факт существования термонов и антитермонов был предсказан общей теорией. Термоны были обнаружены автором различными методами, о которых говорится ниже. Для массы, пространства, времени и многих других зарядов элементарные кванты пока не найдены.

На уровне наномира (субмикромир) свойства заряда изучены мало. Будем считать, что поля этого мира образуются посредством зарядов, названия которых получаются с помощью приставки «**ино**». Например, метрино, хроино, субстанцино, гравитино, термино, магнитино, электрино и т.д.

О пико-, фемто-, аттомирах и т.д. ничего не известно.

На уровнях мегамира (субмакромир) и гигамира заряды, по-видимому, komponуются в дискретные образования типа планет и звезд. Что касается галактических (гигамир) и прочих

туманностей, то о свойствах их зарядов пока мало что можно сказать. Еще меньше у нас данных, чтобы судить о свойствах зарядов в условиях терамиров и т.д.

6. Основной (объединенный) постулат.

Все перечисленные постулаты по сути дела посвящены одному вопросу – способу качественного и количественного определения движения. Главный постулат утверждает факт существования обобщенного заряда, а дополнительные – характеризуют его свойства. Поэтому правильно было бы объединить постулаты под общей формулировкой. Такой объединенный постулат можно назвать **основным** (исходным) постулатом общей, или единой, теории. Принятое выше расчленение основного постулата на главный и дополнительные вызвано желанием нагляднее отразить и специально подчеркнуть важнейшие свойства обобщенного заряда. Основной (объединенный) постулат формулируется следующим образом:

Для каждой элементарной формы движения существует и может быть найден характерный физический параметр E – обобщенный заряд, – который с качественной и количественной стороны однозначно определяет данную элементарную форму движения, а следовательно, и все свойства совокупного движения в той мере, в какой они связаны с данной формой; обобщенному заряду присуща способность самопроизвольно распространяться в направлении убывания сопряженного с ним потенциала P , причем распространение его в этом направлении сопровождается рождением, а в обратном направлении – уничтожением термического заряда диссипации; для каждого данного заряда существует сопряженный с ним антизаряд, заряды и антизаряды обладают способностью притягиваться или отталкиваться; обобщенный заряд на уровне макромира обладает континуальными, а на уровне микромира – квантовыми свойствами.

В дальнейшем при ссылках на основной постулат имеется в виду его объединенная формулировка. Если требуется специально выделить свойство заряда, тогда упоминается номер соответствующего постулата.

Необходимо помнить, что основной постулат, как и всякий постулат любой теории, принимается без доказательства. Методами общей теории его вывести невозможно. Для каждой формы движения справедливость постулата подтверждается

опытными данными. Полученный на известном ограниченном опытном материале, он был затем обобщен на все без исключения формы движения. В таком обобщенном виде постулат становится могущественным инструментом не только для изучения известных, но и для открытия новых форм движения и новых связей между ними.

По мере углубления наших знаний о свойствах движения, а следовательно, и обобщенного заряда основной постулат должен расширяться. При этом углубление и расширение постулата не имеет границ. Это значит, что общая, или единая, теория способна и вынуждена неограниченно развиваться.

§ 9. Первый главный закон движения (сохранения энергии).

1. Система.

Приступим теперь к изложению математического аппарата общей количественной теории движения. Этот аппарат логически вытекает из основного постулата, сформулированного на базе рассмотренных выше определений материи и движения. Начнем с установления объекта изучения – **системы**, или **тела**, - а затем выведем дифференциальное уравнение, выражающее закон сохранения энергии.

Система, или тело, представляет собой определенное количество движения (т.е. зарядов), которое мысленно отделено от окружающего мира (окружающей среды) контрольной поверхностью. Система выбирается таким образом, чтобы во всех ее точках все свойства движения были бы практически одинаковыми. Из основного постулата следует, что одинаковость свойств достигается путем создания равномерного распределения в системе обобщенных зарядов, которые определяют эти свойства. Соответствующая система именуется однородной.

На практике при выборе системы очень неудобно иметь дело со многими формами движения одновременно. Поэтому обычно обращают внимание только на какой-либо один заряд, например, на массу или объем и т.д. В соответствии с этим говорят о системе массой **m** или объемом **V** и т.д.

В общем случае изменением свойств в пределах системы можно пренебречь, если рассматривать весьма малые количества движения, т.е. весьма малые заряды **dm** и **dV**, и т.д. При этом удастся отвлечься от многих конкретных особенностей си-

стемы. В результате основные законы теории приобретают наибольшую общность и простоту. Как следствие, они оказываются применимыми для изучения любых систем, в том числе неоднородных. При определении свойств неоднородных систем приходится интегрировать соответствующие дифференциальные уравнения, выражающие основные законы, по координатам \mathbf{x} , \mathbf{y} , и \mathbf{z} .

Примерами систем могут служить газ, заключенный в цилиндре с поршнем, участок проводника, по которому течет электрический ток, совокупность квантов электромагнитного излучения, единичный квант света (фотон) или его отдельный участок и т.д. Иными словами, в качестве системы можно выбрать определенное количество движения на любом уровне мироздания.

2. Вывод дифференциального уравнения состояния первого порядка.

Предположим, что рассматривается некоторое самое общее (универсальное, обезличенное, обобщенное) свойство движения \mathbf{U} . Будем называть его **производным свойством первого порядка**. Обобщенным оно является потому, что характеризует определенные черты всех без исключения элементарных форм движения.

Согласно основному постулату, каждый заряд определяет все свойства движения. Это значит, что каждое данное свойство системы, в том числе \mathbf{U} , определяется всеми зарядами одновременно. Здесь в первый раз используется идея о всеобщей связи явлений окружающего мира, заложенная в основном постулате.

Таким образом, в соответствии с основным постулатом можно записать:

$$\mathbf{U} = \mathbf{f}(\mathbf{E}) \quad \text{дж.} \quad (1)$$

Это общее уравнение выражает связь, существующую между рассматриваемым свойством \mathbf{U} и обобщенным зарядом \mathbf{E} системы. Принимается, что система располагает всего одной формой движения. В таких случаях будем говорить, что система имеет одну **внутреннюю степень свободы**, т.е. $\mathbf{n} = 1$.

Дифференцирование равенства (1) дает

$$\mathbf{dU} = \mathbf{P} \mathbf{dE} \quad \text{дж,} \quad (2)$$

где

$$\mathbf{P} = \mathbf{dU} / \mathbf{dE}. \quad (3)$$

Если система располагает двумя внутренними степенями свободы ($n = 2$), то равенства типа (1) – (3) принимают вид:

$$U = f(E_1; E_2) \quad \text{дж}; \quad (4)$$

$$dU = P_1 dE_1 + P_2 dE_2 \quad \text{дж}, \quad (5)$$

где

$$P_1 = (\partial U / \partial E_1)_{E_2}; \quad P_2 = (\partial U / \partial E_2)_{E_1} \quad (6)$$

В общем случае для n степеней свободы (n форм движения) имеем:

$$U = f(E_1; E_2; \dots; E_n) \quad (7)$$

$$dU = P_1 dE_1 + P_2 dE_2 + \dots + P_n dE_n \quad \text{дж}, \quad (8)$$

где

$$P_1 = (\partial U / \partial E_1)_{E_{\text{ин}}}; \quad P_2 = (\partial U / \partial E_2)_{E_{\text{ин}}}; \quad \dots; \quad P_n = (\partial U / \partial E_n)_{E_{\text{ин}}} \quad (9)$$

Индекс внизу у скобок показывает, какие величины при дифференцировании остаются постоянными, индекс «ин» означает неизменность (инвариантность) всех зарядов, кроме данного.

Величины P , входящие в формулы (2), (5) и (8), представляют собой **производные свойства второго порядка**.

Как уже отмечалось, в настоящее время известно только одно всеобъемлющее обобщенное свойство движения – энергия. Поэтому под U по необходимости понимается энергия системы. В связи с этим функции (1), (4) и (7) называются общими калорическими уравнениями состояния, а уравнения (2), (5) и (8) – **дифференциальными калорическими уравнениями состояния**. Они связывают энергию, являющуюся производным свойством первого порядка, с зарядами. Поэтому их можно называть также **общими и дифференциальными уравнениями состояния первого порядка**. Дифференциальные уравнения состояния первого порядка содержат в своем составе также свойства второго порядка.

Надо заметить, что если бы была известна вторая столь же универсальная обезличенная характеристика движения, как энергия, тогда можно было бы получить новую серию свойств различных порядков. Вся общая теория приобрела бы другое оформление. Однако такого второго свойства нет и, вероятно, оно никогда не будет найдено. Поэтому не исключено, что в рамках рассматриваемых определений материи и движения энергетический вариант общей теории является **единственным**.

3. Свойства и состояние системы.

Теперь предстоит установить физический смысл величин, входящих в выведенное уравнение. Но прежде надо определить смысловое значение употребляемых терминов. Общая теория, из которой вытекают все теории и науки, позволяет, в частности, навести порядок в терминологии и дать четкую и ясную формулировку применяемых понятий. В дальнейшем везде будут делаться уточнения терминов и понятий. Начнем эту работу с определения того, что понимается под свойствами системы.

Свойствами будем называть значения зарядов **Е**, а также величин **U**, **P** и т.д., являющихся производными свойствами различных порядков.

Основными свойствами служат значения зарядов. Они определяют все остальные свойства системы и поэтому входят в уравнения состояния в качестве аргументов. Именно благодаря этому заряды называются также **параметрами состояния**.

Все производные свойства системы типа **U**, **P** и т.д. являются функциями. Поэтому их именуют **функциями состояния**. Всего существует бесчисленное множество различных производных свойств различных порядков.

Под **состоянием** системы понимается полная совокупность различных ее свойств. Очевидно, что для однозначного определения состояния системы необходимо и достаточно задать значения всех ее основных свойств – зарядов (параметров состояния).

Уравнения состояния связывают производные свойства системы с основными (параметрами состояния). **Калорическими уравнениями состояния** называются такие, в которые входит энергия.

4. Изменение энергии системы.

В уравнениях (2), (5) и (8) содержится величина **dU**. Она определяет изменение обобщенной количественной меры движения, т.е. энергии системы. Знак дифференциала **d** перед **U** означает, что имеется в виду бесконечно малое изменение энергии системы, т.е. **dU** есть полный дифференциал от **U**.

Следует, однако, заметить, что такое понимание величины dU справедливо лишь при изучении макромира, когда заряд обладает континуальными свойствами и энергия U изменяется непрерывно. В условиях микромира квантовые свойства заряда приводят к скачкообразному изменению U . При этом возникает некоторая специфика в определении величины dU . Этот вопрос рассматривается ниже.

Величина U в термодинамике называется внутренней энергией системы, однако для такого усложнения термина особых причин не имеется.

5. Количество переданного заряда.

Знак дифференциала d перед E в уравнениях (2), (5) и (8) также свидетельствует о том, что величина dE представляет собой полный дифференциал, т.е. dE есть бесконечно малое изменение заряда системы. Однако более подробный анализ показывает, что, строго говоря, под dE в общем случае надо понимать не изменение заряда системы, а **количество заряда, переданного через контрольную поверхность**.

Это уточнение весьма существенно, ибо отражает разницу, которая имеется между классической термодинамикой, лежащей в основе многих дисциплин, и общей теорией. Классическая термодинамика рассматривает только состояния покоя (равновесные системы). Для них количество переданного заряда всегда равно изменению заряда системы. Именно это обстоятельство является причиной того, что классическая термодинамика (и физика) не наталкивается на противоречия, когда под dE понимает только изменение заряда системы.

В противоположность классической термодинамике общая теория рассматривает неравновесные системы. В реальной неравновесной системе перераспределение (перенос) любого заряда сопровождается эффектом диссипации. Следовательно, к переданному через контрольную поверхность термическому заряду присоединяется термический заряд диссипации и поэтому общее изменение термического заряда системы уже не может быть равно количеству переданного заряда. При этом методы классической термодинамики приводят к серьезным ошибкам.

Чтобы придать формулировке закона сохранения энергии необходимую всеобщность (он должен быть справедлив для любых зарядов, включая термический, и любых систем – равновесных и неравновесных), требуется специально подчеркивать, что изменение внутренней энергии dU **всегда** определяется че-

рез количество заряда dE , прошедшего через контрольную поверхность, и не всегда – через изменение заряда системы: величину dU нельзя определять через изменение термического заряда неравновесной системы.

В условиях микромира заряд обладает квантовыми свойствами. Это значит, что вместо понятия бесконечно малой величины dE , используемой при изучении макромира, приходится применять конечную величину $e_{кв}$, представляющую собой единичный квант обобщенного заряда. Более детально об этом говорится далее.

6. Потенциал.

Величина P , входящая в дифференциальные калорические уравнения состояния (2), (5) и (8), есть не что иное, как потенциал, фактор интенсивности. Потенциал, подобно энергии, в макромире изменяется непрерывно (обладает континуальными свойствами), а в микромире – скачкообразно. Примерами потенциалов служат давление, температура, электрический и химический, или субстанциальный, потенциалы и т.д.

Каждый данный потенциал сопряжен с соответствующим ему зарядом, т.е. имеет одну с зарядом природу. Например, давление p (механический потенциал) сопряжено с объемом V (механический заряд), который характеризует так называемую механическую форму движения, связанную с изменением объема системы. Абсолютная температура T (термический потенциал) сопряжена с термическим зарядом Θ , который определяет термическую форму движения. Электрический потенциал ϕ сопряжен с электрическим зарядом Ψ (электрическая форма движения). Химический потенциал μ сопряжен с массой m (химический, или субстанциальный, заряд); оба они относятся к элементарной химической (или субстанциальной) форме движения.

Числовое значение потенциала находится как скорость изменения энергии с зарядом при постоянных прочих зарядах. Выражения (3), (6) и (9) служат основными математическими правилами, с помощью которых определяется потенциал.

Потенциал характеризует активность, напряженность любого данного элементарного движения. Эта его роль хорошо иллюстрируется, например, уравнением (2), в которое он входит в качестве множителя перед количеством перенесенного заряда. При одном и том же заряде dE изменение энергии dU

системы пропорционально **P**. Это значит, что потенциал наряду с зарядом определяет энергию, приходящуюся на данную форму движения.

7. Работа.

Произведение потенциала на количество перенесенного заряда именуют **обобщенной работой**, или просто **работой**, и обозначают через

$$dQ = PdE \quad \text{дж.} \quad (10)$$

Работа также сопряжена с соответствующим зарядом (ответствующей формой движения). Различают работы механическую, термическую, электрическую, химическую, или субстанциальную, и т.д.

В макромире заряд и потенциал обладают непрерывными свойствами, поэтому для определения работы непосредственно используется выражение (10). В микромире элементарным квантом заряда служит величина **e_{кв}**, поэтому работа совершается порциями. Например, работа, соответствующая переходу через контрольную поверхность единичного кванта заряда,

$$Q_{кв} = Pe_{кв} \quad \text{дж.} \quad (11)$$

В правой части этой формулы отсутствует традиционный множитель **1/2**, который появляется в результате интегрирования выражения (10). Это объясняется тем, что при квантовом (скачкообразном) зарядании (или разрядании) системы нет постепенного изменения величины ее заряда от нуля до **e_{кв}** (или от **e_{кв}** до нуля), которое и служит причиной появления множителя **1/2**.

При последовательном зарядании (или разрядании) системы отдельными квантами (общим числом **k**) в выражении для работы должен появиться множитель **1/2**:

$$Q_k = (1/2)Pke_{кв} \quad \text{дж.} \quad (12)$$

Точность этой формулы возрастает с увеличением **k**.

Если в процессе переноса участвует **k** квантов одновременно, то работа

$$Q_k = kQ_{кв} = Pke_{кв} \quad \text{дж.} \quad (13)$$

Если под **k** понимать число квантов заряда, содержащихся в системе, тогда работа, связанная с изменением этого числа, определится в виде

$$dQ = Pd(ke_{кв}) \quad \text{дж.} \quad (14)$$

Величину **k** в этой формуле можно отнести к единице массы (**k_м**, 1/кг), объема (**k_v**, 1/м³) и т.д. системы. Тогда формула (14) будет выражать соответствующую удельную работу.

Если через k_t (1/сек) обозначить число квантов, испускаемых или поглощаемых системой в единицу времени, то секундная работа (мощность излучения или поглощения)

$$Q_{kt} = P k_t e_{кв} \quad \text{Вт.} \quad (15)$$

Полная работа получится, если левую и правую части этого выражения умножить на длительность t излучения (или поглощения). После дифференцирования имеем:

$$dQ = P d(k_t t e_{кв}) \quad \text{дж.} \quad (16)$$

Формулы (10) - (16) характеризуют различные способы выражения работы. Они охватывают два возможных варианта свойств заряда – континуальный и квантовый. С помощью выражений типа (10) – (16) дифференциальные калорические уравнения состояния (2), (5) и (8) можно переписать следующим образом:

$$dU = dQ \quad \text{дж,} \quad (17)$$

$$dU = dQ_1 + dQ_2 \quad \text{дж,} \quad (18)$$

$$dU = dQ_1 + dQ_2 + \dots + dQ_n \quad \text{дж.} \quad (19)$$

Работа сопоставляется с изменением энергии системы. Следовательно, работа представляет собой количественную меру взаимодействия системы и окружающей среды, т.е. количественную меру воздействия окружающей среды на систему и наоборот. На этом основании работу иногда именуют количеством воздействия.

При совершении работы изменяется энергия системы. Но энергия является количественной мерой форм движения материи, характерных для системы. Следовательно, изменение энергии представляет собой количественную меру изменения форм движения материи. Это значит, что работу, равную изменению энергии, можно также в известном смысле рассматривать как количественную меру изменения формы движения материи.

Работа представляет собой характерный пример величины, которая не является свойством системы в принятом выше смысле. Работа есть функция процесса: она совершается в процессе переноса обобщенного заряда через контрольную поверхность. В момент окончания процесса работа прекращается. О качественной и количественной стороне совершенной в закончившемся процессе работы можно судить только по косвенным признакам – по изменениям зарядов и энергии системы.

Знак d перед Q не является дифференциалом, т.е. величина dQ есть не изменение чего-либо, а просто бесконечно малое количество работы (воздействия). Работа не может содержаться в системе, поэтому она не может изменяться.

8. Закон сохранения энергии.

Изложенное показывает, что формулы (2), (5) и (8) суть не что иное, как уравнения известного опытного **закона сохранения энергии**:

Сумма работ, совершаемых над системой, равна изменению ее энергии.

Закон сохранения энергии, выраженный дифференциальными калорическими уравнениями состояния (2), (5) и (8), представляет собой **первый** главный закон (принцип) общей теории. Структура уравнений (2), (5) и (8) свидетельствует о наличии линейной зависимости между энергией и работами. При этом действует простейший принцип аддитивности (сложения).

Впервые идея сохранения в самом общем виде как основной принцип развития мира зародилась в древности. Например, греческий философ Эмпедокл (450 лет до н.э.) учил, что ничто не может происходить из ничего и ничто не может быть уничтожено. В простейшей форме эта идея получила количественное выражение в законе рычага Архимеда (287-212 гг. до н.э.). Согласно этому закону, сила обратно пропорциональна перемещению (золотое правило механики), что соответствует постоянству их произведения (т.е. работы). Леонардо да Винчи (1452-1519 гг.) распространил этот закон на вращательное движение (ворот). При этом постоянным оказывается произведение вращательного момента на угол поворота. В 1842 г. Роберт Майер экспериментально открыл закон эквивалентности теплоты и работы и определил численное значение механического эквивалента теплоты. В 1843 г. Д. Джоуль и независимо от него в 1844 г. Э.Х. Ленц установили закон сохранения энергии применительно к термической и электрической формам движения (закон Джоуля-Ленца). Наконец, в 1847 г. Гельмгольц обобщил этот закон, распространив его на все формы движения.

В общей теории закон сохранения энергии математически выводится из основного постулата. Отмеченный факт позволяет судить о степени общности постулата, если вспомнить, что закон сохранения энергии длительное время считался самым общим количественным законом природы.

Выведенным законом сохранения энергии открывается эстафета передачи законов и понятий из известных физических теорий в общую.

9. Правило знаков.

Из формул (17) – (19) видно, что положительная работа сопровождается увеличением энергии системы, при этом обе величины - dU и dQ - положительны. Энергия возрастает, если работу совершает окружающая среда над системой. Следовательно, положительной считается работа, совершаемая окружающей средой. В этом заключается правило знаков для работы.

Но работа выражается через произведение потенциала на количество перенесенного через контрольную поверхность заряда [формулы (10) – (16)]. При этом в зависимости от специфики изучаемой формы движения положительной работе может отвечать либо положительное, либо отрицательное приращение dE .

В большинстве случаев (термическая, электрическая, химическая, магнитная и т.д. формы движения) положительной работе соответствует положительное приращение dE , т.е. заряд системы возрастает, он переносится из окружающей среды в систему. В этих случаях в уравнения (2), (5) и (8) закона сохранения энергии подставляются слагаемые типа (10).

Вместе с тем имеются формы движения, для которых положительная работа, связанная с возрастанием энергии системы, сопровождается уменьшением заряда, т.е. переходом его из системы в окружающую среду. К числу таких форм движения относится, например, механическая, для которой положительному приращению dU соответствует отрицательное приращение объема dV (система сжимается). Для механической работы, следовательно,

$$dQ_v = - p dV \quad \text{дж} \quad (20)$$

или

$$dL_v = - p dV \quad \text{дж}, \quad (21)$$

где использовано обозначение

$$dQ = - dL \quad \text{дж}; \quad (22)$$

p – давление, н/м².

Работа dL отличается от работы dQ только своим знаком. В литературе часто встречается обозначение dL .

В уравнения (2), (5) и (8) закона сохранения энергии всегда подставляется работа dQ . При этом знак минус перед про-

изведением PdE появляется в тех случаях, когда величины dU и dE имеют различные знаки.

Очевидно, знак минус перед dE есть следствие того, что неудачно выбран сам заряд. Например, для механической формы движения в качестве заряда правильнее было бы использовать плотность ρ . Однако исторически первоначально работа была определена в форме выражения (21). Кроме того, объем измеряется легче, чем плотность. Поэтому на практике в качестве механического заряда обычно применяют объем.

§ 10. Примеры главных количественных характеристик движения.

1. Форма движения перемещательная, или метрическая.

Уравнение закона сохранения энергии объединяет в себе все три главные количественные характеристики элементарного движения – заряд, потенциал и энергию. Теперь предстоит привести примеры соответствующих величин для известных форм движения. При этом надо помнить, что заряды относятся к основным свойствам, а энергия и потенциалы – к производным, поэтому речь должна идти главным образом о зарядах. Факт существования заряда постулируется. Это значит, что заряд привносится в теорию извне – в основном из опыта. Он не может быть выведен из общей теории. В § 90 излагаются правила, облегчающие выбор заряда для различных форм движения. Многие из рассмотренных здесь зарядов известны давно, некоторые впервые найдены (или соответствующим образом истолкованы) автором.

Исторически раньше всего заряд, потенциал и работа, сопоставляемая с изменением энергии системы, были найдены для перемещательной формы движения (перемещение тела в пространстве под действием силы). Зарядом служит перемещение dx (м), потенциалом – сила P_x (н), работой – их произведение:

$$dQ_x = P_x dx \quad \text{дж.} \quad (23)$$

В зачаточном виде такая форма выражения работы перемещения содержится уже в законе рычага Архимеда.

В микромире перемещательную форму движения будем называть метрической, хотя разницы между ними нет никакой. По-видимому, термин «метрическая» лучше отражает принци-

пиальную сторону рассматриваемой формы движения, чем термин «перемещательная». Элементарным квантом метрического заряда $\mathbf{x}_{\text{кв}}$ (м) служит метрон. Величина метрона в настоящее время неизвестна, ее еще предстоит найти *.

Как видим, общая, или единая, теория рассматривает пространство (метрику) как элементарную форму движения, обладающую на уровне макромира непрерывными, а на уровне микромира – квантовыми (дискретными) свойствами. Пространство есть заряд со всеми присущими ему свойствами: в соответствии с основным постулатом он способен распространяться в сторону убывающего метрического потенциала, распространение заряда сопровождается эффектом диссипации и т.д. Такая постановка вопроса является принципиально новой.

Отсюда следует, что неправильно говорить о существовании материи «в пространстве». Материя существует в виде движения. Пространство есть лишь одна из бесчисленного множества равноправных форм движения, в виде которых существует материя.

2. Вращательная.

Для вращательной формы движения зарядом является угол поворота тела $d\varphi$ (рад), потенциалом – момент силы \mathbf{M} (н·м), а работой – величина

$$dQ_{\varphi} = \mathbf{M}d\varphi \quad \text{дж.} \quad (24)$$

Соответствующие понятия впервые были введены в науку Леонардо да Винчи.

В микромире элементарным квантом заряда служит $\varphi_{\text{кв}}$. Его величина пока неизвестна.

3. Деформационная.

Деформационная форма движения сжатия и растяжения встречается при упругих и пластических деформациях тел. В обоих случаях (упругие и пластические деформации) зарядом служит перемещение $d\mathbf{x}$ (м), потенциалом – сила $\mathbf{p}_{\text{д.с}}$ (н), а работа деформации

* Вейник А.И., «Термодинамическая пара», Минск, "Наука и техника", 1973, стр. 102: «Элементарным квантом метрического экстенсора служит метриант $\mathbf{x}_{\text{кв}}$ (м). Величина метрианта в настоящее время неизвестна, ее еще предстоит найти. Самое малое из известных нам расстояний равно 10^{-16} м. Следовательно, метриант должен быть еще меньше. Например, по предложению Стоннея минимальное расстояние равно около 10^{-37} м».

$$dQ_{д.с} = - dL = - p_{д.с} dx \quad \text{дж.} \quad (25)$$

Необходимо отметить, что деформационная форма движения сжатия и растяжения не самостоятельна, а представляет собой частный случай перемещательной, или метрической. Она характеризуется вполне определенной зависимостью потенциала (силы) от заряда (перемещения). Эта зависимость может выражаться, например, законом упругости Гука.

Деформационная форма движения кручения и изгиба также связана с упругими и пластическими деформациями. Во всех случаях в качестве заряда выбирается угол поворота φ (рад), а потенциала – момент силы $M_{д.к}$ (н·м). Деформационная работа

$$dQ_{д.к} = M_{д.к} d\varphi \quad \text{дж.} \quad (26)$$

Эта форма движения представляет собой частный случай вращательной.

4. Кинетическая перемещения, или импульсная.

Форма движения кинетическая перемещения определяется количеством движения (заряд)

$$K = m\omega \quad \text{н·сек.} \quad (27)$$

Потенциалом служит скорость ω (м/сек). Работа

$$dQ_K = \omega dK \quad \text{дж.} \quad (28)$$

В микромире произведение $m\omega$ (количество движения) принято называть импульсом и обозначать через P , т.е.

$$P = K = m\omega \quad \text{н·сек.}$$

В соответствии с этим форму движения кинетическую перемещения будем именовать также импульсной. Элементарным квантом заряда служит импульсон $K_{кв}$, или $P_{кв}$, величина которого неизвестна.

На уровне микромира работа определяется формулой (11):

$$Q_{квK} = \omega K_{кв} = \omega P_{кв} \quad \text{дж.} \quad (29)$$

или (13)

$$Q_K = \omega K = \omega P \quad \text{дж.} \quad (30)$$

где K и P относятся к k квантам одновременно. В частном случае при $k = 1$ формула (30) превращается в (29).

Если система располагает только одной – кинетической перемещения – формой движения ($n = 1$), то из выражений (17), (29) и (30) будем иметь

$$U_{квK} = Q_{квK} = \omega K_{кв} = \omega P_{кв} \quad \text{дж.;} \quad (31)$$

$$U_K = Q_K = \omega K = \omega P \quad \text{дж.} \quad (32)$$

В условиях макромира при $n = 1$ из уравнений (17) и (28) после интегрирования найдем (m постоянно):

$$U_K = Q_K = (1/2)m\omega^2 \quad \text{дж.} \quad (33)$$

Это есть известная из физики формула для кинетической энергии тела.

Заметим, что широко применяемый термин «количество движения», которым в физике определяется количество кинетического движения K , очень точно отражает принципиальную суть основных идей общей теории, поэтому он распространен автором на все без исключения элементарные формы движения. В общей теории количеством любого данного элементарного движения служит обобщенный заряд.

5. Кинетическая вращения, или спиновая.

Форма движения кинетическая вращения характеризуется моментом количества движения системы относительно оси вращения M_B (заряд), потенциалом служит угловая скорость вращения системы ω (1/сек). Работа

$$dQ_{MB} = \omega dM_B \quad \text{дж.} \quad (34)$$

где

$$M = I\omega \quad \text{дж·сек;} \quad (35)$$

I - момент инерции системы, дж·ске².

В микромире момент количества движения называется спином. В соответствии с этим рассматриваемую форму движения будем именовать также спиновой. Элементарным квантом заряда служит неизвестный пока спинон $M_{KB.B}$.

Если система обладает только одной формой движения ($n = 1$), то из выражений (17) и (34) после интегрирования получим (I постоянно):

$$U_{MB} = Q_{MB} = (1/2) I\omega^2 \quad \text{дж.} \quad (36)$$

Это известная из физики формула, определяющая кинетическую энергию вращающегося тела.

6. Механическая.

Механическая форма движения связана с изменением объема системы. Для нее зарядом служит объем V (м³), потенциалом – давление p (н/м²), а работа определяется выражениями (20) – (22):

$$dQ_V = - dL_V = - p dV \quad \text{дж.}$$

Вероятно, эта форма движения является своеобразным частным случаем перемещательной, ибо объем всегда можно охарактеризовать с помощью соответствующих перемещений вдоль трех различных координат.

Для механической формы движения в качестве обобщенного заряда можно выбрать не объем, а плотность

$$\rho = d\mathbf{m}/d\mathbf{V} \quad \text{кг/м}^3 \quad (37)$$

или для системы конечных размеров

$$\rho = \mathbf{m}/\mathbf{V} \quad \text{кг/м}^3. \quad (38)$$

Тогда вместо формулы (20) можно написать:

$$dQ_p = P_p d\rho \quad \text{дж/м}^3, \quad (39)$$

где P_p – механический потенциал, дж/кг.

Здесь работа dQ_p отнесена к единице объема системы. Механический потенциал P_p связан с давлением p соотношением, вид которого зависит от свойств системы. В частном случае, когда масса \mathbf{m} системы остается неизменной – такие условия встречаются, например, в цилиндре теплового двигателя, – а ее объем \mathbf{V} изменяется, из формул (20), (38) и (39) находим

$$P_p = p\mathbf{V}/\mathbf{m} \quad \text{дж/кг}. \quad (40)$$

Если левую и правую части выражения (39) умножить на объем \mathbf{V} , то получится новая формула для работы:

$$dQ_p' = P_p' d\rho \quad \text{дж/м}^3, \quad (41)$$

где механический потенциал

$$P_p' = P_p \mathbf{V} \quad \text{дж} \cdot \text{м}^3/\text{кг}. \quad (42)$$

О свойствах этого рода заряда и потенциала говорится ниже.

7. Гидродинамическая.

Для оценки гидродинамической формы движения (течение жидкости или газа) могут быть предложены два обобщенных заряда – объем и масса. С ними сопряжены соответствующие потенциалы и работы.

Если зарядом служит объем \mathbf{V} (м³), то потенциалом является давление p (н/м²), а гидродинамическая работа определяется выражением

$$dQ_{rV} = p d\mathbf{V} \quad \text{дж}. \quad (43)$$

Здесь $d\mathbf{V}$ представляет собой элементарный объем жидкости (или газа), протекшей через сечение с давлением p .

если в качестве заряда выбрана масса \mathbf{m} (кг) жидкости, тогда потенциалом служит гидродинамический потенциал μ_r (дж/кг). Работа перемещения элементарного количества $d\mathbf{m}$ текущего тела через сечение, обладающее потенциалом μ_r

$$dQ_{gm} = \mu_g dm \quad \text{дж.} \quad (44)$$

Связь между потенциалами p и μ_g легко устанавливается на основе соотношения (37). Из выражений (37), (43) и (44) находим

$$\mu_g = p/\rho \quad \text{дж/кг.} \quad (45)$$

В микромире также проявляется гидродинамическая форма движения. Возможно, что ее следует сопоставлять с потоками квантов массы.

8. Фильтрационная.

Фильтрационная форма движения связана с распространением текучего тела в пристеночном слое другого тела. В макромире такие условия возникают, например, при течении жидкости или газа в отдельном капилляре или капиллярнопористом теле. Для микромира нам неизвестны соответствующие процессы.

Фильтрационная форма движения оценивается точно так же, как гидродинамическая, но по существу эти две формы движения различны. Зарядом для фильтрационной формы движения служит объем или масса. С ними сопряжены давление p (н·м²) и фильтрационный потенциал μ_{ft} (дж/кг). Формулы, оценивающие фильтрационную форму движения, похожи на выражения (43) – (45):

$$dQ_{ftV} = p dV \quad \text{дж;} \quad (46)$$

$$dQ_{ftm} = \mu_{ft} dm \quad \text{дж;} \quad (47)$$

$$\mu_{ft} = p/\rho \quad \text{дж/кг.} \quad (48)$$

9. Диффузионная.

Для диффузионной формы движения зарядом может служить масса m , потенциалом – диффузионный потенциал μ_{df} , диффузионная работа определяется выражением

$$dQ_{df} = \mu_{df} dm \quad \text{дж.} \quad (49)$$

В микромире также проявляется диффузионная форма движения, однако элементарный квант ее – диффузон – неизвестен.

10. Химическая, или субстанциальная.

Химическая форма движения обусловлена химическими превращениями. Она характеризуется массой **m** (заряд), химическим потенциалом μ (дж/кг) и работой

$$dQ_m = \mu dm \quad \text{дж.} \quad (50)$$

Выражение (50) впервые было введено в науку Гиббсом в 1874 г. применительно к макроскопическим явлениям. Согласно общей теории, оно справедливо также для микромира. В условиях микромира химическую форму движения будем именовать субстанциальной. Этот термин лучше отражает сущность изучаемого явления. Соответственно потенциал будем называть субстанциальным и обозначать **P_{сб}**.

Фазовые превращения – плавление, затвердевание, испарение, конденсация и т.д. – также описываются массой (заряд) и химическим потенциалом. Работа фазового превращения определяется формулой (50).

В частном случае, если система располагает всего одной формой движения (**n** = 1), из уравнений (2) и (50) общей теории после интегрирования при постоянном μ (**P_{сб}**) получается известное уравнение закона «эквивалентности» массы и энергии Эйнштейна:

$$U_m = Q_m = P_{сб} dm \quad \text{дж,} \quad (51)$$

где, согласно Эйнштейну,

$$P_{сб} = c^2 = \text{const} \quad \text{м}^2/\text{сек}^2; \quad (52)$$

c – скорость света в вакууме,

$$c = 2,997925 \cdot 10^8 \quad \text{м/сек.} \quad (53)$$

Истинный физический смысл закона Эйнштейна подробно разбирается ниже.

По-видимому, масса является специфическим зарядом, определяющим количество именно субстанциального движения. Элементарным квантом массы служит субстанцион **m_{кв}**, величина которого еще не найдена. Трудности экспериментального определения субстанциона обусловлены тем, что квант **m_{кв}** крайне мал и поэтому ученые не располагают необходимыми экспериментальными возможностями для его взвешивания. О свойствах субстанцино (наномир) тоже пока ничего не известно. Не исключено, что субстанцино образуют гравитационное поле. Тогда химическая (субстанциальная) и гравитационная формы движения окажутся тождественными.

11. Гравитационная.

Истинный заряд для гравитационной формы движения пока неизвестен. В соответствии с законом тяготения Ньютона будем считать, что гравитационным зарядом (количеством гравитационного движения) служит масса \mathbf{m} (кг), гравитационным потенциалом является величина $\mathbf{P}_{\text{гр}}$ (дж/кг), гравитационная работа

$$dQ_{\text{гр}} = \mathbf{P}_{\text{гр}} d\mathbf{m} \quad \text{дж.} \quad (54)$$

Величину $\mathbf{P}_{\text{гр}}$ можно расшифровать с помощью закона тяготения Ньютона:

$$\mathbf{G}' = f\mathbf{M}d\mathbf{m}/r^2 \quad \text{н,} \quad (55)$$

где \mathbf{G}' - сила тяжести, н;

f - гравитационная постоянная,

$$f = 6,67 \cdot 10^{-11} \quad \text{м}^3/(\text{кг} \cdot \text{сек}^2); \quad (56)$$

\mathbf{M} – масса тела, в гравитационном поле которого находится система, имеющая массу $d\mathbf{m}$, кг;

r - расстояние между центрами масс \mathbf{M} и \mathbf{m} , м.

Произведение силы \mathbf{G}' на перемещение $d\mathbf{r}$ дает работу

$$dQ_{\text{гр}} = \mathbf{G}' d\mathbf{r} \quad \text{дж.} \quad (57)$$

Подставив сюда значение \mathbf{G}' из выражения (54), проинтегрировав результат в пределах от 0 до r и сравнив его с формулой (54), найдем

$$\mathbf{P}_{\text{гр}} = f\mathbf{M}/r = \mathbf{G}'r/d\mathbf{m} \quad \text{дж/кг.} \quad (58)$$

Элементарным квантом гравитационного заряда (микромир) является гравитон $\mathbf{m}_{\text{кв}^{\text{гр}}}$ (кг). На уровне субмикромра (наномир) гравитационное поле определяется гравитино. О свойствах гравитонов и гравитино сейчас высказываются самые различные предположения.

Заметим, что гравитоны и гравитино смешивать ни в коем случае нельзя, ибо они определяют гравитационную форму движения на различных уровнях мироздания. Это замечание справедливо для любой формы движения. Например, кванты электрического заряда – электроны (микромир) недопустимо смешивать с испускаемыми ими электрино (наномир), из которых состоит электрическое поле. Не вызывает сомнений, что гравитационное поле, характеризуемое законом тяготения Ньютона, относится именно к наномиру и состоит из гравитино. Что касается гравитонов, излучающих гравитационное поле, то они входят в состав так называемых элементарных частиц. Величина гравитона неизвестна. Не исключено, что гравитон и субстанцион – это одно и то же. Пока для окончатель-

ного решения этого вопроса мы не располагаем необходимыми экспериментальными данными.

Гравитационные заряды, как и всякие другие заряды, обладают способностью притягиваться и отталкиваться. Весьма интересно, что в данном случае одноименные (заряды (гравитоны или не открытые пока антигравитоны), а разноименные гравитоны и антигравитоны) отталкиваются. Сила притяжения и отталкивания определяется уравнением (55) закона тяготения Ньютона.

12. Термическая.

Термическая форма движения определяется термическим зарядом Θ (дж/°K), который сопряжен с абсолютной температурой T (°K), являющейся термическим потенциалом, и термической работой *

$$dQ_{\Theta} = T d\Theta \quad \text{дж.} \quad (59)$$

Понятие термического заряда впервые было введено автором (см., например, публикацию [3] от 1956 г. на стр. 142-144).

Частным случаем формулы (59) является известное уравнение второго начала термодинамики Клаузиуса, полученное им для макроскопических систем:

$$dQ_Q = T dS \quad \text{дж,} \quad (60)$$

где dQ_Q - так называемое количество тепла, дж;

S - энтропия Клаузиуса, дж/град.

В микромире термическая форма движения определяется элементарным квантом термического заряда – термоном. Величина термона была найдена автором [5] различными методами (§ 56). Термон

$$\tau = 3,89472 \cdot 10^{-23} \text{ дж/град.} \quad (61)$$

Работа единичного кванта термического заряда определяется выражением (11):

$$Q_{\text{квт}} = T \tau \quad \text{дж.} \quad (62)$$

Если система имеет только одну – термическую – форму движения, то ее энергия найдется из формул (17) и (62):

$$U_{\text{квт}} = Q_{\text{квт}} = T \tau \quad \text{дж.} \quad (63)$$

* Заряд термический - термин впервые использован в книге Вейника А.И. «Техническая термодинамика и основы теплопередачи», М., Металлургиздат, 1956, стр.34 в качестве основы первого опубликованного варианта общей термодинамической теории.

13. Электрическая.

Для электрической формы движения обобщенным зарядом служит электрический заряд Ψ (к), сопряженный с электрическим потенциалом φ (в) и работой

$$dQ_{\Psi} = \varphi d\Psi \quad \text{дж.} \quad (64)$$

В микромире электрическую форму движения определяет электрон – элементарный квант отрицательного электрического заряда, - величина которого

$$e = 1,60207 \cdot 10^{-19} \text{ к.} \quad (65)$$

Такую же величину имеет положительный квант (анти-квант) электрического заряда – позитрон *.

Электрическая форма движения – единственная, для которой известны и хорошо изучены свойства положительного и отрицательного зарядов на макроскопическом и микроскопическом уровнях.

Вокруг электрического заряда образуется так называемое электростатическое (электрическое) поле, относящееся к субмикромиру (наномир). Свойства электрического (как, впрочем, и магнитного) поля изучены экспериментально и теоретически лучше всех других полей. При этом оно обычно рассматривается как непрерывная среда – континуум. Однако субмикроскопическая структура электрического поля, т.е. природа электрично, пока неизвестна.

Одноименные электрические заряды (положительные или отрицательные) друг от друга отталкиваются, а разноименные (положительные и отрицательные) – притягиваются. В данном случае картина притяжения и отталкивания прямо противоположна той, которая наблюдается в гравитационных (или субстанциальных) явлениях. Сила притяжения и отталкивания электрических зарядов определяется известным законом Кулона (§ 84).

14. Магнитная.

Магнитную форму движения можно охарактеризовать магнитным зарядом, или так называемой магнитной массой $\mathbf{E}_{\text{мг}}$, которая сопряжена с магнитным потенциалом $\mathbf{P}_{\text{мг}}$ и работой

* Не смешивать квант отрицательного электрического заряда – электрон с электроном-частицей, рассматриваемой в физике, а также квант положительного электрического заряда – позитрон с позитроном-частицей.

$$dQ_{\text{мг}} = P_{\text{мг}} dE_{\text{мг}} \quad \text{дж.} \quad (66)$$

Об элементарных квантах магнитной формы движения – магнитомах $e_{\text{мг}}$ ничего не известно. Свойства магнитного поля (наномир) изучены довольно подробно, но о магнитино пока ничего сказать нельзя.

Опыт показывает, что одноименные магнитные заряды отталкиваются, а разноименные – притягиваются. Сила притяжения и отталкивания определяется известным законом Кулона для магнитных зарядов (§ 84).

Необходимо отметить, что в настоящее время о сущности магнитной формы движения высказываются самые невероятные предположения. Первоначально считалось, что существуют магнитные заряды, или массы, подобные электрическим зарядам. На это указывал закон взаимодействия магнитных масс, установленный Кулоном (1785). Затем датский физик Эрстед (1820) обнаружил магнитное поле тока. В том же году французский физик Ампер предположил, что магнетизм есть явление, сопутствующее движению электрических зарядов, а Био и Савар открыли закон, определяющий величину магнитного поля тока. С тех пор магнитная форма движения чаще всего подменяется электрической, а представление о существовании магнитных зарядов рассматривается как метафизическое измышление.

Общая теория позволяет внести в этот вопрос полную ясность и создает необходимые предпосылки для более глубокого изучения магнитных явлений на совершенно другой основе, чем это было принято до сих пор *. Никто не сомневается в том, что магнитная форма движения реально существует. Но, как и всякая форма движения, она специфична, неповторима и поэтому не может быть заменена никакой другой. Следовательно, все рассуждения и выводы об электрическом происхождении магнитной формы движения являются ошибочными. Разумеется, существует тесная связь между магнитной и электрической, а также многими другими формами движения. Наличием этой связи объясняются наблюдаемые эффекты возникновения магнитного поля под действием электрического тока и электрического тока под действием магнитного поля. Физический смысл наблюдаемых связей и эффектов расшифровывается на основе законов общей теории.

* В 1977 году Вейник А.И. опубликовал гипотезу о существовании магнитного вещества, кванты которого он назвал **сатлонами** [Вейник А.И., «Термодинамика реальных процессов», Минск, "Навука і тэхніка", 1991, стр. 276-278].

15. Вибрационная.

Большой интерес представляет вибрационная форма движения. В макром мире она обусловлена распространением в твердой, жидкой или газообразной среде упругих волн – механических вибраций, звука и т.д. Макроскопическая теория позволяет в виде гипотезы предложить несколько вариантов зарядов и сопряженных с ними потенциалов.

В первом варианте вибрационным зарядом является величина

$$E_{вб} = a \rho \omega F t \quad \text{н·сек,} \quad (67)$$

потенциалом

$$P_{вб} = a \omega \quad \text{н·сек,} \quad (68)$$

вибрационная работа

$$dQ_{вб} = P_{вб} dE_{вб} \quad \text{дж,} \quad (69)$$

где a – амплитуда колебания, м;

ω – круговая частота, 1/сек;

ρ – плотность среды, кг/м³;

ω – скорость распространения волн, м/сек;

F – площадь сечения волновода, м²;

t – время, сек.

Не исключен также следующий вариант выбора заряда и потенциала:

$$E_{вб} = \rho_{вб} \omega F \quad \text{кг,} \quad (70)$$

$$P_{вб} = a^2 \omega^2 \quad \text{м²/сек²,} \quad (71)$$

где $\rho_{вб}$ – объемная плотность импульса массы,

$$\rho_{вб} = \rho t \quad \text{кг·сек/м³.} \quad (72)$$

Вибрационная работа во втором случае определяется прежним выражением (69).

Если система имеет всего одну форму движения ($n = 1$), то из уравнений (17) и (67) – (69) после интегрирования получается

$$U_{вб} = Q_{вб} = (1/2) a^2 \omega^2 \rho \omega F t \quad \text{дж.} \quad (73)$$

По этой формуле в макроскопической теории определяется энергия упругой волны. Аналогичное выражение может быть найдено из формул (17), (69) – (72).

Свойства вибрационной формы движения применительно к микромиру не изучены.

В настоящее время нет полной ясности и в вопросе о том, является ли вибрационная форма движения самостоятельной. На такую мысль наводят хорошо известная возможность преобразовывать геометрическими методами колебательное движение во вращательное и наоборот и некоторые опыты послед-

них лет. Самыми замечательными в этом смысле являются реальные системы передач, разработанные Г.Б. Вальцем. Г.Б. Вальц создал целую серию приборов, в которых вибратор передает через твердую, жидкую или газообразную среду колебания на приемник, приходящий во вращательное движение. В качестве вибратора служит электрический моторчик с эксцентриком, электромагнит, питаемый переменным током, боек, периодически ударяющий по раме, или динамический громкоговоритель, связанный с вибрирующей пластиной. Приемником является пропеллер, диск или иное тело, свободно вращающееся на оси. После включения вибратора приемник начинает быстро вращаться, причем Г.Б. Вальц умеет по произволу задавать направление вращения приемника. Плоскость вращения может быть горизонтальной, вертикальной или наклонной под углом к горизонту. Одновременно может работать несколько различных приемников, которые могут быть открытыми или находиться в герметически замкнутом пространстве.

В описанных опытах Г.Б. Вальца налицо эффект передачи вибраций (вибрационная форма движения) через различные среды – твердую, жидкую или газообразную – и преобразования их во вращательное движение приемника (форма движения кинетическая вращения). Этот факт можно интерпретировать двояко. Либо формы движения вибрационная и кинетическая вращения имеют общую природу, т.е. не самостоятельны: заряд у них общий, но проявляет он себя в различных условиях по-разному. Либо имеет место эффект взаимного увлечения зарядов: вибрационный заряд увлекает за собой кинетический вращения (спин) и этот последний приводит в движение приемник.

Надо сказать, что эффект увлечения очень широко распространен в природе (гл. VII) и часто сильно путает картину и затрудняет понимание происходящего. В качестве примера можно сослаться на электрические и магнитные явления, связь между которыми до настоящего времени не получила должной интерпретации. То же самое можно сказать о термокинетических, термосубстанциальных и некоторых других явлениях, разобраться в сущности которых удастся только на основе идей общей теории. Для того, чтобы ответить на вопрос о самостоятельности или несамостоятельности вибрационной (или вращательной) формы движения, надо провести дополнительные исследования, использующие методы общей теории.

16. Волновая, или дебройлевская.

Существует дебройлевская, или волновая, форма движения, характеризующая волновые свойства тел. Эту идею впервые высказал Луи де Бройль в 1924 г. в своей диссертации на соискание ученой степени доктора философии. Он предположил, что все тела способны излучать определенные волны, которые впоследствии были названы волнами де Бройля.

Дебройлевским зарядом служит величина $E_{дб}$ (дж·сек), дебройлевским потенциалом – частота ν (1/сек), а дебройлевская работа

$$dQ_{дб} = \nu dE_{дб} \quad \text{дж}, \quad (74)$$

Элементарным квантом волновой формы движения является дебройлен, или постоянная Планка,

$$h = 6,62491 \cdot 10^{-34} \quad \text{дж·сек.} \quad (75)$$

Применительно к микромиру дебройлевская работа определяется выражением (11):

$$dQ_{дб} = \nu h \quad \text{дж.} \quad (76)$$

В частном случае, если система располагает только одной – дебройлевской – формой движения ($n = 1$), то из формул (17) и (76) найдем известное уравнение закона Планка:

$$U_{дб} = Q_{дб} = \nu h \quad \text{дж.} \quad (77)$$

Из общей теории как частные случаи вытекают также соотношение де Бройля и закон Вина. Для вывода соотношения де Бройля надо отождествить волновую и кинетическую перемещения формы движения. Приравняв правые части формул (30) и (76) или (32) и (77) и приняв во внимание, что длина волны λ и частота ν излучения связаны равенством

$$\nu = 1/\lambda \quad 1/\text{сек}, \quad (78)$$

получим искомое соотношение

$$\lambda = h/P = h/(m\omega) \text{ м}, \quad (79)$$

где P – импульс системы (частицы или тела):

$$P = m\omega \quad \text{н·сек.}$$

Закон смещения Вина выводится путем отождествления термической и дебройлевской форм движения. Приравняв правые части формул (62) и (76) или (63) и (77), получим

$$\nu/T = \tau/h = b \quad 1/(\text{сек} \cdot ^\circ\text{K}). \quad (80)$$

где b – постоянная,

$$b = 5,8789 \cdot 10^{10} \quad 1/(\text{сек} \cdot ^\circ\text{K}). \quad (81)$$

Отношение частоты к температуре излучающего тела есть величина постоянная. Под частотой понимается величина ν_{\max} , на которую приходится максимальное количество излучаемой

абсолютно черным телом энергии. Соотношение (80) общей теории расшифровывает физический смысл постоянной **b**: она равна отношению величины термона к величине дебройлена.

Из хода вывода методами общей теории законов Планка и Вина и соотношения де Бройля хорошо виден физический смысл найденных формул. Одновременно очень четко очерчиваются границы применимости законов Планка и Вина.

В условиях макромира дебройлевская форма движения приводит к известным соотношениям классической электродинамики. Макроскопическим волновым зарядом служит величина:

$$\mathbf{E}_{дб} = \rho_{дб} \omega \mathbf{F} / \nu \quad \text{дж·сек,} \quad (82)$$

где $\rho_{дб}$ - объемная плотность импульса энергии:

$$\rho_{дб} = \mathbf{Wt} \quad \text{дж·сек/м}^3; \quad (83)$$

W - объемная плотность энергии волны, дж/м³;

t - время, сек;

ω - скорость распространения электромагнитных волн, м/сек;

F - площадь сечения волновода, м²;

ν - частота электромагнитного излучения, 1/сек.

Потенциалом по-прежнему является частота ν , работа определяется формулой (74). Проинтегрировав выражения (17) и (74), получим

$$\mathbf{U}_{дб} = \mathbf{Q}_{дб} = \mathbf{W} \omega \mathbf{Ft} \quad \text{дж.} \quad (84)$$

В классической электродинамике эта формула используется для определения энергии волны.

Макроскопический заряд (82) может быть выражен через дебройлены с помощью формулы (16):

$$\mathbf{E}_{дб} = \rho_{дб} \omega \mathbf{F} / \nu = \mathbf{k}_t \mathbf{th} \quad \text{дж·сек,} \quad (85)$$

где \mathbf{k}_t - число квантов, испускаемых источником излучения за единицу времени, 1/сек.

Нетрудно видеть, что заряд $\mathbf{E}_{дб}$, определяемый формулой (85), представляет собой макроскопический аналог постоянной Планка.

Сопоставление выражений (70) – (72) и (82) – (84) показывает, что вибрационная и дебройлевская формы движения описываются в принципе похожими зарядами и потенциалами. Это объясняется тем, что обе формы движения по существу являются волновыми.

Первоначально де Бройль высказал предположение, что дебройлевские волны, излучаемые телами, представляют собой возмущения в материальной среде. Затем эта его идея была выхолощена, и сейчас принято считать, что дебройлевские вол-

ны – это волны информации, существующие в воображении ученых, а не в материальной среде. Согласно общей теории, дебройлевская форма движения ничем не хуже всех остальных: она реально существует и характеризует вполне определенные свойства материи. Иными словами, хорошо подтверждается упомянутое выше предположение де Бройля.

Волновые свойства тела обусловлены наличием в нем квантов волнового зарядов – дебройленов. В микромире, где четко проявляется дискретность зарядов, дебройлены наделяют тела ярко выраженными волновыми свойствами. С увеличением числа квантов дискретность уступает место континуальности. Поэтому в макромире (при большом числе дебройленов) волновые свойства тела проявляются совсем по-другому, чем в микромире. Аналогично в макромире перестают проявляться индивидуальные свойства электронов – квантов электрического заряда, магнитонов, субстанционов, импульсонов и т.д. Все свойства зарядов приобретают ярко выраженный континуальный характер.

17. Хрональная.

Время является одной из самых жгучих загадок бытия. Общая теория дает возможность взглянуть на время совсем с новой точки зрения.

Хрональная форма движения связана с изменением времени. В ней зарядом служит время t (сек), потенциалом – мощность P_t (вт), хрональная работа

$$dQ_t = P_t dt \quad \text{дж.} \quad (86)$$

Умножив и разделив правую часть этого выражения на метрический заряд dx и приравняв хрональную работу метрической [формула (23)], получим интересную связь между хрональным и метрическим потенциалами:

$$P_t = P_x \omega \quad \text{вт.}$$

Время, подобно пространству, представляет собой обобщенный заряд, в макромире обладающий континуальными, а в микромире – дискретными свойствами. Элементарным квантом времени служит хронон $t_{кв}$. Как и всякий заряд, оно способно течь (под действием разности хрональных потенциалов), совершать работу и т.д. Распространение хрононов сопровождается эффектом диссипации *.

* Вейник А.И., «Термодинамическая пара», Минск, "Наука и техника", 1973, стр. 103: «Элементарным квантом времени служит хронант $t_{кв}$. Наименьший из известных сейчас

Из сказанного должно быть ясно, что неправильно говорить о существовании материи «во времени». Время, являющееся зарядом, представляет собой лишь одну из многочисленных равноправных форм движения, в виде которых существует материя. Выражение «материя существует в пространстве и времени» в некотором смысле отделяет материю от пространства и времени, как бы противопоставляет одно другому, что по существу неверно.

Изложенное понимание хрональной формы движения является принципиально новым. Оно создает реальные предпосылки для глубокого изучения физической сущности времени и для его использования на практике, например, в качестве обобщенного заряда, который можно по произволу заставить течь с различной скоростью, совершать полезную работу и т.д. В частности, открывается принципиальная возможность создания хронального двигателя, т.е. машины, превращающей активность хрональной формы движения в активность механической, а также «машины времени», позволяющей по произволу замедлять и ускорять ход времени на определенных участках пространства или в специальных устройствах.

Интересно отметить, что в еще в 1958 г. известный астроном Н.А. Козырев [15] высказывал мысль о том, что «...время может совершать работу и производить энергию, ...звезда черпает энергию из хода времени». Трудно согласиться с основными термодинамическими идеями Н.А. Козырева (например, по Н.А. Козыреву, в природе не соблюдаются законы сохранения энергии и заряда), однако, по-видимому, он был первым ученым, который обратил внимание на необходимость серьезно изучать физическое содержание понятия времени и предложил для этой цели определенный теоретический аппарат. Заметим, кстати, что теория относительности Эйнштейна рассматривает время и его связь с пространством совсем в ином аспекте. Она не покушается на расшифровку смысла времени.

18. Информационная.

Информационная форма движения определяется информационным зарядом $E_{\text{и}}$ (дж/бит). В качестве потенциала ин-

отрезков времени равен 10^{-24} сек, за это время свет проходит расстояние 10^{-16} м. Следовательно, хронант должен быть меньше 10^{-24} сек. По предложению Стоннея минимальный отрезок времени должен быть равен около 10^{-45} сек».

формации может служить, например, известная функция Шеннона (§ 57 и 90):

$$P_H = - \sum p_i \log_2 p_i \quad \text{бит}, \quad (87)$$

где p_i - вероятность осуществления i -того исхода.

Работа информации

$$dQ_H = P_H dE_H \quad \text{дж}, \quad (88)$$

Такая постановка вопроса является принципиально новой. О микроскопической структуре информационной формы движения пока ничего не известно.

19. Ощущательные.

Начальный уровень раздражений соответствующих рецепторов организма допустимо условно рассматривать как элементарные ощущательные формы движения. При этом механизм преобразования раздражений и передачи сигналов в центральную нервную систему во внимание не принимается. Иными словами, речь идет лишь о внешних раздражениях, т.е. о причине, вызывающей возбуждение различных рецепторов.

Причиной возбуждения является ощущательный обобщенный заряд, который проходит через контрольную поверхность рецептора. В общем случае ощущательный заряд не совпадает ни с одним из рассмотренных ранее. Например, в зрительных ощущениях возбудителями раздражений служат фотоны, но фотон в целом не есть заряд. В связи с этим приходится рассматривать специфические ощущательные заряды $E_{ощ}$ и работы

$$dQ_{ощ} = P_{ощ} dE_{ощ} \quad \text{дж}. \quad (89)$$

К числу элементарных ощущательных форм движения относятся зрительная, слуховая, осязательная, обонятельная, вкусовая и т.д. Каждая из них характеризуется своим специфическим зарядом. В качестве потенциала может быть выбрана величина

$$P_{ощ} = k \log(J/J_0), \quad (90)$$

где k - коэффициент пропорциональности, зависящий от единиц измерения ощущений;

J - интенсивность внешнего раздражения;

J_0 - интенсивность раздражения на пороге чувствительности (при меньшей интенсивности раздражения организм его не воспринимает).

Логарифм в формуле (90) поставлен с целью создания удобной шкалы для измерения ощущений, ибо, согласно известному психофизическому закону Вебера-Фехнера, прирост

силы любого ощущения пропорционален логарифму отношения энергии двух сравниваемых раздражений.

Например, для зрительных ощущений под **J** понимается мощность потока световой энергии (вт/м^2), для слуховой – сила звука (вт/м^2), причем **P_{ощ}** есть уровень звука (бел), характеризующий ощущение громкости звука, для осязательных – удельная энергия осязательного раздражения (вт/м^2), для обонятельных – концентрация в воздухе обонятельного раздражителя (кг/м^3), для вкусовых – концентрация в жидкости вкусового раздражителя (кг/м^3) и т.д. Более подробно об этом говорится в работе [5]. Об интенсивности ощущений и вызывающих их раздражений, в том числе пороговых, имеются сведения в монографии [1]. Пороговые раздражения для обонятельных и вкусовых ощущений подробно исследованы К.С. Тринчером.

Перечисленные ощущательные формы движения представлены здесь схематично. Они далеко не исчерпывают всего их многообразия. Однако приведенные примеры дают известное представление о некоторых элементарных формах движения, имеющих важное значение для биологии, и позволяют установить связь между ощущательными и другими явлениями.

20. Общие замечания.

Как уже отмечалось, существует бесчисленное множество различных элементарных форм движения, каждая из которых одновременно присутствует на всех уровнях мироздания. Рассмотренные выше примеры представляют собой попытку в первом приближении систематизировать имеющиеся сведения и описать свойства зарядов для двух наиболее изученных уровней – макроскопического и микроскопического. Со временем число примеров резко возрастет, некоторые из упомянутых форм движения утратят свое самостоятельное значение, иные могут быть подвергнуты расчленению на более простые. Однако в целом перечисленных примеров вполне достаточно, чтобы освоиться с основными идеями общей теории и проследить за трансформацией элементарных форм движения при переходе с одного уровня картины мира на другой. Описанные главные характеристики движения – обобщенные заряды, потенциалы и работы – используются в дальнейшем изложении для вывода других основных принципов (законов) общей теории, а также для определения и изучения многочисленных новых производных свойств движения.

Выбор новых зарядов для новых форм движения, с которыми приходится сталкиваться на практике, всегда сопряжен с известными трудностями и должен включать в себя элементы творчества. Это объясняется тем, что каждый заряд, как и определяемая им форма движения, специфичен и неповторим, факт его существования постулируется, поэтому для поиска нового заряда не может быть дано никаких стандартных, единых для всех форм движения математических определений, вытекающих из общей теории. Правильность выбора заряда (и формы движения) проверяется путем его применения в уравнениях законов общей теории. Если заряд (и форма движения) выбраны неверно, то это сразу же проявится в том, что возникнут противоречия, которые легко обнаруживаются при использовании уравнений.

Например, если в качестве электрического заряда захочется взять не заряд электрона e , а величину e^5 , то это приведет к несуразностям на первых же шагах применения применения величины e^5 . В частности, окажется, что все производные свойства движения (энергия, потенциал, емкость и т.д.) не могут быть определены через e^5 , работа не равна произведению потенциала на изменение величины e^5 , теплота диссипации также не определяется через величину e^5 и т.д.

Таким образом, общая теория не может дать математического определения заряда (оно привносится в теорию извне). Но она дает строгие количественные соотношения, позволяющие проверить правильность выбора любого конкретного заряда. Эти соотношения суть уравнения главных законов. Подробнее этот вопрос обсуждается в § 90 после рассмотрения главных законов.

Отмеченная особенность общей теории может рассматриваться как недостаток. Однако если вспомнить, что каждая элементарная форма движения специфична и неповторима и что всего форм движения бесчисленное множество, то станет ясно, что от теории нельзя требовать создания стандартных приемов открывания готовых форм движения. Такие приемы, возможно, будут созданы только в том случае, если материю удастся определить через более общие категории, чем движение. Тогда для определения совокупности элементарных форм движения, по-видимому, будут выработаны какие-то частные унифицированные правила. Сейчас с помощью законов общей теории невозможно доказать факт существования и правила определения зарядов, которые приняты на веру в исходном по-

стулате, т.е. невозможно с помощью законов, вытекающих из постулата, вывести сам постулат.

§ 11. Внешние и внутренние степени свободы системы.

1. Внешне изолированная система.

С помощью рассмотренных выше главных количественных характеристик движения можно записать уравнение закона сохранения энергии для самых различных условий взаимодействия системы и окружающей среды. Но прежде надо установить важные для всего дальнейшего понятия внешних и внутренних степеней свободы системы.

Система всегда взаимодействует с окружающей средой, т.е. через ее контрольную поверхность всегда проходят (в прямом и обратном направлениях) обобщенные заряды. Интенсивность этого перехода можно изменять по произволу. В частности, ее можно неограниченно ослаблять. В пределе получается понятие внешне изолированной системы, т.е. системы, контрольная поверхность которой обладает абсолютной непроницаемостью по отношению к обобщенным зарядам.

Понятие внешне изолированной системы является предельной абстракцией (идеальный случай). На практике идеальной внешней изоляции системы достичь невозможно. Однако можно сколь угодно близко подойти к таким условиям.

Если система внешне изолирована по отношению к определенному заряду, то говорят, что она не располагает соответствующей **внешней степенью свободы**. Следовательно, внешние степени свободы определяются количеством и родом изоляций, снятых с контрольной поверхности системы.

В общем случае система может иметь j внешних степеней свободы. При $j = 0$ система оказывается полностью внешне изолированной.

Существуют два основных способа сделать систему внешне изолированной.

Первый способ состоит в том, чтобы окружить контрольную поверхность специальными изоляционными материалами. Например, плохими проводниками термического заряда являются вакуум, вата, шерсть, асбест, дерево, пеноматериалы (в том числе пенопласты) и т.д., плохими проводниками электри-

ческого заряда – вакуум, фарфор, текстолит и т.д. Этот метод широко применяется на практике.

Второй способ предусматривает обеспечение в системе и окружающей среде (вблизи контрольной поверхности) одинаковых значений рассматриваемого потенциала. При отсутствии разности значений потенциала прекращается переток сопряженного с ним заряда. Этот метод применяется, например, при определении термофизических свойств материалов (так называемые охранные кольца и т.д.).

2. Внутренне изолированная система.

Любая система обладает множеством форм движения, т.е. имеет бесконечное количество **внутренних степеней свободы**. Однако в данных конкретных условиях могут заметно проявляться только некоторые из них.

Например, для целей теплового двигателя нужна система, которая обладает термической (способна нагреваться и охлаждаться) и механической (способна сжиматься и расширяться) внутренними степенями свободы. Соответствующие свойства наиболее ярко выражены в газах. Жидкости и твердые тела для теплового двигателя непригодны, так как они мало сжимаемы (у них слабо проявляется механическая форма движения).

В тех случаях, когда какая-либо форма движения (какая-либо внутренняя степень свободы) проявляется пренебрежимо слабо, говорят, что система внутренне изолирована по отношению к соответствующему заряду. Например, жидкости и твердые тела внутренне изолированы по отношению к объему (практически несжимаемы), фарфор, стекло и текстолит – по отношению к электрическому заряду (практически не проводят электрического заряда) и т.д.

Следовательно, разница между внутренними и внешними степенями свободы системы заключается в том, что внутренние степени свободы определяются располагаемыми (потенциально заложенными в системе) возможностями взаимодействий с окружающей средой; внешние же степени свободы соответствуют фактически реализуемым взаимодействиям между системой и окружающей средой.

§ 12. Примеры дифференциальных уравнений закона сохранения энергии.

1. Уточнение смысла уравнений.

С помощью понятий внешняя и внутренняя степени свободы можно уточнить условия, для которых получены уравнения (2), (5) и (8) закона сохранения энергии. Очевидно, при выводе этих уравнений молчаливо предполагалось, что $\mathbf{j} = \mathbf{n}$, т.е. рассматривался крайний частный случай, когда число внешних степеней свободы системы равно числу ее внутренних степеней.

В общем случае каждая внешняя степень свободы (из числа \mathbf{j}) обязательно должна содержаться среди \mathbf{n} внутренних степеней свободы системы, а число слагаемых в правой части уравнений (число обобщенных работ) должно быть равно не \mathbf{n} , а \mathbf{j} .

Таким образом, уравнения (2), (5) и (8) можно применять для любой системы, имеющей \mathbf{j} внешних и \mathbf{n} внутренних степеней свободы, даже если $\mathbf{j} \neq \mathbf{n}$. При этом должно соблюдаться требование

$$\mathbf{j} \leq \mathbf{n}. \quad (91)$$

2. Изолированная система.

Дифференциальное уравнение закона сохранения энергии для частного случая внешне изолированной системы ($\mathbf{j} = 0$) получается из формул (2), (5) и (8), если все приращения зарядов положить равными нулю. Имеем

$$dU = 0 \quad (92)$$

или

$$U = \text{const}. \quad (93)$$

Отсутствие перехода зарядов через контрольную поверхность внешне изолированной системы приводит к неизменности ее энергии. Равенства (92) и (93) не нарушаются при любых процессах, происходящих внутри системы: важно лишь, чтобы заряды не проходили через контрольную поверхность.

Примером может служить калориметрическая бомба, в которой сгорает навеска топлива. При этом происходят слож-

ные процессы, однако энергия системы остается неизменной, так как бомба изолирована от воздействий окружающей среды.

2. Система с несколькими внешними степенями свободы.

Применим теперь закон сохранения энергии к термомеханической системе, располагающей двумя внешними степенями свободы – термической и механической ($j = 2$). Число внутренних степеней свободы n может быть произвольным. Соответствующие системы употребляются в тепловых двигателях. Уравнение закона сохранения энергии для такой системы имеет вид [формулы (5), (20) и (59)]:

$$dU = dQ_{\Theta} + dQ_v = Td\Theta - pdV \quad \text{дж.} \quad (94)$$

Сумма термической и механической работ равна изменению энергии системы. Частным случаем этого общего выражения является уравнение так называемого первого начала термодинамики. Для этого в формулу (94) вместо термического заряда Θ надо подставить энтропию S [выражение (60)].

Вместо формулы (20) можно воспользоваться уравнением (39), которое лучше отражает дух механической формы движения. Тогда получим:

$$dU = dQ_{\Theta} + dQ_p = Td\Theta + P_p dp \quad \text{дж/м}^3. \quad (95)$$

Здесь U и Θ отнесены к единице объема системы.

Если система располагает тремя внешними степенями свободы ($j = 3$) – термической, механической и химической, то из выражений (8), (20), (39), (50) и (59) будем иметь:

$$dU = dQ_{\Theta} + dQ_v + dQ_m = Td\Theta - pdV + \mu dm \quad \text{дж;} \quad (96)$$

$$dU = dQ_{\Theta} + dQ_p + dQ_m = Td\Theta + P_p dp + \mu dm \quad \text{дж/м}^3. \quad (97)$$

В уравнении (97) величины U , Θ и m отнесены к единице объема системы. Частным случаем выражения (96) является известное уравнение Гиббса, содержащее вместо термического заряда энтропию.

С целью практического использования дифференциальных уравнений закона сохранения энергии типа (94) – (97) надо уметь их проинтегрировать. Для этого следует знать конкретную аналитическую связь, существующую между потенциалами и зарядами. Соответствующие связи устанавливаются законом состояния. В простейших случаях, когда можно допустить, что система располагает только одной внутренней и одной внешней степенью свободы ($j = n = 1$) и только на одном уровне мироздания (макроскопическом, микроскопическом и т.д.), инте-

гирование уравнений крайне облегчается, особенно если какую-либо из величин – заряд или потенциал – можно считать постоянной. Например, таким способом получены упрощенные уравнения (31) – (33), (36), (51), (63), (73), (77) и (84). В общем случае калорические уравнения состояния имеют более сложный вид. Сделанные замечания справедливы для любых систем – макроскопических, микроскопических и т.д.

О методах интегрирования дифференциальных уравнений общей теории подробно говорится в § 78 после того, как будут выведены дифференциальные уравнения всех главных законов.

§ 13. Второй главный закон движения (сохранения заряда).

1. Вывод дифференциального уравнения закона.

С помощью второго (дополнительного) постулата, характеризующего способность заряда перемещаться, и уравнения закона сохранения энергии устанавливается факт сохраняемости заряда при его переходе через контрольную поверхность. Сохраняемость заряда свидетельствует о неизменности количества движения любого данного рода, а следовательно, и материи, которая существует в виде движения. Сохраняемость заряда (количества любого данного движения) надо трактовать как факт невозможности взаимных превращений различных форм движения (взаимно преобразуются только активности, а не сами движения). Дифференциальное уравнение закона сохранения заряда выводится следующим образом.

Мысленно отделим второй контрольной поверхностью от тела или окружающей среды слой (оболочку) толщиной dx и массой dm (рис. 1). Некоторый потенциал P распределен в сечении системы (2) оболочки и среды (1) в соответствии с кривой, изображенной сверху. Из окружающей среды в оболочку входит заряд dE_c , из оболочки в систему выходит заряд dE . Уравнение закона сохранения энергии для оболочки имеет вид:

$$dU = P_c dE_c + P_{cn} dE \quad \text{дж,} \quad (98)$$

где P_c – потенциал поверхности окружающей среды;

P_{cn} – потенциал поверхности системы.

Если толщину dx устремить к нулю, то оболочка превращается в контрольную поверхность. Изменение внутренней энергии dU обращается в нуль, так как геометрическая поверх-

ность не способна накапливать или отдавать энергию, а потенциалы P_c и $P_{сн}$ становятся равными потенциалу P_n контрольной поверхности, так как величина P_n является общей для системы и среды. В результате уравнение (98) закона сохранения энергии преобразуется к виду:

$$dE_c + dE = 0, \quad (99)$$

поскольку

$$P_c = P_{сн} = P_n \text{ и } dU = 0.$$

Дифференциальное уравнение (99) аналитически выражает закон сохранения заряда. Оно относится к заряду, прошедшему через контрольную поверхность системы.

В конечных разностях уравнение (99) записывается в виде:

$$\Delta E_c + \Delta E = 0, \quad (100)$$

Это уравнение имеет тот же смысл, что и уравнение (99).

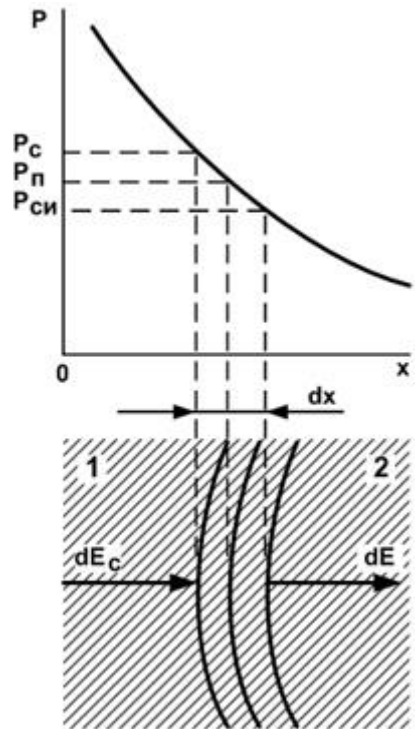


Рисунок 1 Схема распределения потенциала и переноса Заряда через контрольную поверхность (свойства окружающей среды 1 и системы 2 одинаковы).

2. Закон сохранения заряда.

Дифференциальное (99) и конечное (100) уравнения характеризуют тот факт, что **в процессе взаимодействия системы и окружающей среды количество заряда, вышедшего (или вошедшего) из окружающей среды через контрольную поверхность, равно количеству заряда, вошедшего (или вышедшего) в систему через ту же поверхность.** В этом состоит суть закона сохранения обобщенного заряда.

Закон сохранения заряда является весьма общим законом материального мира. Он выражает идею сохранения количества любого данного движения при его переходе через контрольную поверхность системы.

Применение закона сохранения заряда к реальным объектам требует известной осторожности, так как при этом воз-

никает необходимость принимать во внимание определенные характерные особенности термического заряда и конкретные свойства рассматриваемой системы.

Особенность термического заряда заключается в том, что он способен возрастать и уменьшаться. Изменение количества термического движения происходит в системах с трением – положительным или отрицательным. Поэтому изменение заряда системы численно равно, а по знаку противоположно изменению заряда окружающей среды для всех зарядов, кроме тер-

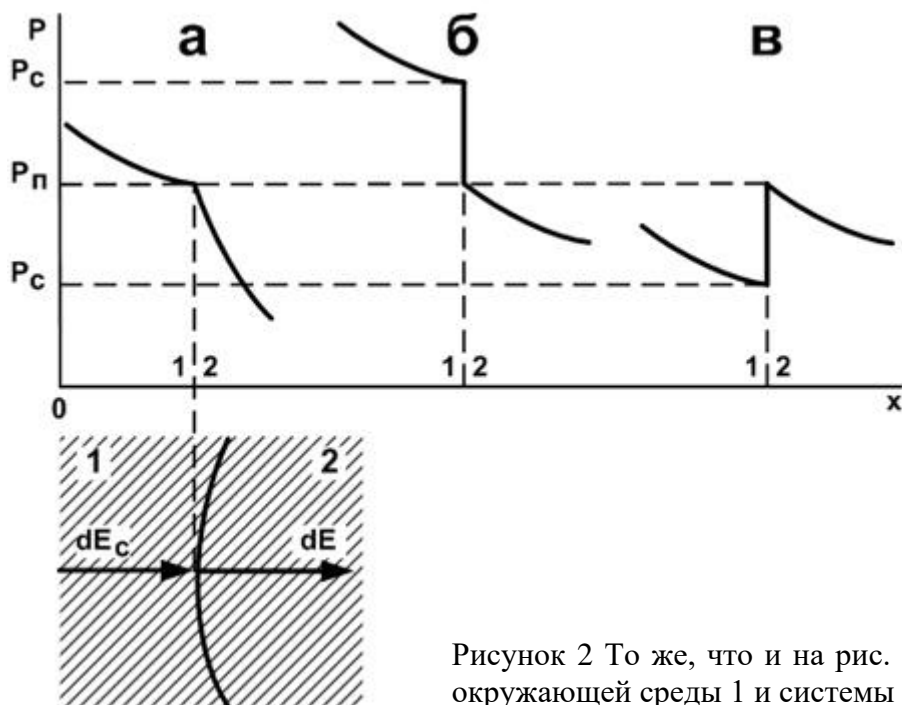


Рисунок 2 То же, что и на рис. 1 (свойства окружающей среды 1 и системы 2)

мического. Применительно к этим зарядам равенства (99) и (100) справедливы не только для контрольной поверхности, но и для системы и окружающей среды в целом. В случае термического заряда равенство (100), распространенное на всю систему и всю окружающую среду, приобретает вид:

$$\Delta\Theta_c + \Delta\Theta = \Delta\Theta_d \quad \text{дж/град.} \quad (101)$$

Здесь слагаемое $\Delta\Theta_d$ представляет собой дополнительное количество термического заряда, появившегося в системе вследствие трения (диссипации). В общем случае величина $\Delta\Theta_d$ может быть положительной, отрицательной или равной нулю. Она легко находится с помощью законов, рассмотренных ниже.

Таким образом, при использовании закона сохранения заряда на практике надо помнить, что для всех зарядов, кроме термического, под ΔE_c можно понимать изменение заряда

окружающей среды, а под ΔE - системы. Для термического заряда следует пользоваться равенством (101). Принятая выше формулировка закона, имеющая в виду процесс перехода заряда через контрольную поверхность, справедлива для всех без исключения зарядов, включая термический.

Что касается необходимости учета конкретных свойств реальной системы, то по этому поводу надо заметить следующее. В некоторых случаях имеют место, например, скачки потенциала на контрольной поверхности системы (рис. 2, **б** и **в**). В таких случаях, чтобы применение закона сохранения заряда не вызывало затруднений, скачок потенциала надо рассматривать как окружающую среду по отношению к системе. Потенциалом поверхности системы по-прежнему является величина P_n (рис. 2, кривые **б** и **в**).

3. Примеры применения закона.

Рене Декарт (1596-1650) высказал закон сохранения количества движения (форма движения кинетическая перемещения, или импульсная). Он считал этот закон важнейшим для механического движения и, когда делал широкие обобщения философского характера, применял его ко всей Вселенной.

Закон сохранения массы (форма движения химическая, или субстанциальная) был экспериментально открыт М.В. Ломоносовым в 1756 г. и французским ученым Лавуазье в 1770 г., поэтому его иногда именуют законом Ломоносова-Лавуазье.

Затем в макрофизике начали применять законы сохранения момента количества движения (форма движения кинетическая вращения, или спиновая) и электрического заряда (электрическая).

На уровне микромира (в квантовой механике) широко используются законы сохранения тех же зарядов: импульса, массы, спина и электрического заряда. Кроме того, квантовая механика знает еще законы сохранения лептонного и барионного зарядов, изоспина, странности, четности и т.д. Надо, однако, сказать, что не все эти величины, рассматриваемые в квантовой механике в качестве сохраняющихся неизменными, на самом деле не изменяются, т.е. представляют собой заряды, характеризующие определенные формы движения и подчиняющиеся закону сохранения. Например, было установлено, что закон сохранения четности не соблюдается при распаде К-мезонов на π -мезоны. Чтобы спасти идею сохранения, четность

была заменена комбинированной четностью. Однако такая постановка вопроса в принципе является недостаточной. Очевидно, что полную ясность в этот вопрос может внести только учение о формах движения, т.е. общая теория.

На уровне наномира (субмикромир) закон сохранения заряда в явном виде не применяется. Но детальный анализ показывает, что известная теорема Остроградского-Гаусса по существу характеризует сохраняемость электрического и магнитного зарядов в субмикроскопической области. Об этом подробно говорится в § 43.

Все перечисленные известные законы сохранения представляют собой частные формы второго фундаментального закона общей теории – сохранения заряда.

Глава III. Ансамбль форм движения.

§ 14. Всеобщая связь явлений.

1. Ансамбль форм движения.

Самое замечательное и важное свойство всех элементарных форм движения заключается в том, что ни одна из них никогда отдельно от других (изолированно) в природе не встречается. Все элементарные формы движения существуют только в виде определенных совокупностей – «букетов», которые будем именовать **ансамблями форм движения**.

Ансамблю элементарных форм движения – это более сложное движение, чем покой и отдельное элементарное движение. Поэтому в общей классификации, построенной по признаку усложнения движения, ансамбль занимает следующую более высокую ступень. Изучение свойств ансамбля позволяет объяснить огромное множество закономерностей, наблюдаемых в природе.

Строго говоря, каждый ансамбль включает в себя большое множество ($n = 1$) элементарных форм движения. Все они органически между собою связаны, так как составляют основу существования единой субстанции – материи. Однако в данной конкретной обстановке не все формы движения и не все связи между ними проявляются одинаково заметно. Кроме того, не все они представляют одинаковый практический интерес. Поэтому под ансамблем будем понимать разумно ограниченную совокупность **1** элементарных форм движения, причем **1** всегда меньше **n**. Чаще всего величина **1** ограничивается практическими потребностями.

Например, в поршневом двигателе и турбине используется газ, обладающий огромным числом **n** внутренних степеней свободы. Для поршневого двигателя важны термическая и механическая формы движения. Поэтому в теории рассматриваются свойства ансамбля, включающего только эти две степени

свободы ($1 = 2$). В турбине используются три формы движения того же газа – термическая, механическая и кинетическая. Поэтому в теории теплового двигателя турбинного типа изучается ансамбль с тремя степенями свободы ($1 = 3$).

Таким образом, объем 1 ансамбля в сильной степени зависит от характера использования системы, т.е. является величиной условной. В простейшем частном случае величина 1 может быть принята равной единице.

Вместе с тем при выборе размеров 1 ансамбля очень важно не упустить из виду какую-нибудь степень свободы, оказывающую существенное влияние на изучаемые свойства системы. В противном случае не избежать серьезных ошибок. Неучет существенных форм движения, т.е. изучение ансамбля с недостающим числом степеней свободы, а также распространение результатов, полученных при анализе простого ансамбля, на более сложный – это ошибка, наиболее часто встречающаяся в различных теориях. От этой ошибки не свободны, в частности, теории Больцмана, Эйнштейна и многих других авторов.

2. Главная и побочная формы движения.

В пределах ансамбля невозможно выделить какую-либо одну элементарную форму движения и считать ее главной, а все остальные – побочными, или дополнительными. К этому вопросу надо подходить диалектически. Все элементарные формы движения в ансамбле своеобразны и качественно различны, и ни одна из них не обладает преимуществом по сравнению с другими. Каждая форма движения может считаться по отношению к другим как главной, так и побочной. В этом состоит суть относительности понятий главная и побочная (или дополнительная) формы движения.

Например, ансамбль, содержащий химическую внутреннюю степень свободы, обязательно включает в себя также термическую, механическую, диффузионную, электрическую и т.д. формы движения. Если интересоваться химическим превращением, то химическая форма движения условно становится главной, а остальные – побочными. Если основной целью использования ансамбля является получение теплоты (например, в цилиндре двигателя внутреннего сгорания или в топке котла), то главной можно условно считать термическую форму движения, а все остальные (включая химическую) – побочными. Точно так же в гальваническом элементе на первый план выступает электрическая форма движения рассматриваемого ансам-

бля, а все остальные (химическая, термическая и т.д.) попадают в разряд дополнительных. Таким образом, в данном ансамбле неправильно ставить химическую форму движения в привилегированное положение по отношению к другим формам движения. Условное выделение какой-либо формы движения допустимо лишь в том случае, если имеется в виду не физическое существо вопроса, а характер практического использования системы.

Аналогичными внутренними степенями свободы располагает ансамбль, в который входит элементарная фазовая форма движения. Фазовую степень свободы можно условно считать главной, а остальные (термическую, механическую, диффузионную, электрическую и т.д.) – побочными, если основной целью процесса является фазовое превращение (например, испарение жидкости в паровом котле). Если целью процесса служит электризация воздуха в помещении, тогда главной следует условно считать электрическую степень свободы рассматриваемого ансамбля, а фазовую (испарение жидкости) и прочие – побочными и т.д.

Приведенные примеры иллюстрируют относительность таких понятий, как главная и побочная (дополнительная) формы движения.

Из сказанного должно быть ясно, что не существует специфической физической формы движения, так как ее нельзя сопоставить ни с одной из внутренних степеней свободы системы. Этим термином можно лишь условно определить некоторую группу элементарных форм движения или ансамблей.

3. Связь явлений.

С ансамбля начинается всеобщая связь явлений окружающего мира. Именно ансамбль форм движения представляет собой то исходное звено, от которого тянется бесконечная цепь поразительнейших зависимостей и связей, наблюдаемых в природе.

Главная задача любой теории, в том числе излагаемой, заключается в выяснении всех этих связей и зависимостей. С количественной стороны они могут быть определены с помощью основных законов общей теории. По мере усложнения явлений изменяются и усложняются наблюдаемые связи и закономерности.

Под явлениями понимается все, что предстает перед нашим взором. Очевидно, что простейшим явлением служит

ансамбль форм движения, ибо простейший вид движения, с которым человеку приходится реально сталкиваться на практике. Следовательно, понятия форма, движение и явление фактически имеют тождественный смысл. Исключение составляет лишь элементарное движение, которое отдельно в природе не наблюдается. Будем условно именовать его элементарным явлением.

Причина связи явлений заключена в том, что в природе действует всеобщий принцип притяжения и отталкивания. Суть этого принципа состоит в том, что квантам всех зарядов присуща способность притягиваться или отталкиваться (§ 31). Благодаря действию этого принципа в природе наблюдаются тенденции к концентрации и рассеянию движения. Вторая тенденция ведет к установлению равновесия, первая – к его нарушению. В совокупности они составляют диалектическое единство противоположностей, которое служит движущей причиной эволюции движения.

В настоящее время принято ошибочно думать, что в природе существует только тенденция к установлению равновесия, которая определяет односторонний характер развития (деградации) Вселенной. Эта точка зрения есть следствие тех свойств, которыми наделил энтропию ее создатель Клаузиус.

4. «Безумные» теории.

Существование элементарных форм движения только в виде отдельных букетов – ансамблей длительное время затрудняло правильное понимание и количественную расшифровку различных видов движения. В частности, было очень трудно прийти к понятию элементарного движения. А без этого понятия невозможно осмыслить физическую суть ансамбля и дать объяснение всеобщей связи явлений.

Еще труднее было осмыслить факт возможности описывать любое данное явление в самых различных терминах. Эта идея непосредственно переключается с возможностью создания так называемых «безумных» теорий (термин, впервые введенный в науку Нильсом Бором при обсуждении им теории Гейзенберга).

Суть вопроса состоит в том, что ансамбли представляют собой более или менее постоянные образования, в которых, например, термическая форма движения связана с кинетической, механической, электрической, волновой и т.д. Поэтому о термической форме движения иногда можно разговаривать на

кинетическом, механическом, электрическом или волновом языке. Например, Бернулли, Клаузиус, Больцман, Максвелл и другие ученые разработали кинетическую теорию теплоты, Дебай – волновую теорию теплопроводности, существует также электрическая теория теплопроводности и т.д. Другим примером может служить механическая картина мира, нарисованная Больцманом, и электромагнитная – Эйнштейном.

Все эти теории содержат элемент неожиданности («безумности»), поскольку прибегают к несвойственному для изучаемого явления языку. В первом приближении они могут правильно описать данное явление. Но только в определенной области свойств ансамбля, пока существует жесткая связь между рассматриваемыми формами движения и пока другие формы не окажут решающего влияния на изучаемый процесс. Что касается принципиальной оценки такого метода подмены одной формы движения другой, то она должна быть отрицательной. Путем отождествления различных форм движения ансамбля невозможно получить достаточно общих результатов. Очевидно, что о каждой форме движения надо говорить на ее собственном языке.

Ученые всегда обращали внимание на тот удивительный факт, что одно и то же явление часто удается описать формулами, в основу которых положены совершенно различные идеи [24]. Причина этого теперь хорошо понятна. Она состоит в свойствах ансамбля, в связях, которые в нем заключены.

§ 15. Микроскопический ансамбль зарядов, или элементарная частица.

1. «Элементарная» частица.

Количеством движения любого данного рода является одноименный заряд. Следовательно, ансамбль элементарных форм движения представляет собой совокупность органически связанных друг с другом зарядов, т.е. ансамбль зарядов. На уровне микромира все заряды обладают квантовыми свойствами. Поэтому микроскопический ансамбль зарядов есть совокупность связанных между собой отдельных квантов. Такой «букет» (или «гроздь») квантов представляет собой не что иное, как так называемую **элементарную частицу** материи.

Этим определением вносится полная ясность в вопрос о том, является ли «элементарная» частица материи (точнее ска-

зять, «элементарная» частица движения) элементарной, каковы ее структура и свойства, а также те законы, которым она подчиняется.

Таким образом, элементарная частица движения вовсе не элементарна, как думали с самого начала. Элементарны лишь отдельные кванты зарядов, входящие в ее состав. Свойства частицы определяются количеством, качеством и расположением квантов образующих ее зарядов.

В общем случае элементарная частица включает в себя n (причем $n \rightarrow 0$) связанных между собою разнородных квантов. В данных конкретных условиях интерес могут представлять только 1 из них. В этих условиях можно приближенно рассматривать ансамбль с 1 внутренними степенями свободы.

Например, весьма характерными частицами движения являются фотон и электрон-частица. Фотон состоит из квантов термического, дебройлевского (волнового), субстанционального, метрического, хронального, импульсного, спинowego, магнитного, гравитационного и многих других зарядов. В состав электрона-частицы входят те же кванты плюс электрический (электрон) и многие другие. Если фотон используется в качестве волны, то его иногда допустимо рассматривать как ансамбль с числом $1 = 1$. Аналогично если электрон-частица используется в качестве электрического заряда, то в первом приближении можно говорить, что $1 = 1$.

Изучение свойств микроскопических ансамблей зарядов позволяет объяснить все закономерности, наблюдаемые в микро- и макром мире.

2. Структура частицы движения.

Отдельные кванты зарядов, образующие частицу, связаны между собой, грубо говоря, определенными силами. Такие же силы проявляются при взаимодействии частиц. Более подробно природа этих сил, вызванных полями, которые излучаются квантами зарядов, а также количественная сторона взаимодействия полей, обсуждается в § 82.

Чтобы нагляднее представить себе характер структуры частиц движения, можно обратиться к тем моделям, которые выработаны в науке для объяснения структуры атомов и молекул. Такие структурные модели вполне могут объяснить имеющиеся экспериментальные данные и приподнять завесу, скрывающую причину весьма экзотических свойств изученных элементарных частиц.

На основе идей общей теории легко понять, почему данная элементарная частица может распадаться по-разному на другие частицы, почему эти вновь образованные частицы не являются более элементарными, чем исходная, почему данная частица не состоит из тех, которые получаются в результате ее распада и т.д.

Очевидно, что дело в том, что каждая данная частица включает в себя большое множество элементарных квантов, которые в реакции расчленяются или группируются не одинаково, в зависимости от конкретных условий взаимодействия. Характер расчленения или группировки квантов определяется законами общей теории.

Одни и те же кванты зарядов могут быть сгруппированы (соединены) в частицах различными способами. Это приводит к неодинаковости свойств тождественных по составу частиц. Очень много примеров такой неоднозначной группировки одних и тех же атомов в молекуле известно в химии - речи идет о структурной и пространственной изомерии. Аналогичное явление наблюдается у атомных ядер. То же самое существует и у частиц движения. При этом некоторые кванты могут быть заблокированы (экранированы, нейтрализованы) таким образом, что частица окажется вовсе неспособной проявлять свойства, соответствующие этим квантам. Разумеется, в состав частицы одновременно могут входить как кванты, так и антикванты. Структура частиц может быть устойчивой, как у фотона или электрона-частицы, или неустойчивой. Неустойчивые ансамбли квантов зарядов распадаются на более устойчивые.

Вопрос о структуре частиц приобретает особый интерес в связи с тем, что в них входят кванты пространства и времени. О расстояниях и временных промежутках можно говорить только в тех случаях, когда имеются налицо эти кванты. Сейчас некоторыми учеными разрабатываются теории элементарных частиц, учитывающие дискретное строение пространства и времени.

3. Принцип локальности.

В основе современной квантовой механики лежит принцип точечности взаимодействий. Согласно этому принципу, частицы рассматриваются как точки, не имеющие структуры. Из предыдущего ясно, что такой взгляд может служить лишь первым грубым приближением к действительности. На самом деле частицы обладают сложной структурой. Они располагают

квантами пространства и поэтому не являются точками в геометрическом смысле.

В настоящее время «нелокальную» теорию элементарных частиц выдвинул Гейзенберг. Над ее развитием трудятся многие ученые. При этом возникает ряд трудностей. В частности приходится допускать, что существуют скорости, превышающие скорость света, что запрещается теорией относительности.

§ 16. Макроскопический ансамбль зарядов.

1. Макроскопическое тело.

Совокупность микроскопических ансамблей зарядов составляет макроскопическое (макрофизическое) по размерам тело: элементарные частицы складываются в атомы, атомы – в молекулы, молекулы – в тела. Таким образом, любое тело – это макроскопический ансамбль зарядов. Макроскопическими ансамблями являются привычные нам твердые, жидкие и газообразные тела различных размеров, вплоть до Земли, Луны и планет включительно.

На уровне макромира заряды обладают континуальными (непрерывными) свойствами. Это накладывает определенный отпечаток на поведение макроскопических тел. Но принципиальные закономерности, которым подчиняются макроскопические ансамбли, остаются теми же, что и для микроскопических тел. В частности, это касается связей, которые заключены в каждом ансамбле.

2. Всеобщая связь макроскопических явлений.

Любой макроскопический ансамбль, как и микроскопический, располагает n степенями свободы, причем $n \rightarrow 0$. В данных конкретных условиях интерес могут представлять 1 из них.

Все степени свободы тела органически между собой связаны. Этим обусловлена всеобщая связь явлений на уровне макромира. Соответствующие связи человек наблюдал в течение тысячелетий, но природа их была не ясна. На основе понятия ансамбля форм движения общая теория позволяет полностью расшифровать с качественной и количественной стороны все наблюдаемые закономерности.

Следует заметить, что связи между различными степенями свободы проявляются по-разному – все зависит от конкрет-

ных особенностей системы и условий, в которые она поставлена. У одних систем определенные связи проявляются весьма резко, у других – слабо. Например, у газов связь между термической и механической формами движения выражена очень ярко. Ее легко наблюдать при накачивании насосом воздуха в камеру колеса автомобиля. В насосе изменяется (переносится) объем газа (механическая форма движения), это приводит к одновременному повышению температуры (термическая форма движения). Аналогично при нагреве газа (переносится термический заряд) происходит изменение его давления.

У многих систем столь же сильно проявляется связь между электрической и магнитной степенями свободы. В результате перенос электрического заряда вызывает изменение магнитного потенциала (появление магнитного поля), а перенос магнитного заряда – изменение электрического потенциала. Наличие этой связи затрудняет правильное понимание магнитных явлений, которые до сих пор ошибочно рассматриваются как побочное следствие электрических.

Примеры сравнительно мало заметных связей между термической и механической формами движения дают твердые и жидкие тела, которые практически несжимаемы. В газах при комнатных условиях слабо выражена связь между термической, электрической, магнитной, фильтрационной и другими степенями свободы. Например, под действием разности температур возникают электрический ток, магнитное поле, фильтрация газа и т.д., но уловить эти эффекты трудно из-за их малости. При высоких температурах газа (плазма) перечисленные связи проявляются очень сильно.

Качественную сторону связи явлений легко понять, если вспомнить, что кванты зарядов закреплены в ансамбле определенными силами. Поэтому, например, под действием разности температур происходит перенос термического заряда, а вместе с ним увлекается и весь ансамбль со всеми присущими ему свойствами. В результате термическое явление сопровождается электрическими, магнитными, фильтрационными и прочими эффектами. Величина каждого данного сопутствующего эффекта зависит от прочности связи в ансамбле данного заряда с термическим.

Количественная сторона связи явлений определяется законами общей теории. Эта связь проявляется на всех более сложных уровнях движения и рассматривается в последующих главах. Впервые попытка изучить имеющиеся связи была сделана Онзагером в его термодинамике необратимых процессов.

Эта попытка относится к частному случаю, когда система находится вблизи состояния равновесия.

§ 17. Принципы проницаемости и отторжения.

1. Принцип проницаемости.

Ансамбли зарядов обладают многими другими важными свойствами. Два из них представляют особый интерес, в частности, для правильной классификации движения по признаку его количества (принципы проницаемости и отторжения).

Общий **принцип проницаемости** заключается в том, что ансамбли зарядов каждого данного мира более или менее проницаемы для ансамблей зарядов всех нижестоящих по размерам миров. В свою очередь сами они могут более или менее свободно проходить сквозь ансамбли зарядов миров вышестоящих.

Например, макротела более или менее прозрачны для микротел (элементарных частиц движения). Микротела практически прозрачны для субмикротел (наномир) и т.д. Субмакротела типа звездно-планетных систем практически прозрачны для макротел и т.д.

Принцип проницаемости позволяют довольно четко разграничивать миры по признаку содержащегося в них количества движения.

2. Принцип отторжения.

Второй общий **принцип – отторжения** – гласит о том, что любой ансамбль зарядов данного мира способен при определенных условиях отторгать (излучать, рождать), а также поглощать ансамбли зарядов нижестоящего мира.

Например, макротела способны излучать и поглощать микротела (элементарные частицы движения), микротела – излучать и поглощать субмикротела и т.д. Субмакротела (звездно-планетные системы) в состоянии излучать и поглощать макротела, гига тела (галактические образования) – излучать и поглощать субмакротела и т.д.

Принцип отторжения так же, как и принцип проницаемости, способствует уточнению классификации движения. Вместе с тем оба они характеризуют чрезвычайно интересные

свойства ансамблей форм движения. Без этих принципов невозможно понять наблюдаемые в природе закономерности.

Глава IV. Изменение состояния.

§ 18. Третий главный закон движения (состояния).

1. Вывод дифференциального уравнения состояния второго порядка.

Следующей за ансамблем более сложной формой движения является изменение состояния системы. Свойства системы, в совокупности представляющие собой состояние, изменяются вследствие изменения количества и качества ансамблей, входящих в ее состав. При этом на свойствах отражаются ансамбли, принадлежащие всем уровням мироздания.

Анализ производного свойства первого порядка – энергии **U** – позволил вывести дифференциальное уравнение состояния первого порядка и сформулировать два первых главных закона общей теории. На основе анализа производного свойства второго порядка – потенциала **P** – будут выведены дифференциальные уравнения состояния второго и более высоких порядков и сформулированы последующие пять главных законов.

Дифференциальное уравнение состояния второго порядка выводится с помощью основного постулата, гласящего о том, что любое свойство движения определяется зарядами. Если в простейшем гипотетическом случае система располагает только одной внутренней степенью свободы ($n = 1$), то, согласно основному постулату, можно утверждать, что потенциал является функцией заряда, т.е.

$$\mathbf{P} = \mathbf{f}(\mathbf{E}) \quad (102)$$

или (после дифференцирования)

$$d\mathbf{P} = \mathbf{A}d\mathbf{E}, \quad (103)$$

где **A** – производное свойство движения (системы) третьего порядка,

$$\mathbf{A} = d\mathbf{P}/d\mathbf{E} = d^2\mathbf{U}/d\mathbf{E}^2 \quad . \quad (104)$$

Здесь потенциал выражен через энергию с помощью соотношения (3).

При двух степенях свободы ($\mathbf{n} = 2$) общие зависимости имеют вид:

$$\mathbf{P}_1 = \mathbf{f}_1(\mathbf{E}_1; \mathbf{E}_2); \quad (105)$$

$$\mathbf{P}_2 = \mathbf{f}_2(\mathbf{E}_1; \mathbf{E}_2). \quad (105)$$

Дифференцирование этих зависимостей дает:

$$d\mathbf{P}_1 = \mathbf{A}_{11}d\mathbf{E}_1 + \mathbf{A}_{12}d\mathbf{E}_2; \quad (106)$$

$$d\mathbf{P}_2 = \mathbf{A}_{21}d\mathbf{E}_1 + \mathbf{A}_{22}d\mathbf{E}_2. \quad (106)$$

где

$$\mathbf{A}_{11} = (\partial\mathbf{P}_1/\partial\mathbf{E}_1)_{\mathbf{E}_2} = \partial^2\mathbf{U}/\partial\mathbf{E}_1^2; \quad \mathbf{A}_{22} = (\partial\mathbf{P}_2/\partial\mathbf{E}_2)_{\mathbf{E}_1} = \partial^2\mathbf{U}/\partial\mathbf{E}_2^2; \quad (107)$$

$$\mathbf{A}_{12} = (\partial\mathbf{P}_1/\partial\mathbf{E}_2)_{\mathbf{E}_1} = \partial^2\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_1\partial\mathbf{E}_2); \quad \mathbf{A}_{21} = (\partial\mathbf{P}_2/\partial\mathbf{E}_1)_{\mathbf{E}_2} = \partial^2\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_2\partial\mathbf{E}_1). \quad (108)$$

Здесь потенциалы выражены через энергию с помощью соотношений (6).

Наконец, при \mathbf{n} внутренних степеней свободы

$$\mathbf{P}_i = \mathbf{f}_i(\mathbf{E}_1; \mathbf{E}_2; \dots; \mathbf{E}_n), \quad (109)$$

где $\mathbf{i} = 1, 2, \dots, \mathbf{n}$.

Эта сокращенная запись означает, что имеется в виду \mathbf{n} строчек по \mathbf{n} слагаемых в каждой.

После дифференцирования функции (109) находим:

$$d\mathbf{P}_i = \sum_{r=1}^n \mathbf{A}_{ir}d\mathbf{E}_r \quad (110)$$

где $\mathbf{i} = 1, 2, \dots, \mathbf{n}$;

$$\mathbf{A}_{ii} = \partial\mathbf{P}_i/\partial\mathbf{E}_i = \partial^2\mathbf{U}/\partial\mathbf{E}_i^2; \quad \mathbf{A}_{rr} = \partial\mathbf{P}_r/\partial\mathbf{E}_r = \partial^2\mathbf{U}/\partial\mathbf{E}_r^2; \quad (111)$$

$$\mathbf{A}_{ir} = \partial\mathbf{P}_i/\partial\mathbf{E}_r = \partial^2\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_i\partial\mathbf{E}_r); \quad \mathbf{A}_{ri} = \partial\mathbf{P}_r/\partial\mathbf{E}_i = \partial^2\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_r\partial\mathbf{E}_i). \quad (112)$$

Общие зависимости (102), (105) и (109) выражают связь между потенциалами (производными свойствами второго порядка) и зарядами (основными свойствами, представляющими собой количества элементарного движения). В этих зависимостях в первом приближении не делается различия между зарядами, относящимися к разным количественным уровням мироздания. В принципе на свойства системы заряды, существующие в виде квантов, квантино и т.д., могут влиять по-разному. Это может быть учтено расчленением зарядов в правых частях уравнений (102), (105) и (109) на соответствующие слагаемые. Однако в большинстве случаев достаточно пользоваться принятым выше написанием уравнений.

Выражения (103), (106) и (110) представляют собой дифференциальные уравнения состояния второго порядка.

2. Вывод уравнения третьего порядка.

Согласно основному постулату, производные свойства третьего порядка **A**, входящие в дифференциальные уравнения (103), (106) и (110), являются функциями тех же зарядов. На этой основе выводится серия дифференциальных уравнений состояния третьего порядка. В частности, для одной степени свободы (**n** = 1) получаем:

$$\mathbf{A} = \mathbf{f}(\mathbf{E}); \quad (113)$$

$$d\mathbf{A} = \mathbf{B}d\mathbf{E}, \quad (114)$$

где **B** – производное свойство движения (системы) четвертого порядка:

$$\mathbf{B} = d\mathbf{A}/d\mathbf{E} = d^2\mathbf{P}/d\mathbf{E}^2 = d^3\mathbf{U}/d\mathbf{E}^3. \quad (115)$$

При **n** = 2 имеем

$$\mathbf{A}_{11} = \mathbf{f}_{11}(\mathbf{E}_1; \mathbf{E}_2); \quad (116)$$

$$\mathbf{A}_{12} = \mathbf{f}_{12}(\mathbf{E}_1; \mathbf{E}_2); \quad (116)$$

$$\mathbf{A}_{21} = \mathbf{f}_{21}(\mathbf{E}_1; \mathbf{E}_2); \quad (116)$$

$$\mathbf{A}_{22} = \mathbf{f}_{22}(\mathbf{E}_1; \mathbf{E}_2); \quad (116)$$

$$d\mathbf{A}_{11} = \mathbf{B}_{111}d\mathbf{E}_1 + \mathbf{B}_{112}d\mathbf{E}_2; \quad (117)$$

$$d\mathbf{A}_{12} = \mathbf{B}_{121}d\mathbf{E}_1 + \mathbf{B}_{122}d\mathbf{E}_2; \quad (117)$$

$$d\mathbf{A}_{21} = \mathbf{B}_{211}d\mathbf{E}_1 + \mathbf{B}_{212}d\mathbf{E}_2; \quad (117)$$

$$d\mathbf{A}_{22} = \mathbf{B}_{221}d\mathbf{E}_1 + \mathbf{B}_{222}d\mathbf{E}_2, \quad (117)$$

где

$$\mathbf{B}_{111} = (\partial\mathbf{A}_{11}/\partial\mathbf{E}_1)_{\mathbf{E}_2} = \partial^2\mathbf{P}_1/\partial\mathbf{E}_1^2 = \partial^3\mathbf{U}/\partial\mathbf{E}_1^3; \quad (118)$$

$$\mathbf{B}_{112} = (\partial\mathbf{A}_{11}/\partial\mathbf{E}_2)_{\mathbf{E}_1} = \partial^2\mathbf{P}_1/(\partial\mathbf{E}_1\partial\mathbf{E}_2) = \partial^3\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_1^2\partial\mathbf{E}_2); \quad (118)$$

$$\mathbf{B}_{121} = (\partial\mathbf{A}_{12}/\partial\mathbf{E}_1)_{\mathbf{E}_2} = \partial^2\mathbf{P}_1/(\partial\mathbf{E}_2\partial\mathbf{E}_1) = \partial^3\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_1^2\partial\mathbf{E}_2); \quad (118)$$

$$\mathbf{B}_{122} = (\partial\mathbf{A}_{12}/\partial\mathbf{E}_2)_{\mathbf{E}_1} = \partial^2\mathbf{P}_1/(\partial\mathbf{E}_2^2) = \partial^3\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_1\partial\mathbf{E}_2^2); \quad (118)$$

$$\mathbf{B}_{211} = (\partial\mathbf{A}_{21}/\partial\mathbf{E}_1)_{\mathbf{E}_2} = \partial^2\mathbf{P}_2/(\partial\mathbf{E}_1^2) = \partial^3\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_2\partial\mathbf{E}_1^2); \quad (118)$$

$$\mathbf{B}_{212} = (\partial\mathbf{A}_{21}/\partial\mathbf{E}_2)_{\mathbf{E}_1} = \partial^2\mathbf{P}_2/(\partial\mathbf{E}_1\partial\mathbf{E}_2) = \partial^3\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_2^2\partial\mathbf{E}_1); \quad (118)$$

$$\mathbf{B}_{221} = (\partial\mathbf{A}_{22}/\partial\mathbf{E}_1)_{\mathbf{E}_2} = \partial^2\mathbf{P}_2/(\partial\mathbf{E}_2\partial\mathbf{E}_1) = \partial^3\mathbf{U}/(\partial\mathbf{E}_2^2\partial\mathbf{E}_1); \quad (118)$$

$$\mathbf{B}_{222} = (\partial\mathbf{A}_{22}/\partial\mathbf{E}_2)_{\mathbf{E}_1} = \partial^2\mathbf{P}_2/\partial\mathbf{E}_2^2 = \partial^3\mathbf{U}/\partial\mathbf{E}_2^3 \quad (118)$$

В формулах (118) производные от коэффициентов **A** выражены через производные от потенциалов **P** с помощью равенств (107) и (108), а производные от потенциалов – через производные от энергии **U** с помощью равенств (6). Полученные связи между свойствами различных порядков представляют большой интерес и будут использованы в дальнейших выводах.

При наличии **n** степеней свободы уравнения имеют более громоздкий вид, поэтому здесь не приводятся.

3. Вывод уравнения четвертого порядка.

Производные свойства **B** четвертого порядка также являются функциями зарядов. Поэтому в условиях одной степени свободы ($n = 1$) в соответствии с основными постулатами можно записать:

$$\mathbf{B} = \mathbf{f}(\mathbf{E}); \quad (119)$$

$$d\mathbf{B} = \mathbf{C}d\mathbf{E}, \quad (120)$$

где **C** - производное свойство движения (системы) пятого порядка:

$$\mathbf{C} = d\mathbf{B}/d\mathbf{E} = d^2\mathbf{A}/d\mathbf{E}^2 = d^3\mathbf{P}/d\mathbf{E}^3 = d^4\mathbf{U}/d\mathbf{E}^4 \quad (121)$$

Для случая двух степеней свободы ($n = 2$) уравнения состояния принимают вид:

$$\mathbf{B}_{111} = \mathbf{f}_{111}(\mathbf{E}_1; \mathbf{E}_2); \quad (122)$$

...

$$d\mathbf{B}_{111} = \mathbf{C}_{1111}d\mathbf{E}_1 + \mathbf{C}_{1112}d\mathbf{E}_2 \quad (123)$$

...

Ввиду громоздкости уравнений ограничимся только первыми строчками. Еще более громоздкие уравнения получаются для n степеней свободы.

Все рассуждения можно продолжить до бесконечности. В частности при определении свойств **C** пятого порядка появляются производные свойства **D** шестого порядка и т.д.

Совокупность выведенных дифференциальных уравнений состояния различных порядков выражает закон состояния.

4. Формулировка закона.

Дифференциальные уравнения состояния (8), (110), (117), (123) и т.д. определяют все возможные свойства системы. При этом **изменение любого данного свойства складывается из n величин, каждая из которых пропорциональна изменению соответствующего заряда, коэффициентом пропорциональности служит свойство более высокого порядка.**

Так формулируется **третий главный закон (принцип) общей, или единой, теории движения – закон состояния.**

Обращает на себя внимание следующее обстоятельство. В законе состояния действует простейшее правило **аддитивности** (сложения), согласно которому влияния на данное свойство всех зарядов суммируются между собой. Кроме того, в законе проявляется простейший принцип **линейности**: каждое данное

свойство линейно (в первой степени) зависит от всех зарядов и всех свойств более высокого порядка.

Самым важным звеном собственно закона состояния является дифференциальное уравнение (110) второго порядка. С увеличением порядка уравнения роль соответствующего свойства движения снижается.

5. Основные и перекрестные коэффициенты.

Уравнения закона состояния с качественной и количественной стороны определяют всеобщую связь явлений. Наиболее характерно в этом отношении уравнение (110), связывающее потенциалы с зарядами. Из этого уравнения видно, что любой данный потенциал изменяется от всех зарядов одновременно. Количественная сторона изменения определяется величинами коэффициентов пропорциональности \mathbf{A} , представляющих собой производные свойства третьего порядка.

Коэффициенты типа \mathbf{A}_{11} , \mathbf{A}_{22} , \mathbf{A}_{ii} и \mathbf{A}_{rr} определяют влияние данного заряда на сопряженный с ним потенциал. Они именуются **основными**. Коэффициенты \mathbf{A}_{12} , \mathbf{A}_{21} , \mathbf{A}_{ir} и \mathbf{A}_{ri} характеризуют влияние данного заряда на не сопряженные с ним потенциалы. Эти коэффициенты называются **перекрестными**. Именно величиной перекрестных коэффициентов определяется количественная сторона взаимного влияния различных явлений природы.

Например, у газа перекрестные коэффициенты, связывающие термическую и механическую формы движения, имеют большие значения, поэтому изменение объема сильно влияет на температуру, а изменение термического заряда – на давление. У того же газа перекрестные коэффициенты, связывающие термическую, электрическую, фильтрационную и некоторые другие степени свободы, невелики, поэтому для обнаружения соответствующих связей приходится использовать прецизионную аппаратуру. Например, по опытам З.Ф. Слезенко (Белорусский государственный университет) при комнатных условиях под действием разности температур в газе возникают разности электрических потенциалов порядка 10^{-6} в и токи порядка 10^{-12} а [4]. Аналогично по опытам автора под действием разности электрических потенциалов а капилляре возникают потоки паров воды порядка 10^{-8} г/сек [4].

Благодаря всеобщей связи явлений формы движения приобретают замечательное свойство, которое заключается в следующем. Активность любой данной формы движения спо-

собна и вынуждена превращаться в активность любой другой формы движения. Количественная сторона этой способности выражается уравнением (110), согласно которому изменение количества любого данного движения (заряда) сопровождается одновременным изменением активности всех движений. Для большей эффективности преобразований целесообразно использовать ансамбли, у которых соответствующие перекрестные коэффициенты имеют максимальные значения. На практике так обычно и поступают. Например, для превращения активности термической формы движения в активность механической и наоборот применяют газ, у которого необходимые связи выражены наиболее заметно. Аналогично для превращения активности электрической формы движения в активность магнитной и наоборот пользуются металлами, в них крайне сильно связаны электрическая и магнитная формы движения.

§ 19. Четвертый главный закон движения (взаимности).

1. Дифференциальное уравнение закона.

Анализ дифференциальных уравнений состояния позволяет подметить существование определенной симметрии во взаимном влиянии различных форм движения. Эта симметрия может быть выражена с помощью следующих дифференциальных уравнений различных порядков:

$$\mathbf{A}_{12} = \mathbf{A}_{21}; \quad (124)$$

$$\mathbf{A}_{ir} = \mathbf{A}_{ri}; \quad (125)$$

$$\mathbf{B}_{112} = \mathbf{B}_{121} = \mathbf{B}_{211}; \quad \mathbf{B}_{122} = \mathbf{B}_{212} = \mathbf{B}_{221}; \quad (126)$$

$$\mathbf{C}_{1112} = \mathbf{C}_{1121} = \mathbf{C}_{1211} = \mathbf{C}_{2111}; \quad (127)$$

$$\mathbf{C}_{1122} = \mathbf{C}_{1212} = \mathbf{C}_{1221} = \mathbf{C}_{2112} = \mathbf{C}_{2121} = \mathbf{C}_{2211}; \quad (127)$$

$$\mathbf{C}_{1222} = \mathbf{C}_{2122} = \mathbf{C}_{2212} = \mathbf{C}_{2221}. \quad (127)$$

и т.д.

Справедливость дифференциального уравнения (124) вытекает из равенства правых частей формул (108), соотношение (125) получено из выражений (112), соотношения (126) – из формул (118), соотношения (127) – из равенств (123) и т.д.

2. Формулировка закона.

Цепочка дифференциальных уравнений (124) – (127) именуется уравнениями взаимности. Она выражает четвертый

главный закон (принцип) общей теории – закон взаимности (симметрии) – и с качественной и количественной стороны определяет симметричный характер взаимного влияния различных элементарных форм движения. Наиболее важными в этом ряду являются соотношения взаимности (124) и (125).

Закон взаимности формулируется следующим образом:

Каждая данная форма движения влияет на некоторое свойство, сопряженное с другой формой движения, в количественном отношении точно так же, как эта другая форма движения влияет на одноименное свойство, сопряженное с данной формой движения.

Смысл закона взаимности можно проиллюстрировать на простейшем примере системы, описываемой дифференциальными уравнениями состояния (106) для $n = 2$. В этих уравнениях перекрестный коэффициент A_{12} определяет влияние второго заряда (E_2) на первый (не сопряженный с ним) потенциал (P_1), а коэффициент A_{21} – влияние первого заряда (E_1) на второй потенциал (P_2). Величина A_{12} численно равна изменению первого потенциала P_1 при изменении второго заряда E_2 на единицу (и постоянном первом заряде E_1), величина A_{21} – изменению второго потенциала P_2 при изменении первого заряда E_1 на единицу (и постоянном втором заряде E_2) [формулы (108)]. Равенство между собой перекрестных коэффициентов A_{12} и A_{21} [формула (124)] свидетельствует о наличии строго количественного соответствия между изменением первого потенциала под действием второго заряда и изменением второго потенциала под действием первого заряда, т.е. характеризует симметричный характер обоих изменений.

Например, в случае газа (термомеханическая система) изменение объема на единицу вызывает изменение температуры на такую же величину, на какую изменяется давление под действием единицы термического заряда.

Отмеченные закономерности относятся к изменениям производных свойств второго порядка (потенциалов). Аналогичная картина наблюдается и в отношении изменений производных свойств других порядков. При этом общий характер изменений этих свойств получается более сложным (см. соотношения (126), (127) и т.д.).

В математическом плане равенства (124) – (127) и т.д. составляют содержание **теоремы взаимности**, которую можно сформулировать следующим образом. Если некоторая величина U (первого порядка) есть функция совокупности аргументов E_n и все ее производные величины различных порядков – второго

(\mathbf{P}_i), третьего (\mathbf{A}_i), четвертого (\mathbf{B}_i), пятого (\mathbf{C}_i), шестого (\mathbf{D}_i) и т.д., - определяемые путем дифференцирования \mathbf{U} по \mathbf{E} в соответствии с правилами (110), (117), (123) и т.д., в свою очередь являются функциями тех же аргументов, то определенные группы производных величин в пределах каждого порядка равны между собой (формулы (124) – (127) и т.д.).

В физическом плане происхождение соотношений (124) – (127) легко объясняется на основе сил, действующих между квантами зарядов в ансамбле. Этот вопрос разбирается в § 31, 59 и 82.

§ 20. Емкость системы.

1. Емкость по отношению к заряду.

Теперь предстоит выяснить смысл производных свойств системы более высоких порядков, чем \mathbf{P} . Начнем с установления смысла свойства \mathbf{A} . Для этого введем величину, обратную \mathbf{A} [формула (104)]:

$$\mathbf{K} = 1/\mathbf{A} = d\mathbf{E}/d\mathbf{P}. \quad (128)$$

Из этой формулы видно, что коэффициент \mathbf{K} равен количеству заряда, который изменяет потенциал системы на единицу потенциала. Следовательно, величина \mathbf{K} есть **емкость** системы по отношению к обобщенному заряду. Чем больше емкость \mathbf{K} , тем больше требуется подвести заряда к системе, чтобы ее потенциал изменился на единицу.

Таким образом, производное свойство \mathbf{A} третьего порядка есть величина, обратная емкости системы по отношению к обобщенному заряду, т.е.

$$\mathbf{A} = 1/\mathbf{K}. \quad (129)$$

В дальнейшем будет показано, что коэффициенты типа \mathbf{K} имеют также смысл проводимости системы, а коэффициенты типа \mathbf{A} – ее сопротивления.

Необходимо подчеркнуть, что обе величины – \mathbf{A} и \mathbf{K} – находятся путем дифференцирования потенциалов или зарядов при постоянных значениях всех остальных зарядов, кроме рассматриваемого. На это указывают индексы у скобок в формулах (107) и (108).

2. Свойства более высоких порядков.

Из выражений (114) и (117) видно, что свойство **В** четвертого порядка представляет собой коэффициент пропорциональности в уравнениях, определяющих емкость **К** (коэффициент **А**) в функции от зарядов. Аналогично свойство **С** пятого порядка является коэффициентом пропорциональности в уравнениях (120) и (123), определяющих свойства четвертого порядка, и т.д.

При практических расчетах в первом приближении величины **А** и **К** можно считать постоянными. При этом коэффициенты **В** в уравнениях (114) и (117) обращаются в нуль.

Если точность первого приближения недостаточна, то во втором приближении для определения теперь уже переменных коэффициентов **А** и **К** используются формулы (114) и (117). При этом коэффициенты **В** считаются постоянными, а **С** [формулы (120) и (123)] обращаются в нуль.

В третьем приближении нужно пользоваться уравнениями типа (120) и (123) при постоянных значениях коэффициентов **С** и нулевых **Д** и т.д.

3. Другие виды емкости.

Наиболее правильным и естественным определением понятия емкости является данное выше определение. Оно связано с процессами заряжания и разряжания системы зарядами. Вместе с тем на практике используются также два других понятия емкости – по отношению к энергии и обобщенной работе.

Емкость системы по отношению к энергии определяется как то изменение энергии, которое сопровождается изменением величины обобщенного потенциала на единицу.

$$\mathbf{C} = dU/dP, \quad (130)$$

откуда

$$dU = \mathbf{C}dP \quad \text{дж.} \quad (131)$$

Понятие емкости **С** системы по отношению к энергии уже не является столь же естественным, как понятие емкости по отношению к обобщенному заряду. Это объясняется тем, что система и окружающая среда в процессе взаимодействия обмениваются между собой не энергией, а обобщенным зарядом. Поэтому о емкости системы по отношению к энергии можно

говорить лишь условно. Введенная величина **C** имеет ограниченное применение.

Обобщенная работа численно равна изменению энергии системы. Это дает некоторые основания для введения понятия емкости системы по отношению к обобщенной работе:

$$\mathbf{C} = dQ/dP, \quad (132)$$

откуда

$$dQ = \mathbf{C}/dP \quad \text{дж.} \quad (133)$$

Емкость **C** равна обобщенной работе, совершение которой сопровождается изменением величины обобщенного потенциала системы на единицу.

Понятие емкости системы по отношению к обобщенной работе носит еще более условный характер, чем понятие емкости системы по отношению к энергии. Это объясняется тем, что работа не является субстратом обмена между системой и окружающей средой (работа совершается зарядом в процессе его перехода через контрольную поверхность). Кроме того, понятие емкости предполагает наличие у системы соответствующих запасов обобщенной работы, т.е. понятие емкости непосредственно связано с таким понятием, как содержание. Например, система обладает определенной емкостью по отношению к обобщенному заряду. Одновременно она может содержать определенное количество обобщенного заряда. Что касается обобщенной работы, то применительно к ней бессмысленно говорить как о содержании, так и о емкости системы.

4. Примеры емкостей.

Приведем вначале несколько характерных примеров емкости системы по отношению к обобщенному заряду.

Для электрической формы движения понятие емкости по отношению к электрическому заряду хорошо известно (обозначения заимствованы из § 10):

$$\mathbf{K}_\Psi = d\Psi/d\varphi \quad \text{ф.} \quad (134)$$

Применительно к форме движения кинетической перемещения емкостью служит масса системы (при постоянном **m**):

$$\mathbf{K}_K = dK/d\omega = d(m\omega)/d\omega = \mathbf{m} \quad \text{кг.} \quad (135)$$

Для термической формы движения емкость по отношению к термическому заряду (термемкость) определяется формулой:

$$K_{\Theta} = d\Theta/dT \quad \text{дж/град}^2. \quad (136)$$

Точно таким же способом находятся емкости системы по отношению к заряду для всех остальных форм движения.

Понятие емкости системы по отношению к обобщенной работе широко применяется лишь для термической формы движения. Применительно к термической работе, которая называется **теплотой**, емкость

$$C = dQ_Q/dT \quad \text{дж/град}, \quad (137)$$

откуда

$$dQ_Q = CdT \quad \text{дж}. \quad (138)$$

Величина C носит название **теплоемкости** системы (не путать с термоемкостью – емкостью системы по отношению к термическому заряду). Теплоемкость системы равна термической работе (количеству тепла), совершение которой сопровождается изменением температуры системы на один градус.

Для практических расчетов важное значение имеет связь между термоемкостью (емкость по отношению к термическому заряду) и теплоемкостью (емкость по отношению к термической работе – теплоте). Из выражений (59), (136) и (138) находим

$$C = TK_{\Theta} \quad \text{дж/град}. \quad (139)$$

Теплоемкость пропорциональна термоемкости, причем коэффициентом пропорциональности служит абсолютная температура. В практических расчетах можно пользоваться любым из этих понятий на равных основаниях.

§ 21. Основные физические коэффициенты.

1. Определение понятия.

Общая, или единая, теория охватывает все законы и понятия, характеризующие свойства движения. Поэтому с ее помощью можно с большой четкостью и общностью определить смысла многих широко применяемых терминов. В частности, можно предельно ясно выразить понятие физического коэффициента.

К числу физических коэффициентов относятся все производные свойства движения, начиная с третьего порядка и выше, т.е. физическими коэффициентами являются величины **A, K, B, C, D** и т.д. Они определяют фундаментальные свойства движения, поэтому названы основными.

Физическими коэффициентами не являются главные количественные характеристики движения – заряды, потенциалы и энергия, а также работа и некоторые другие величины.

Основные физические коэффициенты находятся из опыта. Если законы общей теории дополнить модельными гипотезами о микроскопическом механизме изучаемых явлений, то возможно теоретическое определение численных значений коэффициентов.

Для выполнения практических расчетов надо иметь набор значений физических коэффициентов, относящихся к различным телам и условиям, в которых эти тела находятся.

2. Примеры коэффициентов.

В настоящее время некоторые из необходимых коэффициентов хорошо известны и широко представлены многочисленными справочными таблицами и графиками. Например, это относится к теплостойкости (а следовательно, и термостойкости) тел. Однако значения многих других важных коэффициентов, входящих в уравнения состояния, неизвестны. Особенно это касается микроскопических систем. Предстоит большая работа по определению недостающих коэффициентов для оснащения общей теории необходимым вспомогательным расчетным аппаратом с целью более широкого ее внедрения в инженерную практику. В отдельных случаях придется начинать с разработки экспериментальных методов определения нужных коэффициентов. В этом вопросе большую помощь могут оказать законы тождественности свойств (§ 26) и отношения проводимостей (§ 48) и потоков (§ 66) и т.д.

Частными случаями основных физических коэффициентов **A** и **K** являются такие широко применяемые на практике величины, как коэффициент теплового расширения тела, температурный коэффициент давления, изотермическая сжимаемость, или коэффициент сжатия, адиабатная сжимаемость и т.д. [5].

К числу основных физических коэффициентов относятся также проводимости тел, их сопротивления переносу зарядов и т.д. (§ 35).

§ 22. Мировые константы.

1. Определение понятия.

В физике известны коэффициенты, которые получили наименование мировых, абсолютных, или фундаментальных, постоянных (констант). К числу таких констант обычно относят заряд электрона-частицы **e**, постоянную Планка **h**, скорость света в вакууме **c** и некоторые другие величины. Большое число исследований посвящено вопросу правильного выбора мировых констант и определению их минимального числа, которым в состоянии ограничиться полная физическая теория.

Общая теория позволяет дать однозначный ответ на все эти и многие другие подобные вопросы. Согласно общей теории мировыми константами являются только величины квантов зарядов, представляющих собой элементарные количества элементарных форм движения (на уровне микромира). Выше были рассмотрены три таких константы – термон τ [формула (61)], электрон **e** [формула (65)] и дебройлен, или постоянная Планка **h** [формула (75)].

Общее число мировых постоянных бесконечно велико, как и определяемых ими элементарных форм движения. Минимальное число мировых констант, вообще говоря, может быть сведено к единице. Это обусловлено тем, что все они связаны между собой многочисленными уравнениями состояния и поэтому, например, через величину электрона (и коэффициенты уравнений состояния) можно выразить кванты всех остальных зарядов.

Скорость света в вакууме нельзя рассматривать в качестве мировой константы, поскольку она является не зарядом, а потенциалом и поэтому в принципе может принимать любые значения, кроме нуля и бесконечности (§ 24 и 25).

Мировые константы не могут быть вычислены теоретически. Они являются зарядами и поэтому могут быть найдены только из опыта.

2. Постоянны ли мировые константы.

Мировые постоянные можно считать постоянными лишь условно, ибо кванты зарядов излучают (и поглощают) поля, поэтому в соответствии с уравнениями состояния они, строго го-

вора, не остаются постоянными и в различные космические эпохи должны иметь разные значения, т.е. в процессе эволюции Вселенной могут изменяться.

Характер изменения мировых констант зависит от скорости распространения излучений (полей), способности этих излучений проникать сквозь мировые тела (звезды и т.д.) и расстояний между телами. Этот вопрос поддается изучению методами общей теории. Более подробно он разбирается в § 28 и 62.

§ 23. Идеальное тело.

1. Определение понятия.

Системой, или телом, служит совокупность ансамблей зарядов, принадлежащих различным уровням мироздания. Согласно основному постулату, у любого тела все свойства разных порядков являются функциям зарядов, т.е. по существу суть величины переменные. Это крайне усложняет и затрудняет многие практические расчеты.

Расчеты чрезвычайно сильно упрощаются, если принять, что производные свойства третьего порядка – **А** и **К** (в том числе проводимости и сопротивления) представляют собой величины постоянные, не зависящие от зарядов. При этом все производные свойства более высоких порядков (**В**, **С**, **Д** и т.д.) обращаются в нуль.

Условимся называть тела, у которых свойства третьего порядка (**А**, **К** и т.д.) не зависят от зарядов (постоянны), **идеальными**. Это определение идеального тела является наиболее общим. Оно относится к любому уровню мироздания (макромир, микромир и т.д.) и любому состоянию тела – твердому, жидкому, газообразному и т.д.

Разумеется, в действительности не существует идеальных тел, они являются предельной абстракцией. Однако в первом приближении допущение о постоянстве свойств третьего порядка сделать вполне возможно. Возникающая в расчетах ошибка будет тем меньше, чем ближе реальное тело подходит по своим свойствам к идеальному.

2. Уравнение состояния идеального тела.

Рассмотрим теперь уравнения состояния для идеального тела (твердого, жидкого, газообразного и т.д.). Очевидно, что от

полной совокупности уравнений состояния остаются только уравнения первого (закон сохранения энергии) и второго (закон состояния) порядков. Анализ свойств идеального тела следует начать с изучения уравнений второго порядка, это даст возможность объединить их в дальнейшем с уравнениями первого порядка (§ 27).

В случае гипотетической системы с одной степенью свободы ($n = 1$) интегрирование дифференциальных уравнений (103) и (128) при постоянных \mathbf{A} и \mathbf{K} дает:

$$\mathbf{P} = \mathbf{A}\mathbf{E}; \quad (140)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{K}\mathbf{P}. \quad (141)$$

Как видим, у идеального тела обобщенный потенциал пропорционален обобщенному заряду. Например, температура пропорциональна термическому заряду, скорость – количеству движения, механический потенциал – плотности, электрический потенциал – электрическому заряду, сила – деформации, момент силы – углу закручивания и т.д. Экспериментальные данные, подтверждающие тот факт, что общий характер зависимости потенциала от заряда отвечает уравнениям (140) и (141), можно найти в работах [4, 5].

При $n = 2$ интегрирование дифференциального уравнения состояния (106) для идеального тела ($\mathbf{A} = \text{const}$) дает:

$$\mathbf{P}_1 = \mathbf{A}_{11}\mathbf{E}_1 + \mathbf{A}_{12}\mathbf{E}_2; \quad (142)$$

$$\mathbf{P}_2 = \mathbf{A}_{21}\mathbf{E}_1 + \mathbf{A}_{22}\mathbf{E}_2; \quad (142)$$

где

$$\mathbf{A}_{12} = \mathbf{A}_{21}.$$

При n степенях свободы из уравнения (110) после интегрирования получаем:

$$\mathbf{P}_i = \sum_{r=1}^n \mathbf{A}_{ir} \mathbf{E}_r, \quad (143)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$;

$$\mathbf{A}_{ir} = \mathbf{A}_{ri}.$$

Из уравнений (142) и (143) видно, что каждый потенциал является функцией всех полных зарядов тела. При этом сохраняют силу равенства (124) и (125), характеризующие симметрию во взаимном влиянии степеней свободы.

3. Теорема о нулевом значении заряда.

При интегрировании уравнений (103), (106) и (110) было принято, что константы интегрирования равны нулю. Справедливость этого утверждения вытекает из основного постулата.

Действительно, каждый заряд представляет собой количество определенного движения. С уменьшением этого количества до нуля в нуль обращается также активность соответствующего движения. При $n > 1$ активность движения обращается в нуль, если одновременно стремятся к нулю все заряды (количества движения). Этот результат составляет содержание **теоремы о нулевом значении заряда**.

Интересно отметить, что при стремлении к нулю зарядов некоторые свойства движения становятся равными нулю, а другие – бесконечности. Например, в нуль обращаются энергия, емкость и т.д., в бесконечность – проводимость системы (обратная сопротивлению – § 35) и т.д. При этом следует различать свойства, которые определяются при постоянных значениях зарядов и постоянных значениях потенциалов.

Частным случаем теоремы о нулевом значении заряда является известная теорема Нернста, согласно которой при понижении температуры до абсолютного нуля энтропия каждого химически однородного вещества конечной плотности тоже стремится к нулю. Теорема Нернста относится только к одной термической форме движения. В литературе ее часто именуют третьим началом термодинамики.

4. Термические уравнения состояния.

Если тело располагает термической степенью свободы, то соответствующее уравнение состояния называется термическим. Для идеального тела при $n = 2$ термическое уравнение состояния получается из (142):

$$T = A_{\Theta\Theta}\Theta + A_{\Theta E}E; \quad (144)$$

$$P = A_{E\Theta}\Theta + A_{EE}E. \quad (144)$$

где

$$A_{\Theta E} = A_{E\Theta}.$$

Здесь первая строчка относится к термической форме движения, а вторая – к любой другой (механической, деформационной, электрической, магнитной и т.д.).

Общее уравнение (144) приводит к одному интересному частному уравнению, которое выводится следующим образом. Положив $A_{\Theta E} = A_{E\Theta} = 0$, из выражений (144) получим:

$$T = A_{\Theta\Theta}\Theta; \quad (145)$$

$$P = A_{EE}E. \quad (145)$$

Опыт показывает, что у большого класса тел с термической степенью свободы коэффициент \mathbf{A}_{EE} пропорционален термическому заряду:

$$\mathbf{A}_{EE} = 1/\mathbf{K}_{EE} = \mathbf{r}\Theta, \quad (146)$$

где \mathbf{r} - коэффициент пропорциональности.

Из формул (145) и (146) находим искомый вариант термического уравнения состояния:

$$\mathbf{P} = \mathbf{E}\mathbf{R}\mathbf{T}, \quad (147)$$

где

$$\mathbf{R} = \mathbf{r}/\mathbf{A}_{\Theta\Theta}; \quad (148)$$

$$\mathbf{A}_{\Theta\Theta} = 1/\mathbf{K}_{\Theta\Theta} = \mathbf{r}/\mathbf{R}; \quad \mathbf{A}_{EE} = 1/\mathbf{K}_{EE} = \mathbf{R}\mathbf{T}. \quad (149)$$

В форме (147) можно записать некоторые известные уравнения состояния, если под \mathbf{E} понимать заряд, находящийся в единице объема системы.

5. Примеры уравнений.

Покажем, что многие широко применяемые уравнения состояния являются частными случаями выведенных выше уравнений. Например, в форме (140) записывается известный закон упругости Гука:

$$\mathbf{P}_{д.с} = \mathbf{A}_x \mathbf{x} \quad \text{н/м}^2, \quad (150)$$

где \mathbf{A}_x – модуль упругости (Юнга), н/м²;

\mathbf{x} – относительное удлинение тела.

Из частного уравнения (147) для термомеханической системы (газа) получаем ($\mathbf{P} = \mathbf{p}$; $\mathbf{E} = \rho$):

$$\mathbf{p} = \rho \mathbf{R}\mathbf{T} \quad \text{н/м}^2, \quad (151)$$

где \mathbf{R} – газовая постоянная, дж/(кг·град).

Это известное уравнение Клапейрона-Менделеева, объединяющее газовые законы Шарля, Гей-Люссака и Бойля-Мариотта. Формула (151) называется уравнением состояния **идеального газа**.

Для термоосмотической системы из уравнения (147) получается формула закона Вант-Гоффа:

$$\mathbf{p} = \mathbf{C}\mathbf{R}\mathbf{T} \quad \text{н/м}^2, \quad (152)$$

где \mathbf{C} – концентрация раствора, кг/м³.

В форме (147) определяется давление электронного газа в металлах (электронная теория электропроводности Друде и Лоренца), уравнение типа (147) применяется также для описания термдеформационной (с помощью законов Дюлонга и Пти, Неймана и Коппа), термополяризационной термомагнитной (с помощью закона Кюри-Вейса) и других систем [5].

Из выражений (144) получается следующее уравнение состояния **особого идеального газа**:

$$T = A_{\Theta\Theta}\Theta + A_{\Theta V}V \text{ } ^\circ\text{K}; \quad (153)$$

$$p = A_{V\Theta}\Theta + A_{VV}V \text{ н/м}^2. \quad (153)$$

где постоянные коэффициенты **A** определяются выражениями типа (107) и (108):

$$A_{\Theta\Theta} = (\partial T / \partial \Theta)_V \text{ град}^2/\text{дж}; \quad (154)$$

$$A_{VV} = (\partial p / \partial V)_\Theta \text{ н/м}^5; \quad (154)$$

$$A_{\Theta V} = (\partial T / \partial V)_\Theta \text{ град}^2/\text{м}^3; \quad (155)$$

$$A_{V\Theta} = (\partial p / \partial \Theta)_V \text{ град}^2/\text{м}^3; \quad (155)$$

$$A_{\Theta V} = - A_{V\Theta}. \quad (156)$$

Здесь величины **A_{VV}** и **A_{ΘV}** отрицательны, так как приращения давления и объема, а также температуры и объема в соответствующих производных имеют различные знаки.

Особенностью уравнения (153) служит то, что оно в качестве равноправного параметра включает в себя термический заряд. При этом температура системы является линейной функцией термического заряда. В этом заключается главное отличие особого идеального газа от обычного, определяемого уравнением (151).

В дальнейшем будут приведены еще несколько примеров уравнений состояния для идеальных макроскопических тел, в частности для трех степеней свободы. Кроме того, будут подробно рассмотрены уравнения состояния для микроскопических тел. Много примеров содержится в работах [4, 5].

§ 24. Абсолютный нуль потенциала.

1. Определение понятия.

В связи с рассмотренным выше вопросом о нулевом значении заряда возникает целый ряд проблем, касающихся, в частности, симметрии мира, возможности достижения абсолютного нуля потенциала и т.д.

Под абсолютным нулем потенциала понимается нулевая активность движения. При этом очень важно подчеркнуть, что нулевая активность ни в коем случае не предполагает отсутствие движения. Наоборот, движение существует всегда. Оно есть форма бытия материи. Его количеством служит величина заряда.

Согласно второму главному закону, заряд сохраняется неизменным при любой активности движения, в том числе ну-

левой. Это значит, что элементарные формы движения существуют и могут быть обнаружены при любых значениях потенциалов, включая абсолютный нуль.

2. Физический вакуум.

На основании изложенного четкий и ясный смысл приобретает понятие физического вакуума. Физический вакуум – это совокупность бесконечного множества зарядов и антизарядов, находящихся в состоянии абсолютного покоя, т.е. при абсолютном нуле потенциалов.

Физический вакуум – это не пустота и не ничто, как думали во времена Торричелли. Вакуум – это целый мир, населенный угасшим по активности движением. Если угодно, то это есть новая модификация мирового эфира, причем данный эфир не имеет ничего общего с тем, который фигурировал в физических теориях конца прошлого века.

При стремлении потенциалов и их разностей к нулю уничтожаются всякие силовые связи и взаимодействия как между ансамблями, так и между квантами зарядов в пределах ансамбля. В результате физический вакуум представляет собой как бы первозданный «кисель» не связанных и не взаимодействующих между собой зарядов и антизарядов. Он есть идеальная среда нулевого сопротивления. Сопротивление возникает лишь при появлении в вакууме объекта с не равными нулю потенциалами, вызывающими силовые и прочие взаимодействия.

Отсутствием силовых взаимодействий между квантами зарядов вблизи абсолютного нуля потенциалов объясняются известные явления сверхпроводимости по отношению к электрическому заряду, термическому заряду (теплоте), потоку жидкости (сверхтекучесть) и т.д. Таких явлений сверхпроводимости фактически существует бесчисленное множество (по числу зарядов). С повышением значений потенциалов (активности) силовые связи между квантами зарядов возрастают, что приводит к увеличению сопротивлений по отношению ко всем зарядам. Это делает в принципе невозможным осуществление высокопотенциальных (например, высокотемпературных) сверхпроводников.

Возбуждение физического вакуума на некотором участке приводит к сообщению абсолютно покоящимся зарядам определенной активности. В результате вакуум как бы расслаивается: плюс- и минус-заряды «подскакивают» на определенные потенциальные (положительные и отрицательные) горки, после че-

го приобретают способность вновь спускаться по ним к абсолютному нулю, т.е. движение вновь становится активным.

В качестве примера можно сослаться на реакцию образования пары частиц – электрона и позитрона – под действием фотонов высокой энергии. В этой реакции квант электрического заряда (электрон) и его антиквант (позитрон) изменяют свою активность от нуля до некоторой конечной величины.

Высказанные соображения иллюстрируются рис. 3, на котором физическому вакууму отвечает ось абсцисс **0-х**. Сообщение обобщенному заряду **dE** (или **ΔE**) некоторой начальной активности **P'** делает возможным дальнейшее распространение его в сторону убывающего потенциала **P''**. Аналогично в антимире антизаряд **-dE** (или **-ΔE**), приобрет начальную активность **-P'**, в состоянии спускаться по своей потенциальной горке в направлении уменьшения абсолютной величины потенциала **-P''**.

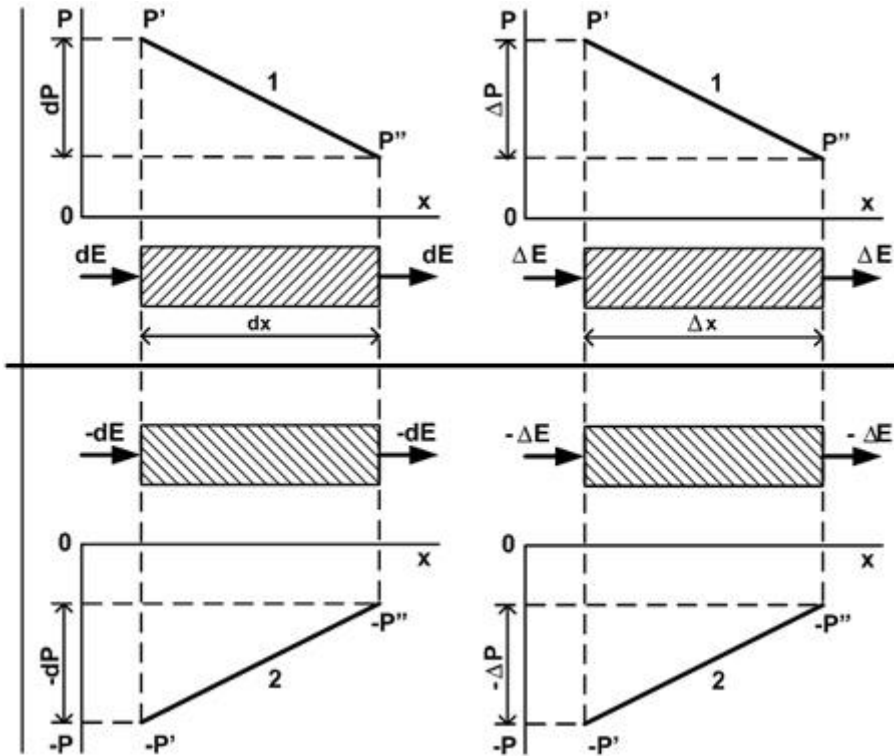


Рисунок 3 Схема распространения заряда в мире (верхняя половина рисунка) и антимире (нижняя половина рисунка).

Заметив, что в мире (прямая 1) заряд распространяется от большего потенциала к меньшему под действием отрицательной разности потенциалов

$$dP = P'' - P'. \quad (157)$$

В антимире (прямая 2) антизаряд распространяется от меньшего значения потенциала к большему под действием положительной разности потенциалов

$$dP = P'' - P'. \quad (158)$$

Если говорить об абсолютной величине потенциала, то второй случай в принципе не отличается от первого, ибо антизаряд, подобно заряду, спускается по своей отрицательной потенциальной горке от большего абсолютного значения потенциала к меньшему.

Вопрос о том, какой мир считать положительным и какой отрицательным, — это чистая условность. Принимается, что наш мир находится в области положительных значений потенциала, а антимир — в области отрицательных.

3. Симметрия мира.

Фундаментальный закон сохранения заряда требует, чтобы в природе общее количество различных зарядов сохранялось неизменным. Четвертый (дополнительный) постулат общей теории утверждает наличие определенной симметрии в движении. Эту симметрию можно понимать как факт существования равных количеств положительных и отрицательных зарядов. Такое понимание ниоткуда не вытекает. Тем не менее трудно представить себе картину мироздания, в которой какое-то направление (или свойство) обладало бы преимуществами перед другим. Поэтому более естественным является предположение, что общее количество любого данного заряда равно общему количеству его антизаряда.

Фундаментальный закон сохранения энергии в свою очередь утверждает, что обобщенная количественная характеристика суммарного движения мироздания остается постоянной. Логично предположить, что ни мир, ни антимир не обладают преимуществами друг перед другом. Поэтому естественно считать, что энергия мира равна и противоположна по знаку энергии антимира.

Таким образом, под симметрией мира можно понимать следующее: в абсолютно симметричном мире суммарная величина любого данного заряда равна суммарной величине его антизаряда и суммарная энергия, характеризующая движение,

равна суммарной энергии, характеризующей антидвижение. Из такого определения симметрии мира должны вытекать многочисленные весьма важные следствия. Некоторые из них поддаются непосредственной экспериментальной проверке.

Прежде всего обратим внимание на то обстоятельство, что из закона постоянства зарядов (количеств движения) и энергии каждого из миров вытекает необходимость сохранения неизменной некоторой суммарной характеристики активности всех форм движения. Это можно видеть, например, из уравнений (170) и (175) первого закона, выраженных через активности. Однако отсюда вовсе не следует, что суммарная активность каждого отдельного элементарного движения также сохраняется. Было бы весьма логично предположить, что в невообразимой Вселенной действует также закон сохранения суммарной активности любого данного элементарного положительного и отрицательного движения. Однако доказать справедливость этого закона не очень-то просто.

4. Достижимость абсолютного нуля потенциала.

Теперь имеющихся сведений достаточно, чтобы обсудить известную проблему возможности достижения абсолютного нуля потенциала. Общая теория решает поставленную проблему на принципиально новой основе. В частности, она рассматривает два различных аспекта этого вопроса.

Первый аспект связан с возможностью достижения абсолютного нуля потенциала средствами данного (положительного или отрицательного) мира. На поставленный вопрос приходится ответить отрицательно: средствами определенного мира (путем отвода от ансамбля соответствующих зарядов) невозможно достичь абсолютного нуля потенциала. Этот вывод в равной мере касается всех обобщенных потенциалов: температуры, давления, электрического и химического потенциалов, скорости, силы и т.д.

Справедливость сделанного вывода вытекает из закона состояния (и теоремы о нулевом значении заряда). Для обращения в нуль какого-либо потенциала надо отвести от тела (ансамбля зарядов) все имеющиеся заряды одновременно, включая массу, пространство, время и т.д., что практически неосуществимо.

Другая важная трудность проблемы заключается в том, что для разряжения тела надо располагать окружающей средой со значениями потенциалов, еще меньшими, чем у тела. Иными

словами, чтобы получить абсолютный нуль потенциала, надо иметь окружающую среду, находящуюся при абсолютном нуле потенциала.

Кроме того, по мере приближения к абсолютному нулю потенциала скорости отвода зарядов стремятся к нулю, так как уменьшаются действующие разности потенциалов. Длительность процесса стремится к бесконечности.

Таким образом, средствами данного мира невозможно достичь абсолютного нуля некоторого потенциала. Согласно закону состояния, для этого надо отводить не только данный заряд, но и другие заряды ансамбля. Например, на практике с целью получения очень низких температур иногда воздействуют на магнитную степень свободы тела (применяют термомагнитный эффект).

5. Аннигиляция зарядов.

Второй аспект вопроса касается возможности достижения абсолютного нуля потенциала средствами противоположного мира. Очевидно, таким способом нуль потенциала вполне достижим. Это объясняется тем, что необходимая для отвода данного заряда разность потенциалов δP обеспечивается применением антизаряда. Весь процесс в целом оказывается весьма интенсивным, так как действующая разность δP сравнительно велика.

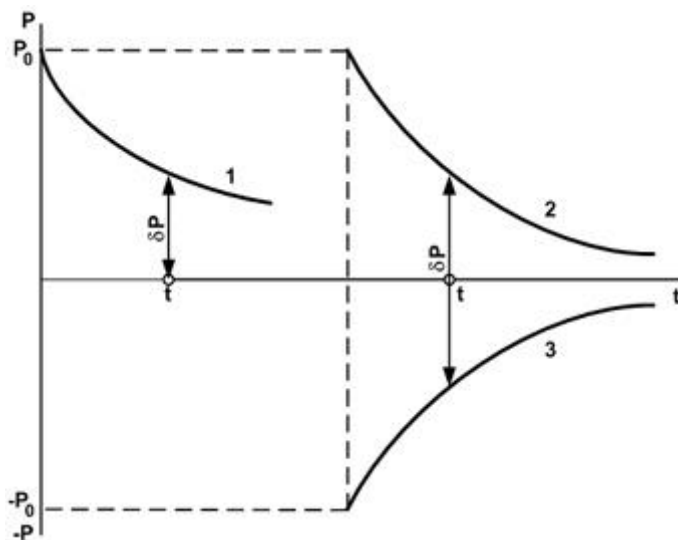


Рисунок 4 Схемы разрядания макроскопического тела в положительном мире (кривая 1) и разрядания того же тела посредством аннигиляции зарядов (кривые 2 и 3).

Эта мысль хорошо иллюстрируется рис. 4, где кривая 1 соответствует изменению некоторого потенциала тела со временем в положительном мире. При этом предполагается, что окружающая среда имеет нулевое значение потенциала (гипотетический случай). Кривые 2 и 3 соответствуют процессу взаимодействия заряда и его антизаряда. В каждый данный момент t автоматически обеспечивается необходимая конечная разность потенциалов δP , приводящая к интенсивному переносу зарядов. Процесс прекращается, когда заряд и антизаряд погружаются в физический вакуум, т.е. достигают абсолютного нуля потенциала (приходят в состояние абсолютного покоя).

Процесс взаимодействия заряда и его антизаряда называется **аннигиляцией**. Предполагают, что аннигиляция сопровождается уничтожением заряда и антизаряда. На самом деле никакого уничтожения зарядов не происходит. Это строго запрещается законом сохранения заряда. Наблюдается лишь уменьшение активности движения и антидвижения до нуля. Соответствующий процесс аннигиляции представлен кривыми 2 и 3 на рис. 4.

В качестве примера можно сослаться на взаимодействие электрона- и позитрона-частицы. В результате их аннигиляции в физический вакуум переходят положительный и отрицательный электрические заряды (позитрон и электрон). Остальные заряды перегруппировываются в новые частицы – фотоны.

6. Переход через абсолютный нуль.

Характер ответа на вопрос о возможности или невозможности перехода заряда через абсолютный нуль потенциала зависит от законов, управляющих симметрией мира. Если в каждом из миров количество любого заряда сохраняется неизменным, тогда переход через абсолютный нуль потенциала (превращение положительного заряда в отрицательный или наоборот) невозможен. Этот вывод должен в равной мере относиться как к воздействию на заряд средствами данного мира, так и к воздействию на него средствами антимира. Например, невозможно превратить электрон в позитрон, субстанцион и антисубстанцион, метрон в антиметрон, хронон в антихронон и т.д.

Если говорить не о **превращении** заряда в его антизаряд, а о **распространении** заряда в субмикроскопическом поле, тогда вполне возможен переход любого данного заряда через абсолютный нуль потенциала, имеющий место на границе раздела

поля и антиполя. Например, позитрон вполне может распространяться как в поле положительного электрического заряда (они отталкиваются), так и в поле отрицательного электрического заряда (они притягиваются). При этом не вызывает никаких осложнений переход позитрона через абсолютный нуль электрического потенциала, соответствующий границе, отделяющей поле от антиполя.

Следует отметить, что в настоящее время симметрия мира и связанные с нею свойства физического вакуума изучены очень мало. Исследование этих вопросов на базе идей общей теории позволит установить много интересных свойств мира и антимира.

§ 25. Абсолютная бесконечность потенциала.

1. Определение понятия.

Бесконечно большое значение потенциала соответствует бесконечно высокой активности движения. Такая активность может получиться, если к системе конечной емкости подвести бесконечно большой по величине заряд.

Из закона состояния следует, что невозможно достичь бесконечно большого значения какого-либо потенциала. Это объясняется тем, что вместе с данным зарядом к системе вследствие эффекта увлечения окажутся подведенными также бесконечно большие метрический, хрональный, субстанциальный и прочие заряды. В результате потеряется смысл понятия системы: тело конечных размеров и массы будет иметь бесконечно большие размеры и массу и т.д.

Таким образом, бесконечно большое значение потенциала недостижимо. Это одновременно касается мира и антимира, в котором потенциалы имеют отрицательные значения. Для антимира речь должна идти об абсолютных значениях потенциала.

Бесконечно большое значение потенциала невозможно превзойти. Этот вывод непосредственно вытекает из невозможности достижения абсолютной бесконечности потенциала. В связи с этим полезно вспомнить об известных в физике идеях о существовании отрицательных и бесконечно больших абсолютных температур (речь идет о температурах системы, не имеющей отрицательного термического заряда – антитермонов), а также о возможности перехода через бесконечно боль-

шое значение температуры. Согласно этим идеям, температуру считают отрицательной в тех случаях, когда подводимая к системе энергия превышает ту, которая по существующим представлениям соответствует бесконечно большой положительной температуре. Иными словами, рассматривается случай, когда не отводится, а подводится энергия сверх определенной меры, т.е. когда совершается переход через бесконечно большое значение температуры. Очевидно, такие предельные переходы и отрицательные и бесконечно большие температуры можно называть предельными переходами и отрицательными и бесконечно большими температурами лишь весьма условно. Все подобного рода условности ничего общего не имеют с истинными понятиями абсолютного нуля и бесконечности потенциала, вытекающими из общей теории.

2. Границы изменения потенциала.

Предыдущие рассуждения позволяют установить четкие общие границы, в которых могут изменяться значения любого данного потенциала. Эти границы определяются неравенством:

$$-\infty < P < +\infty. \quad (159)$$

Если имеется в виду какой-либо потенциал данного конкретного тела (ансамбля зарядов), то границы изменения его потенциала определяются одним из следующих неравенств:

$$0 \leq P < +\infty; \quad (160)$$

$$0 \geq P > -\infty. \quad (161)$$

Неравенство (160) относится к положительному миру, неравенство (161) – к отрицательному. Левый предел достижим только в условиях воздействия на тело антизарядами (посредством аннигиляции). Раздельное написание неравенств (160) и (161) предполагает, что превращение заряда в его антизаряд (и наоборот) невозможно.

3. Границы изменения скорости объекта.

Установленные границы изменения потенциала распространяются на любой потенциал – электрический, субстанциальный (химический), магнитный, температуру, давление, скорость и т.д. Особый интерес среди них представляет скорость ω , являющаяся потенциалом в кинетическом форме движения.

Согласно общей теории скорость данного ансамбля зарядов (тела) в принципе может изменяться в пределах

$$-\infty < \omega < +\infty. \quad (162)$$

Этот вывод столь же достоверен и выполняется с такой же необходимостью, с какой соблюдаются законы сохранения и состояния. Он имеет фундаментальное значение для понимания главных идей теории относительности Эйнштейна. Согласно основному постулату этой теории, скорость света (фотонов) **c** в вакууме есть величина постоянная, ни от чего не зависящая. На самом деле, как это следует из неравенства (162), скорость фотонов может изменяться в пределах от нуля и до бесконечности, т.е. на скорость распространения фотонов не накладывается практически никаких ограничений. Более подробно об этом говорится в § 28 и 30.

§ 26. Закон тождественности свойств.

1. Вывод и формулировка закона.

Рассмотрев круг вопросов, связанных с толкованием величин, которые входят в уравнения состояния, можно приступить к анализу свойств и применению самих этих уравнений. Начнем с совместного изучения уравнений состояния и соотношений взаимности. Это позволяет вывести чрезвычайно интересный приближенный закон (тождественности свойств), из которого как частные случаи вытекают многие известные физические законы.

Для конкретности (и простоты рассуждений) остановимся на примере микроскопического ансамбля зарядов (тела), который располагает всего тремя формами движения – субстанциальной, термической и объемной. Уравнение состояния такого ансамбля имеет вид

$$\mathbf{P}_{сб} = \mathbf{A}_{mm}\mathbf{k}\mathbf{m}_{кв} + \mathbf{A}_{m\tau}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{A}_{mV}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{кв} \quad \text{дж/кг}; \quad (163)$$

$$\mathbf{T} = \mathbf{A}_{\tau m}\mathbf{k}\mathbf{m}_{кв} + \mathbf{A}_{\tau\tau}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{A}_{\tau V}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{кв} \quad ^\circ\text{K}; \quad (163)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{A}_{Vm}\mathbf{k}\mathbf{m}_{кв} + \mathbf{A}_{V\tau}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{A}_{VV}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{кв} \quad \text{н/м}^2, \quad (163)$$

где **k**, **k**₁ и **k**₂ обозначены количества квантов массы (**m**_{кв}), термического заряда (**τ**) и объема (**V**_{кв}), входящих в ансамбль. Остальные обозначения такие же, как и в § 10.

Предположим, что величина **k** является переменной. Тогда уравнение (163) определяет свойства (значения субстанциального потенциала **P**_{сб}, температуры **T** и давления **p**) группы одноименных ансамблей, различающихся между собой только массой **k m**_{кв}. Остальные заряды группы – термический (**k**₁**τ**) и

объем ($\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}$) – имеют одинаковые значения для всех ансамблей, общее число которых бесконечно велико.

Предположим далее, что субстанциальная форма движения слабо связана с двумя другими – термической и механической. Это значит, что перекрестные коэффициенты, характеризующие взаимное влияние соответствующих форм движения, относительно невелики и их в первом приближении можно положить равными нулю, т.е.

$$\mathbf{A}_{\text{m}\tau} = \mathbf{A}_{\text{tm}} = \mathbf{0}; \quad (164)$$

$$\mathbf{A}_{\text{mV}} = \mathbf{A}_{\text{Vm}} = \mathbf{0}. \quad (164)$$

В результате все ансамбли группы будут описываться следующей новой системой приближенных уравнений:

$$\mathbf{P}_{\text{сб}} = \mathbf{A}_{\text{mm}}\mathbf{k}\mathbf{m}_{\text{KB}} \quad \text{дж/кг}; \quad (165)$$

$$\mathbf{T} = \mathbf{A}_{\text{tt}}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{A}_{\text{tv}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}} \quad ^\circ\text{K}; \quad (165)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{A}_{\text{v}\tau}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{A}_{\text{vv}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}} \quad \text{н/м}^2. \quad (165)$$

Из этих уравнений видно, что переход от одного ансамбля группы к другому путем изменения величины \mathbf{k} (массы $\mathbf{k}\mathbf{m}_{\text{KB}}$ ансамбля) должен сопровождаться изменением только субстанциального потенциала $\mathbf{P}_{\text{сб}}$ и неизменностью температуры \mathbf{T} и давления \mathbf{p} .

Аналогичный результат получается не только для потенциалов, но и для других свойств ансамблей. В частности, в рассматриваемом примере к числу упомянутых свойств относятся также коэффициенты \mathbf{A} , обратные емкостям \mathbf{K} , и т.д. Для коэффициентов \mathbf{A} можно написать уравнения третьего порядка типа (116) и (117). Вот некоторые из них:

$$\mathbf{A}_{\text{mm}} = \mathbf{B}_{\text{mmm}}\mathbf{k}\mathbf{m}_{\text{KB}} + \mathbf{B}_{\text{mm}\tau}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{B}_{\text{mmV}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}; \quad (166)$$

$$\mathbf{A}_{\text{tt}} = \mathbf{B}_{\text{ttm}}\mathbf{k}\mathbf{m}_{\text{KB}} + \mathbf{B}_{\text{ttt}}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{B}_{\text{ttV}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}; \quad (166)$$

$$\mathbf{A}_{\text{tv}} = \mathbf{B}_{\text{tv m}}\mathbf{k}\mathbf{m}_{\text{KB}} + \mathbf{B}_{\text{tv}\tau}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{B}_{\text{tvV}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}; \quad (166)$$

$$\mathbf{A}_{\text{v}\tau} = \mathbf{B}_{\text{vtm}}\mathbf{k}\mathbf{m}_{\text{KB}} + \mathbf{B}_{\text{vtt}}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{B}_{\text{vTV}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}; \quad (166)$$

$$\mathbf{A}_{\text{vv}} = \mathbf{B}_{\text{vv m}}\mathbf{k}\mathbf{m}_{\text{KB}} + \mathbf{B}_{\text{vv}\tau}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{B}_{\text{vvV}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}. \quad (166)$$

При слабой связи субстанциальной формы движения с термической и объемной надо приближенно положить

$$\mathbf{B}_{\text{mm}\tau} = \mathbf{B}_{\text{mmV}} = \mathbf{B}_{\text{ttm}} = \mathbf{B}_{\text{tv m}} = \mathbf{B}_{\text{vtm}} = \mathbf{B}_{\text{vv m}} = \mathbf{0}. \quad (167)$$

В результате уравнения (166) преобразуются к виду:

$$\mathbf{A}_{\text{mm}} = 1/\mathbf{K}_{\text{mm}} = \mathbf{B}_{\text{mmm}}\mathbf{k}\mathbf{m}_{\text{KB}}; \quad (168)$$

$$\mathbf{A}_{\text{tt}} = 1/\mathbf{K}_{\text{tt}} = \mathbf{B}_{\text{ttt}}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{B}_{\text{ttV}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}; \quad (168)$$

$$\mathbf{A}_{\text{tv}} = 1/\mathbf{K}_{\text{tv}} = \mathbf{B}_{\text{tv}\tau}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{B}_{\text{tvV}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}; \quad (168)$$

$$\mathbf{A}_{\text{v}\tau} = 1/\mathbf{K}_{\text{v}\tau} = \mathbf{B}_{\text{vtt}}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{B}_{\text{vTV}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}; \quad (168)$$

$$\mathbf{A}_{\text{vv}} = 1/\mathbf{K}_{\text{vv}} = \mathbf{B}_{\text{vv}\tau}\mathbf{k}_1\tau + \mathbf{B}_{\text{vvV}}\mathbf{k}_2\mathbf{V}_{\text{KB}}. \quad (168)$$

Из этих уравнений следует, что субстанциальный заряд (масса) влияет только на субстанциальную емкость, а на терми-

ческой и объемной практически не отражается. К аналогичным выводам приводит рассмотрение всех остальных свойств группы ансамблей.

Полученный результат составляет содержание весьма общего закона природы – **закона тождественности (одинаковости) групповых свойств ансамблей** (или короче **закона тождественности** свойств). Как ясно из предыдущего, суть этого закона состоит в том, что **если в группе одноименных ансамблей данная форма движения слабо связана с остальными, то изменение величины данного заряда мало сказывается на всех свойствах группы, не сопряженных с этим зарядом.**

Необходимо подчеркнуть, что закон тождественности групповых свойств ансамблей есть **приближенный** закон. Он справедлив в меру того, что соблюдаются требования типа (164) и (167) об отсутствии заметных связей между некоторыми формами движения материи. В реальных условиях требования (164) и (167) выполняются с различной степенью точности.

В общем случае форм движения, слабо связанных с остальными формами движения ансамблей, может быть несколько. В их число, помимо субстанциальной (как в рассмотренном примере), может входить также электрическая и т.д. Тогда групповые свойства ансамблей не будут зависеть не только от числа субстанционов, но и от числа электронов в ансамблях и т.п.

2. Примеры применения закона.

Закон тождественности справедлив для любых тел – микроскопических, макроскопических и т.д. Он очень важен для понимания тех закономерностей, которые наблюдаются в окружающей природе и были в разное время зафиксированы в качестве опытных законов.

Например, в случае газов из закона тождественности вытекает в качестве частного случая известный закон Авогадро. По Авогадро, килограмм-молекулы различных газов занимают при одинаковых давлениях и температурах одинаковые объемы V_μ . Опыт показывает, что при нормальных физических условиях объем V_μ киломоля примерно равен $22,414 \text{ м}^3/\text{кг-моль}$. В данном случае количество микроскопических ансамблей, составляющих макроскопический (килограмм-молекулу), равен числу Авогадро N_A . Согласно закону тождественности при оди-

наковых термических зарядах и объемах и неодинаковых массах [уравнения (165)] разные газы должны иметь примерно одинаковые температуры и давления и неодинаковые химические (субстанциальные) потенциалы. Таким образом, в законе Авогадро причина и следствие поменялись местами: фактически термический заряд и объем определяют температуру и давление, а не наоборот, как думал Авогадро.

Из закона тождественности вытекает известный закон Дальтона. По Дальтону, давление смеси газов равно сумме давлений, которые оказывали бы газы, если бы находились в сосуде каждый в отдельности.

Действительно, согласно закону тождественности, индивидуальные свойства молекул (в частности, их массовые свойства), входящих в состав газовой смеси, роли не играют, а имеет значение лишь их число. Следовательно, каждый газ вносит свой вклад в общее давление (создает так называемое парциальное давление) в соответствии с числом своих молекул, а суммарное давление определяется общим количеством (суммой) молекул смеси.

Из закона тождественности вытекают известные законы Максвелла, Дюлонга и Пти, Неймана и Коппа, характеризующие одинаковость мольных теплоемкостей различных веществ.

Согласно элементарной молекулярно-кинетической теории газов Максвелла, теплоемкость всех одноатомных газов одинакова и равна $C_\mu \cong 3$, для двухатомных газов $C_\mu \cong 5$ и для многоатомных газов $C_\mu \cong 6$ ккал/(кг-моль-град). В данном случае выбираются более узкие группы ансамблей, чем в законах Авогадро и Дальтона. Приходится учитывать неодинаковость числа атомов в молекулах. Для более точного соблюдения закона тождественности мольных емкостей газы необходимо группировать не только по числу атомов в молекуле, но и по признаку одинаковости (близости) молекулярных масс μ . Это означает, что связь между химической и термической формами движения у газов выражена довольно ощутимо.

Одинаковость у различных газов теплоемкостей равносильна одинаковости термических емкостей $K_{\tau\tau}$ в формуле (168). Поэтому результаты теории Максвелла совпадают с выводами общей теории с той только разницей, что, по Максвеллу, теплоемкость есть величина постоянная, а по общей теории – зависит от величины зарядов. Опыт подтверждает выводы общей теории.

По Дюлонгу и Пти, килограмм-атомная теплоемкость всякого простого вещества в твердом состоянии $C_\mu \cong 6$ ккал/(кг-

атом·град). При достаточно высоких температурах теория теплоемкости Дебая приводит к аналогичному результату.

По Нейману и Коппу, килограмм-молекулярная теплоемкость химических соединений в твердом состоянии равна сумме килограмм-атомных теплоемкостей элементов, входящих в состав соединений, т.е. $C_\mu \cong b i$ ккал/(кг-моль·град), где i - число атомов в молекуле соединения.

Как видим, эмпирические законы Дюлонга и Пти, Неймана и Коппа являются частными случаями общего закона тождественности. В них группа ансамблей выбирается по признаку одинакового числа атомов в молекуле.

Заметим, что все перечисленные известные законы – Авогадро, Дальтона, Максвелла, Дюлонга и Пти, Неймана и Коппа – в принципе являются приближенными. Размеры даваемой ими погрешности определяются неточностью, с которой соблюдаются равенства типа (164) и (167). Погрешность зависит от величины перекрестных коэффициентов, характеризующих взаимное влияние форм движения в ансамбле, которое, кстати сказать, существует всегда. Перекрестные коэффициенты являются функциями зарядов, поэтому величина ошибки переменна и определяется состоянием тела. Таким образом, наконец, разъяснилась загадка, давно привлекавшая внимание физиков, – почему на практике законы Авогадро, Дальтона, Максвелла, Дюлонга и Пти, Неймана и Коппа и т.д. соблюдаются не точно.

§ 27. Совместное применение четырех главных законов.

1. Энергия идеального тела.

Решение различных практических задач связано с составлением и решением (включая интегрирование) соответствующих дифференциальных уравнений, в основе которых лежат уравнения основных законов. Некоторые аспекты вопроса о решении уравнений состояния второго порядка рассмотрены в § 23. В общем виде этот вопрос обсуждается в § 78. Здесь же говорится о некоторых возможностях использования уравнений первых четырех главных законов.

В общем случае проинтегрировать дифференциальное уравнение состояния первого порядка (8) нельзя, если не известна связь, существующая между зарядами и потенциалами. В классической термодинамике принято задаваться простей-

шими условиями, при которых некоторые заряды или потенциалы остаются постоянными. В более сложных случаях надо сочетать дифференциальные уравнения состояния различных порядков.

Очень простые результаты получаются, если систему можно считать идеальной. При этом свойства третьего порядка типа **A**, **K** и т.д. суть величины постоянные. Например, для идеального тела с одной внутренней степенью свободы ($n = 1$) из уравнений (2) и (103) [точнее (2), (140) и (141)] получаем:

$$dU = AEdE \quad \text{дж}; \quad (169)$$

$$U = (1/2)AE^2 = (1/2)PE = (1/2)KP^2 \quad \text{дж}. \quad (170)$$

Именно в таком виде в физике определяется энергия применительно к различным степеням свободы. Например, так находится кинетическая энергия движущегося тела [формулы (33) и (36)], энергия сжатого или растянутого упругого тела и т.д. Исключение составляет лишь термическая форма движения, для которой ошибочно принимается, что энергия пропорциональна температуре в первой степени.

Для идеального тела при $n = 2$ из уравнений (5) и (142) находим:

$$dU = A_{11}E_1dE_1 + A_{22}E_2dE_2 + A_{12}E_2dE_1 + A_{21}E_1dE_2 \quad \text{дж}. \quad (171)$$

Применение соотношения взаимности (124) четвертого закона позволяет переписать это уравнение в виде

$$dU = A_{11}E_1dE_1 + A_{22}E_2dE_2 + A_{12}(dE_1E_2) \quad \text{дж}. \quad (172)$$

После интегрирования имеем:

$$U = (1/2)A_{11}E_1^2 + (1/2)A_{22}E_2^2 + A_{12}E_1E_2 \quad \text{дж}; \quad (173)$$

$$U = (1/2)P_1E_1 + (1/2)P_2E_2 \quad \text{дж}; \quad (174)$$

$$U = [(1/2)A_{22}P_1^2 + (1/2)A_{11}P_2^2 - A_{12}P_1P_2]/(A_{11}A_{22} - A_{12}^2) \quad \text{дж}. \quad (175)$$

Как видим, энергия идеального тела зависит не только от основных коэффициентов, но и от перекрестных, которыми определяется взаимное влияние внутренних степеней свободы. Проще всего выглядят уравнения типа (174), выраженные через заряды и потенциалы одновременно. В этих уравнениях взаимное влияние степеней свободы завуалировано. Аналогичную форму имеют уравнения, определяющие энергию идеального тела при большом числе степеней свободы.

2. Идеальный микроскопический ансамбль.

Большой интерес представляет возможность определить методами общей теории энергию ансамбля в условиях микромира. Если соответствующий микроансамбль («элементарную»

частицу) можно рассматривать как идеальное тело, тогда при $\mathbf{n} = 1$ (гипотетический случай) получается уравнение типа (170):

$$\mathbf{U} = \mathbf{A}\mathbf{e}_{\mathbf{KB}}^2 = \mathbf{P}\mathbf{e}_{\mathbf{KB}} = \mathbf{K}\mathbf{P}^2 \quad \text{дж} \quad (176)$$

или (для \mathbf{k} квантов)

$$\mathbf{U} = \mathbf{A}\mathbf{k}^2\mathbf{e}_{\mathbf{KB}}^2 = \mathbf{P}\mathbf{k}\mathbf{e}_{\mathbf{KB}} = \mathbf{K}\mathbf{P}^2 \quad \text{дж.} \quad (177)$$

Здесь опущены множители $1/2$ по соображениям, которые подробно изложены в § 9. Коэффициенты \mathbf{A} и \mathbf{K} могут быть легко вычислены, если известны заряд и потенциал микроансамбля.

Если идеальная микрочастица состоит из двух различных зарядов ($\mathbf{n} = 2$), тогда расчетные формулы имеют вид уравнений (173) – (175). Удобнее всего пользоваться соотношением (174), записанным следующим образом:

$$\mathbf{U} = \mathbf{P}_1\mathbf{k}_1\mathbf{e}_{\mathbf{KB}1} + \mathbf{P}_2\mathbf{k}_2\mathbf{e}_{\mathbf{KB}2} \quad \text{дж}, \quad (178)$$

где \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 - количества квантов первого и второго зарядов.

При \mathbf{n} зарядах (степенях свободы) энергия идеального микроансамбля находится с помощью выражения:

$$\mathbf{U} = \sum_{i=1}^n \mathbf{P}_i \mathbf{k}_i \mathbf{e}_{\mathbf{KB}i} \quad \text{дж.} \quad (179)$$

Частными случаями этого уравнения являются известные в физике формулы, определяющие энергию микрочастиц (имеются в виду, например, уравнение закона Планка, уравнение, определяющее энергию электрона через его заряд и потенциал внешнего электрического поля, и т.д.). Теперь ясно, что эти формулы справедливы только для идеальных условий.

§ 28. Фотон.

1. Энергия фотона.

Как уже отмечалось, фотон представляет собой обычную микроскопическую частицу, принципиально не отличающуюся от всех остальных микроансамблей зарядов. Случилось так, что первоначально были обнаружены волновые свойства фотона. С тех пор физики считают фотон волной и удивляются его корпускулярным свойствам. В противоположность этому у электрона-частицы первоначально были обнаружены корпускулярные свойства. Это послужило основанием считать электрон частицей и удивляться его волновым свойствам. На самом деле и фотон и электрон-частица являются обычными микроансамблями зарядов. В их состав входят кванты волнового заряда – дебройлены, поэтому обе частицы наряду с корпускулярными

проявляют также волновые свойства. Принципиальной разницы между этими (как и всеми прочими) частицами нет.

В состав фотона входят кванты термического, дебройлевского, субстанционального, метрического, хронального, импульсного, спинового, магнитного, гравитационного и бесчисленного множества других зарядов. В соответствии с этим энергия фотона, если его рассматривать как идеальное тело, может быть определена с помощью уравнения (179):

$$\begin{aligned} U = & \mathbf{k}_1 \mathbf{T} \tau + \mathbf{k}_2 \nu \mathbf{h} + \mathbf{k}_3 \mathbf{P}_{\text{сб}} \mathbf{m}_{\text{кв}} + \mathbf{k}_4 \mathbf{P}_{\text{х}} \mathbf{x}_{\text{кв}} + \mathbf{k}_5 \mathbf{P}_{\text{т}} \mathbf{t}_{\text{кв}} \\ & + \\ & + \mathbf{k}_6 \omega \mathbf{P}_{\text{кв}} + \mathbf{k}_7 \omega \mathbf{M}_{\text{кв}} + \mathbf{k}_8 \mathbf{P}_{\text{мг}} \mathbf{e}_{\text{мг}} + \mathbf{k}_9 \mathbf{P}_{\text{гр}} \mathbf{m}_{\text{кв.гр}} + \dots \end{aligned} \quad \text{дж.} \quad (180)$$

Обозначения заимствованы из § 10. Общее число слагаемых в этом уравнении равно бесконечности. У известных сейчас фотонов количества термонов и дебройленов равны единице ($\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 = 1$). Количества других квантов (субстанционов, метронов, хрононов, магнитонов, гравитонов и т.д.), как и их величины, пока неизвестны.

Частным случаем уравнения (180) является известная формула (77) закона Планка. Она предполагает, что фотон обладает только одной – дебройлевской (волновой) – формой движения.

2. Уравнение состояния фотона.

Общее дифференциальное уравнение состояния второго порядка (110) определяет связь между зарядами и потенциалами. Применительно к фотону это уравнение имеет вид:

$$d\mathbf{P}_i = \sum_{r=1}^n A_{ir} d(k_r e_{\text{кв}r}), \quad (181)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$;

$$\mathbf{A}_{ir} = \mathbf{A}_{ri}.$$

Левые части первых девяти строчек этого уравнения соответствуют потенциалам \mathbf{T} , ν , $\mathbf{P}_{\text{сб}}$, $\mathbf{P}_{\text{х}}$ и т.д., содержащимся в формуле (180). Первые девять слагаемых в правой части каждой из n строчек уравнения (181) содержат заряды $\mathbf{k}_1 \tau$, $\mathbf{k}_2 \mathbf{h}$, $\mathbf{k}_3 \mathbf{m}_{\text{кв}}$, $\mathbf{k}_4 \mathbf{x}_{\text{кв}}$ и т.д., входящие в ту же формулу (180). Из уравнения (181) видно, что потенциалы фотона суть величины переменные, поскольку переменными являются заряды, изменяющиеся вследствие изменения висла квантов \mathbf{k} , которые входят в состав микроансамбля. Температура \mathbf{T} , частота ν , скорость ω

фотона и т.д. являются потенциалами, поэтому все они претерпевают изменения под действием любого заряда.

Если фотон рассматривать как идеальное тело, тогда уравнение (181) легко интегрируется. Имеем ($\mathbf{A}_{ir} = \text{const}$):

$$\mathbf{P}_i = \sum_{r=1}^n A_{ir} k_r e_{\text{кв}r}, \quad (182)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$;

$$\mathbf{A}_{ir} = \mathbf{A}_{ri}.$$

Уравнениями состояния (181) и (182) можно пользоваться для расчета свойств фотонов.

Коэффициенты \mathbf{A}_{ir} представляют собой величины, обратные емкостям фотона по отношению к соответствующим квантам зарядов. В общем случае они могут быть выражены через заряды с помощью дифференциальных уравнений третьего порядка типа (117). При этом емкости должны обладать квантовыми (дискретными) свойствами. В идеальных условиях емкости суть величины постоянные.

3. Изменение мировых констант.

Потенциалы фотона, как и любой другой частицы, могут изменяться не только из-за изменения числа квантов \mathbf{k} , но также из-за изменения величины самих квантов. Кванты, или мировые постоянные, излучают и поглощают поле (квантино). Согласно закону сохранения заряда, это должно сопровождаться изменением величин $\mathbf{e}_{\text{квт}}$.

Количественная сторона изменения потенциалов, обусловленного изменением мировых постоянных, определяется прежними уравнениями (181) и (182). При этом переменными являются не коэффициенты \mathbf{k}_r , а величины $\mathbf{e}_{\text{квт}}$.

Необходимо отметить, что характер изменения квантов $\mathbf{e}_{\text{квт}}$ зависит от многих факторов и прежде всего от расстояний между излучающим и поглощающим объектами (например, звездами) и скорости распространения поля. Чем меньше расстояния между звездами и выше скорости распространения квантино, тем незначительнее изменяются мировые константы. Более подробно об этом говорится в § 62.

4. Фотонный газ.

Большое число фотонов, как и любых других частиц, образует макроскопический ансамбль, который представляет со-

бой фотонный газ (свет, или так называемые электромагнитные волны). Нам неизвестны условия, при которых в фотонном газе происходят фазовые превращения. Однако можно с уверенностью утверждать, что все эти процессы строго подчиняются законам общей теории.

Энергия фотонного газа, если его рассматривать как идеальное тело, определяется уравнением состояния первого порядка типа (174), (179) и (180).

$$U = (1/2)T\Theta + (1/2)vE_{дб} + (1/2)P_{сб}m + (1/2)P_{хх} + (1/2)P_{tt} + (1/2)\omega P + \varpi M_B + (1/2)P_{мг}E_{мг} + (1/2)P_{гр}m + (1/2)pV + \dots \text{ дж.} \quad (183)$$

Сюда входят макроскопические заряды. При этом существенную роль играет механическая и некоторые другие формы движения.

Уравнение состояния второго порядка, связывающее заряды и потенциалы, имеет вид, аналогичный уравнениям (110) и (182):

$$dP_i = \sum_{r=1}^n A_{ir} dE_r, \quad (184)$$

$$P_i = \sum_{r=1}^n A_{ir} E_r, \quad (185)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$;

$$A_{ir} = A_{ri}.$$

Здесь заряды и потенциалы соответствуют уравнению (183). Первые десять из них расшифрованы в этом уравнении. Коэффициенты A_{ir} обратны емкостям фотонного газа по отношению к соответствующим зарядам.

Из формул (184) и (185) видно, что температура и давление фотонного газа, его частота, скорость распространения, гравитационный потенциал и т.д. существенно зависят от термического заряда, объема, плотности излучения (дебройлевского заряда), импульса, массы и т.д. Эти выводы относятся к числу основных следствий общей теории и поэтому должны выполняться с такой же необходимостью, с какой выполняется, например, закон сохранения энергии или заряда. Они имеют особо важное значение для понимания теории относительности, основной постулат которой утверждает постоянство и независимость от каких бы то ни было факторов скорости распространения света в вакууме.

Некоторые из сделанных выводов уже имеют экспериментальное подтверждение, другие ждут своего часа. Напри-

мер, факт влияния на частоту ν света гравитационного поля Земли был установлен экспериментально на основе применения известного эффекта Мессбауэра. Отклонение луча света вблизи Солнца свидетельствует о наличии у фотонного газа определенной массы и гравитационного потенциала и имеет ту же природу, что и упомянутое выше изменение частоты ν . Что касается зависимости скорости ω света от различных факторов, то соответствующие измерения не производились. Согласно закону состояния, скорость света в вакууме есть функция величин термического заряда, плотности излучения, массы и т.д. Все эти выводы при существующей технике измерений вполне поддаются экспериментальной проверке.

В заключение хочется обратить внимание на следующие обстоятельства.

Существует метрическая форма движения, которая характеризует свойства пространства и определяется метрическим зарядом, представляющим собой количество метрического движения. Фотоны суть микроскопические частицы движения, в состав которых входит бесчисленное множество квантов различных зарядов, в том числе метроны. Поэтому совершенно лишено смысла отождествление луча света или фронта его волны с направлением пространства. На конфигурацию луча света влияет бесконечное число зарядов. Но метрическая форма движения (пространство) существует независимо от фотонного газа и ни в коем случае не подчиняется законам его распространения. Фотоны и метроны – это принципиально различные вещи.

Другое замечание касается известных в физике попыток отождествления фотонов с энергией. Из предыдущего ясно, что фотоны, являющиеся определенными совокупностями зарядов, ничего общего не имеют и не могут иметь с энергией, являющейся обобщенной (обезличенной) количественной мерой всех без исключения форм движения. Квантов энергии не существует.

В связи с изложенным полезно также отметить, что бессмысленно через массу определять количество материи. Масса представляет собой лишь количество субстанциального движения, материя же существует в виде бесчисленного множества движений различного рода. О количестве материи можно было бы судить по полной энергии тела, поскольку она характеризует все формы движения. Однако полная энергия не может быть известна, так как невозможно определить все формы движения, присущие телу на всех уровнях мироздания.

Из предыдущего должно быть ясно, что существует только одна масса, определяющая субстанциальную форму движения на любом уровне мироздания. Поэтому нет никаких оснований подразделять массу на массы покоя и движения. Следовательно, по признаку массы нельзя различать, как это обычно делают, вещество и поле. Не имеет смысла также отождествление массы и энергии: это понятия, относящиеся к совершенно разному кругу идей. Аналогично нет никаких оснований думать, что энергия порождает гравитацию. Элементарная гравитационная форма движения самостоятельна, своеобразна и ничего общего не имеет с обобщенной количественной характеристикой любого движения – энергией.

Наконец, следует остановиться еще на одном вопросе, имеющем принципиальное значение. По существующим представлениям фотон и антифотон суть одна и та же частица, т.е. фотон совпадает со своим антифотоном. Согласно общей теории, должны существовать два вида фотонов: один положительный и другой отрицательный (антифотон), которые различаются знаками некоторых из своих зарядов (в принципе частица и античастица не обязательно должны различаться знаками всех зарядов ансамбля, некоторые из их зарядов могут быть одного знака). Различие зарядов имеет своим следствием различие в знаках сопряженных с зарядами потенциалов (см. рис. 3). В результате фотон и антифотон должны обладать способностью аннигилировать разноименными зарядами.

Вывод общей теории о существовании разноименных фотонов может быть проверен экспериментально.

§ 29. Электрон-частица.

1. Энергия частицы.

В состав электрона-частицы входят кванты электрического, термического, волнового, субстанциального, метрического, хронального, импульсного, спинowego, магнитного, гравитационного и многих других зарядов. Его энергия (в идеальном случае) определяется уравнением типа (180):

$$\begin{aligned}
 U = & k_1\varphi_e + k_2T\tau + k_3v\hbar + k_4P_{сб}m_{кв} + k_5P_x x_{кв} + \\
 & k_6P_t t_{кв} + \\
 & + k_7\omega P_{кв} + k_8\omega M_{кв} + k_9P_{мг}e_{мг} + k_{10}P_{гр}m_{кв.гр} + \\
 & \dots \quad \text{дж.} \quad (186)
 \end{aligned}$$

У известных сейчас электронов-частиц количество квантов электрического заряда (электронов) равно единице ($\mathbf{k}_1 = 1$). Количество термонов может быть различным, поэтому электроны-частицы могут быть горячими и холодными. Волновые свойства электронам-частицам придают дебройлены, магнитные – магнитоны, гравитационные – гравитоны и т.д.

2. Уравнение состояния частицы.

Общее дифференциальное уравнение состояния электрона-частицы имеет вид (181), причем первые десять зарядов и потенциалов соответствуют тем, которые приведены в равенстве (186). Если электрон-частицу рассматривать как идеальное тело ($\mathbf{A}_{ir} = \text{const}$), тогда после интегрирования получится уравнение состояния типа (182). В этих уравнениях коэффициенты \mathbf{A}_{ir} суть величины, обратные емкостям электрона-частицы по отношению к квантам соответствующих зарядов.

Изменения потенциалов электрона-частицы происходят вследствие изменения количества квантов \mathbf{k}_r различных зарядов, составляющих микроскопический ансамбль. Вековые изменения потенциалов обусловлены изменениями самих квантов $\mathbf{e}_{квр}$. Все эти изменения с качественной и количественной стороны определяются уравнениями состояния типа (181) и (182).

3. Зависимость массы от скорости.

Говоря об изменении потенциалов под действием зарядов, необходимо помнить, что заряды существуют только в виде ансамблей. Следовательно, подвод к данному микроансамблю, например электрону-частице, какого-либо заряда, например импульсонов, обязательно сопровождается подводом всех других зарядов, связанных с импульсонами.

С импульсонами обычно связаны субстанции (масса), метроны, хрононы и другие кванты, составляющие свой (подводимый) ансамбль. Поэтому вместе с импульсонами электрон-частица заряжается также всеми остальными зарядами подводимого ансамбля – субстанциями, метронами, хрононами и т.д. Это значит, что с увеличением скорости (потенциал, сопряженный с импульсонами) электрона-частицы возрастают также ее масса, время жизни и т.д.

Эти выводы справедливы для любых «элементарных» частиц.

Впервые зависимость массы от скорости была экспериментально обнаружена на примере электрона-частицы. Дж.Дж. Томсону с помощью катодных трубок удалось получить электроны очень больших скоростей, а в 1908 г. Бухерер экспериментально установил факт увеличения массы электрона-частицы со скоростью, т.е. с увеличением числа импульсонов [23].

Что касается изменения времени жизни частицы под действием импульсонов (скорости), то соответствующий эффект экспериментально найден на примере космических лучей. Многие другие эффекты подобного рода, предсказанные общей теорией, также поддаются экспериментальной проверке.

4. Электронный газ.

Большое число микроскопических ансамблей зарядов – электронов-частиц – образует в совокупности макроскопическое тело, которое можно назвать электронным газом. Энергия электронного газа (идеальный случай) определяется уравнением типа (183):

$$\begin{aligned}
 U = & (1/2)\phi\Psi + (1/2)T\Theta + (1/2)vE_{дб} + (1/2)P_{сб}m \\
 & + (1/2)P_{xx} + \\
 & + (1/2)P_{tt} + (1/2)\omega P + \varpi M_v + (1/2)P_{mg}E_{mg} + \\
 & (1/2)P_{gp}m + \\
 & + (1/2)pV + \dots \quad \text{дж.}
 \end{aligned} \quad (187)$$

Свойства электронного газа, как и фотонного, характеризуются уравнениями состояния типа (184) и (185), в которых заряды и потенциалы соответствуют формуле (187), а коэффициенты A_{ir} обратны емкостям газа по отношению к соответствующим зарядам. Из этих уравнений следует, что каждый потенциал электронного газа (электрический, температура, давление, частота, скорость и т.д.) является однозначной функцией всех зарядов одновременно. С этим обстоятельством надо считаться при разработке различных теорий, использующих понятие электронного газа.

Электронный газ, подобно фотонному, может существовать в вакууме. Вместе с тем в соответствии с принципом проницаемости он способен проникать в различные среды и находиться в них. Например, присутствием электронного газа объясняется электропроводность металлов.

Согласно общей теории, распространение в проводнике электронов создает электрический ток. При этом сопротивление

обусловлено теми силами, которые действуют со стороны проводника на электроны. По величине сил можно судить о прочности связи квантов электрического заряда (электронов) со своим ансамблем (электроном-частицей. Увлеченные потоки, например термического заряда, характеризуют прочность силовой связи электронов с термонами в том же ансамбле и т.д. Количественная сторона имеющихся связей определяется величинами основных и перекрестных коэффициентов уравнений состояния.

Фотонный газ, как и электронный, способен проникать в различные среды. Однако проницаемость сред по отношению к фотонному газу не такая же, как по отношению к электронному. Например, большинство твердых тел и жидкостей поглощают фотонный газ тонким поверхностным слоем. Газы для фотонного газа более или менее прозрачны.

§ 30. Критерий подобия для микромира.

1. Критериальные уравнения.

В § 78 говорится о способах решения различных практических задач с использованием дифференциальных уравнений общей теории. В частности, там упоминается метод теории подобия, оперирующий критериями подобия и критериальными уравнениями.

Не вдаваясь в подробности метода подобия, укажем лишь, что всякое правильно составленное физическое уравнение (в нем все слагаемые должны иметь одинаковые размерности) может быть приведено к безразмерному виду, т.е. превращено в критериальное уравнение. Для приведения какого-либо уравнения к безразмерному виду достаточно разделить все его слагаемые на одно из них. Такое уравнение входят только безразмерные комплексы (слагаемые), представляющие собой критерии подобия.

Согласно общей теории, метод подобия применим к любому уровню мироздания, в том числе к микромиру. В качестве примера превратим уравнение состояния (186) первого порядка для электрона-частицы в критериальное уравнение. Для этого разделим его левую и правую части на одно из слагаемых, например $k_1\phi_e$. Имеем

$$U/(k_1\phi_e) = 1 + k_2T\tau/(k_1\phi_e) + k_3v\hbar/(k_1\phi_e) + k_4P_{сб}m_{кв}/(k_1\phi_e) + \dots \quad (188)$$

Это есть типичное критериальное уравнение, связывающее между собой различные критерии подобия (безразмерные комплексы).

Уравнения состояния второго порядка также могут быть преобразованы к безразмерному виду. Например, первая строчка уравнения состояния типа (182) для электрона-частицы имеет вид:

$$\varphi = A_{\Psi\Psi}k_1e + A_{\Psi\tau}k_2\tau + A_{\Psi h}k_3h + A_{\Psi m}k_4m_{кв} + \dots \text{ в.} \quad (189)$$

Разделив левую и правую части этого уравнения на первое слагаемое правой части, находим

$$\varphi/(A_{\Psi\Psi}k_1e) = 1 + A_{\Psi\tau}k_2\tau/(A_{\Psi\Psi}k_1e) + A_{\Psi h}k_3h/(A_{\Psi\Psi}k_1e) + A_{\Psi m}k_4m_{кв}/(A_{\Psi\Psi}k_1e) + \dots \text{ в.} \quad (190)$$

Всего критериальных уравнений и критериев подобия для микромира существует бесчисленное множество. При этом одни и те же критерии могут быть получены как из обыкновенных (не дифференциальных) уравнений типа (182), так и из дифференциальных уравнений типа (181).

В общем случае критерии подобия являются величинами переменными, поскольку в них входят переменные параметры и функции состояния. Например, критерии уравнения (188) переменны из-за того, что они содержат потенциалы, могущие претерпевать заметные изменения. Кроме того, в них не постоянны множители **k**.

Вместе с тем существуют критерии, которые в определенных условиях можно рассматривать как величины постоянные. В качестве примера можно сослаться на критериальное уравнение (190), написанное для идеального микроансамбля зарядов. В левой части этого уравнения стоит переменный критерий

$$\varphi/(A_{\Psi\Psi}e), \quad (191)$$

содержащий потенциал φ , в правую часть входят следующие постоянные критерии, содержащие мировые константы и постоянные (для идеальных тел) коэффициенты **A**:

$$\begin{aligned} & A_{\Psi\tau}\tau/(A_{\Psi\Psi}e); & A_{\Psi h}h/(A_{\Psi\Psi}e); \\ & A_{\Psi m}m_{кв}/(A_{\Psi\Psi}e); \dots \end{aligned} \quad (192)$$

В совокупности критериев (191) и (192) опущены безразмерные множители **k**. Это объясняется тем, что любая комбинация из критериев подобия также является критерием подобия. Множители **k** и их отношения безразмерны: поэтому их можно рассматривать как критерии подобия и на них можно разделить соответствующие слагаемые критериального уравнения.

Комбинируя (умножая, деля и т.д.) полученные безразмерные комплексы (191) и (192), можно прийти к наиболее удобной для практического использования совокупности критериев. Критерии подобия употребляются для представления результатов единичного опыта в обобщенной форме (в виде критериальных уравнений), а также в методе модели. Таким образом, общая теория впервые открывает неограниченные возможности для строго научного моделирования процессов, наблюдаемых в микромире.

2. Критерий $\hbar c/e^2$.

В настоящее время в физике известен только один критерий подобия, относящийся к микромиру. Вот он:

$$\mathbf{Br} = \hbar c/e^2. \quad (193)$$

Здесь величина \hbar представляет собой дебройлен \mathbf{h} (постоянная Планка), поделенный на 2π .

По имеющимся экспериментальным данным величина критерия \mathbf{Br} равна 137. Эта безразмерная величина считается мировой константой. Но смысл ее не ясен. Никому не понятно, почему дебройлен, умноженный на скорость света в вакууме и поделенный на квадрат электрона, дает именно такое число и почему это число безразмерно. Предполагается, что оно определяет какие-то неведомые, но вместе с тем фундаментальнейшие свойства мироздания. Очень хорошо все эти предположения обсуждаются в статье Дирака [12].

На самом деле, согласно общей теории, ничего загадочного в критерии (193) нет. Он представляет собой один из бесчисленного множества обыкновенных критериев подобия, получаемых из уравнений состояния. Причем он является в принципе величиной переменной. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Начнем с вывода критерия (193).

Представим энергию электрона-частицы не в форме уравнения (186), а в форме (177), где энергия выражена через квадрат заряда. Первое слагаемое правой части этого уравнения (для электрической степени свободы) имеет вид:

$$\mathbf{A_{\Psi\Psi}k_1^2e^2} \quad \text{дж.} \quad (194)$$

Разделив третье слагаемое правой части уравнения (186) на выражение (194), получим критерий

$$\mathbf{k_3vh/(A_{\Psi\Psi}k_1^2e^2)}. \quad (195)$$

Отбросив в этом критерии множители $\mathbf{k_3}$ и $\mathbf{k_1^2}$ и исключив частоту с помощью формулы (78), найдем

$$\mathbf{h\omega/(A_{\Psi\Psi}e^2)}. \quad (196)$$

Произведение

$$A_{\Psi\Psi\lambda} \quad (197)$$

представляет собой критерий подобия (безразмерную величину). Умножив на него критерий (196), окончательно будем иметь

$$Br = h\omega/e^2. \quad (198)$$

Здесь под ω можно принимать скорость света c , а постоянную Планка h можно разделить на 2π . В результате получится искомым критерий (193).

Критерий (193) обозначен через Br , что соответствует начальным буквам фамилии де Бройля. Такая система обозначений принята в теплотехнике, где для этой цели обычно используются две первые буквы фамилий ученых, много сделавших в рассматриваемой области.

Из хода вывода критерия Br видно, что он не таит в себе ничего сверхъестественного, а лишь объединяет кванты зарядов дебройлевской (h) и электрической (e) форм движения и потенциал кинетической (ω). Этот критерий характеризует определенные энергетические свойства микроансамбля зарядов, именуемого электроном-частицей. В нем косвенно сопоставляются (в виде отношения) энергия дебройлевского и электрического движений. Скорость света c ничего принципиально нового в критерий (193) не привносит. Из уравнений состояния может быть получено бесконечное множество подобного рода критериев.

Утверждение о переменности критерия Br основано на выводе о том, что скорость любого объекта, в том числе фотона, не может иметь только бесконечные значения [требование (162)]. Все остальные значения, включая нулевое, в принципе достижимы. Этот вывод строго обосновывается в § 25. Что касается наглядной его интерпретации, то для этого целесообразно провести аналогию со скоростью распространения звука в воздушной среде.

При нормальных физических условиях скорость звуковых волн в воздухе равна около 331 м/сек. Однако путем изменения различных зарядов рассматриваемого ансамбля – термического, механического (объем) и т.д. – эта скорость может быть сделана сколь угодно малой или сколь угодно большой.

Длительное время считалось, что газ невозможно заставить двигаться со сверхзвуковой скоростью. Затем Лаваль изобрел расширяющееся сопло, и скорость звука была превзойдена. Оказалось, что при переходе через скорость звука законы движения газа изменяются на обратные: для увеличения скоро-

сти в дозвуковой области надо сужать канал, а в зазвуковой, наоборот, расширять.

Аналогично думали, что самолет не сможет летать со скоростью, превышающей скорость звука. Однако изучение законов, характерных для сверхзвуковых скоростей, позволило создать необходимые летательные аппараты. В отличие от дозвуковых, у них заострен нос и притуплен хвост.

Похожая ситуация существует (точнее, существовала до появления общей теории) и в области наших представлений о законах распространения световых волн. Согласно общей теории, путем воздействия зарядами, входящими в состав фотонного газа, скорость света c можно изменять от сколь угодно малых до сколь угодно больших значений.

Летательный аппарат также можно заставить двигаться с любой скоростью, кроме нулевой и бесконечной, в частности со сверхсветовой скоростью. Сейчас пока трудно сказать, как будет выглядеть такой аппарат. Однако принципиальная возможность создания сверхсветового летательного аппарата непосредственно вытекает из главных законов общей теории.

Глава V. Перенос движения.

§ 31. Принципы притяжения и отталкивания.

1. Суть принципов.

Следующей по сложности формой движения является его перенос, который выражается в распространении обобщенных зарядов (количеств движения различного рода). Причина переноса заключена в наличии всеобщей силовой связи между квантами, а следовательно, и ансамблями зарядов. Наличие силовой связи имеет много важных следствий принципиального характера. В дальнейшем этому вопросу уделяется должное внимание. Здесь обратим внимание лишь на некоторые аспекты этого вопроса, позволяющие уяснить природу процессов переноса зарядов.

Зарядам присуща способность притягиваться и отталкиваться. Благодаря этому, если, например, одноименные заряды (или ансамбли) отталкиваются, происходит их перенос из зоны с большой концентрацией в зону с меньшей. В результате через длительное время устанавливается равномерное распределение зарядов. Наступает так называемое равновесие. Как видим, стремление системы перейти из неравновесного состояния, характеризованного неравномерным распределением зарядов, к равновесному, для которого характерно равномерное распределение зарядов, есть непосредственное следствие наличия сил отталкивания.

В качестве примера можно привести газ, микроансамбли (молекулы) которого отталкиваются друг от друга. Если какое-то количество газа поместить в определенный участок замкнутого объекта, то через определенное время в результате наличия сил отталкивания молекулы распространятся на весь объем и распределятся в нем равномерно. Неравновесная система (с неравномерным начальным распределением ансамблей) превратится в равновесную.

Если заряды (или ансамбли) притягиваются друг к другу, то происходит их собирание (концентрация) в определенных местах. В результате наблюдается не установление равновесия

(равномерного распределения зарядов), а, наоборот, превращение прежде равновесной системы в неравновесную с неравномерным распределением зарядов.

Примером может служить упомянутый выше газ, находящийся в состоянии равновесия. Если от него отводить термический заряд, то наступит момент, когда силы отталкивания, сообщаемые ансамблям (молекулам) термонами, сменяются силами притяжения. В результате газ соберется (сконденсируется) в жидкое или твердое тело, которое сосредоточится внизу объема и система в целом станет неравновесной.

Таким образом, в природе действуют два противоположных **принципа – притяжения и отталкивания**. Они создают две противоположные тенденции – к установлению равновесия и к его нарушению (к установлению неравновесного состояния). Обе эти тенденции совершенно равноценны и ни одна из них не имеет преимуществ перед другой. Установление равновесия – процесс столь же закономерный, как и процесс нарушения равновесия. Причина этого состоит в том, что заряды (и ансамбли) способны не только отталкиваться, но и притягиваться. Эта их способность зафиксирована в основном постулате.

Отсюда ясно, что не выдерживает критики позиция, когда общие выводы о свойствах и путях развития Вселенной строятся только на одном из упомянутых принципов, имеющим в своей основе тенденцию к установлению равновесия. Эта позиция с необходимостью приводит к выводу о неизбежности тепловой смерти Вселенной. На самом деле в природе действуют два противоположных принципа. Принятие только одного из них – первого – равносильно утверждению, что в природе отсутствуют силы притяжения. Это явный абсурд.

2. Причина переноса движения.

Благодаря силам отталкивания и притяжения происходит установление равновесия (рассредоточение зарядов) и его нарушение (концентрация зарядов). Это значит, что принципы притяжения и отталкивания ответственны за процесс переноса зарядов: при сосредоточении они перемещаются к определенному месту сбора, а при рассредоточении – в обратном направлении, стараясь удалиться друг от друга на возможно большие расстояния.

Таким образом, причина переноса зарядов (т.е. количеств движения различного рода) кроется в их способности притяги-

ваться и отталкиваться. Эта способность является всеобщей в том смысле, что каждый данный заряд притягивается или отталкивается не только от одноименного заряда или антизаряда, но и от всех остальных зарядов и антизарядов. Количественная сторона эффектов притяжения и отталкивания для одноименных зарядов определяется величинами основных коэффициентов уравнений состояния второго порядка, а для разноименных – величинами перекрестных коэффициентов.

Факт притяжения и отталкивания зарядов объясняет причину, почему они существуют только в виде ансамблей. Силы отталкивания заставляют кванты зарядов рассредоточиваться, занимать как можно больший объем, «искать» себе партнеров по притяжению. Силы притяжения, наоборот, заставляют кванты зарядов собираться в «сгустки», «букеты», представляющие собой ансамбли микрочарядов. То же самое происходит с микроансамблями, которые собираются в макроскопические тела, и т.д.

Очевидно, что определенный ансамбль может содержать в своем составе разноименные кванты зарядов разных знаков. В данном случае играют роль не знаки зарядов, а их способность притягиваться и отталкиваться.

Из сказанного ясно, что эффекты притяжения и отталкивания зарядов занимают в природе важное место. Они являются движущей причиной эволюции движения. Поэтому принципу притяжения и отталкивания могут быть положены в основание той грандиозной картины эволюции живой природы из неживой, которая была в свое время нарисована Пьером Тейяром де Шарденом в книге [22].

§ 32. Поле потенциала.

1. Определение понятия.

Количественная сторона процессов переноса зарядов может быть установлена на основе изучения свойств поля потенциала.

Под полем некоторой величины понимается совокупность значений этой величины в данный момент. Соответствующей величиной может служить любое свойство движения – заряд, энергия, потенциал, емкость и т.д.

Здесь важно подчеркнуть, что рассматриваемое поле свойств и известное из предыдущего субмикроскопическое по-

ле, характеризующее состояние движения на уровне наномира, ничего общего между собой не имеют. Субмикроскопическое поле также характеризуется полями соответствующих свойств.

Согласно основному постулату, все свойства движения определяются зарядами. Следовательно, первичным является поле заряда, а вторичным – поля всех остальных свойств движения.

В общем случае заряд может быть распределен в системе неравномерно и его величина может изменяться со временем, т.е.

$$\mathbf{E} = \mathbf{f}(\mathbf{x}; \mathbf{y}; \mathbf{z}; t), \quad (199)$$

где $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$ - пространственные координаты, м;

t - время, сек.

В этом случае все производные свойства движения также оказываются функциями координат и времени. Для всего последующего важнейшее значение имеет поле потенциала, поскольку потенциал характеризует активность движения и является движущей силой процесса переноса заряда. Поэтому здесь и дальше особое внимание уделяется анализу свойств поля потенциала, которое определяется уравнением

$$\mathbf{P} = \mathbf{f}(\mathbf{x}; \mathbf{y}; \mathbf{z}; t), \quad (200)$$

Это уравнение характеризует пространственно-временное распределение потенциала в теле, т.е. определяет изменение потенциала в каждой данной точке со временем и дает распределение потенциала во всех точках в каждый данный момент.

Разумеется, определение заряда и потенциала в форме уравнений (199) и (200) не является общим, так как оно не учитывает того факта, что сами координаты и время суть заряды. Уравнения (199) и (200) хорошо отражают действительность в условиях макромира. Они применимы также для микромира, если изучаемые ансамбли содержат весьма большое число метронов и хрононов. Если в ансамбле количества метронов и хрононов исчисляются единицами, тогда вместо соотношений (199) и (200) приходится пользоваться более сложными представлениями. В настоящее время величины квантов пространства и времени неизвестны, поэтому для микромира невозможно установить границы применимости формул (199) и (200). Имея в виду простоту и наглядность представлений, в дальнейших рассуждениях будем пользоваться уравнениями (199) и (200).

3. Частные случаи.

Равенство (200) соответствует нестационарному, или не установившемуся, полю (режиму) потенциала. В стационарных (установившихся) условиях

$$\partial \mathbf{P} / \partial t = \mathbf{0}, \quad (201)$$

следовательно, уравнение (200) принимает вид

$$\mathbf{P} = \mathbf{f}(\mathbf{x}; \mathbf{y}; \mathbf{z}). \quad (202)$$

Поля (200) и (202) являются трехмерными, так как потенциал изменяется вдоль трех координат одновременно. В условиях стационарного двухмерного поля

$$\partial \mathbf{P} / \partial t = \partial \mathbf{P} / \partial z = \mathbf{0} \quad (203)$$

и

$$\mathbf{P} = \mathbf{f}(\mathbf{x}; \mathbf{y}). \quad (204)$$

Для стационарного одномерного поля имеем

$$\partial \mathbf{P} / \partial t = \partial \mathbf{P} / \partial y = \partial \mathbf{P} / \partial z = \mathbf{0} \quad (205)$$

и

$$\mathbf{P} = \mathbf{f}(\mathbf{x}). \quad (206)$$

Наконец, система может быть стационарной однородной (заряд распределен в объеме системы равномерно и со временем не изменяется, потенциал имеет одно и то же значение в любой момент времени и в любой точке пространства). Такая система называется равновесной. В условиях равновесия поле зарядов и потенциалов не зависит ни от времени, ни от координат. Ему отвечают равенства:

$$\partial \mathbf{P} / \partial t = \partial \mathbf{P} / \partial x = \partial \mathbf{P} / \partial y = \partial \mathbf{P} / \partial z = \mathbf{0} \quad (207)$$

и

$$\mathbf{P} = \text{const.} \quad (208)$$

В равновесной однородной системе заряд находится в состоянии покоя. При этом активность движения не равна нулю ($\mathbf{P} \neq 0$). Если активность движения обращается в нуль, тогда покой называется абсолютным (это состояние соответствует физическому вакууму).

§ 33. Напор и градиент потенциала.

1. Напор потенциала.

Для переноса существенны неоднородные поля заряда и потенциала. Эта неоднородность может быть вызвана различными причинами, о которых много говорится дальше. Одна из причин неоднородности может заключаться в том, что система



Рисунок 5 Схема определения перепада и напора потенциала.

и окружающая среда имеют разный состав материала. В этом случае кривая распределения потенциала имеет излом на контрольной поверхности, отделяющий систему от окружающей среды (рис. 2-а и 5).

Изучая свойства и поведение системы, часто можно подробно не вникать в свойства окружающей среды. Например, можно не интересоваться характером распределения потенциала в окружающей среде. Достаточно ограничиться лишь знанием общей разности потенциалов между поверхностью тела и окружающей средой вдали от тела. Эта разность называется **напором потенциала** и обозначается

$$\delta P = P_c - P_n, \quad (209)$$

где P_c - значение потенциала окружающей среды вдали от системы, где не сказывается возмущающее действие тела на среду;

P_n - значение потенциала на контрольной поверхности системы (рис. 5).

Понятие напора потенциала на контрольной поверхности очень упрощает многие расчеты и определения.

2. Перепад потенциала.

При наличии неоднородного поля потенциала в теле общей характеристикой неоднородности может служить разность потенциалов

$$\Delta P = P_{\pi} - P_{ц}, \quad (210)$$

где P_{π} - значение потенциала на поверхности;

$P_{ц}$ - значение потенциала в центральной зоне тела.

Эта разность называется **перепадом потенциала** в системе. Под перепадом обычно понимается максимальная разность потенциалов в сечении тела (рис. 5).

3. Градиент потенциала.

Если соединить все точки неоднородного поля, обладающие одинаковыми значениями потенциала, то получится поверхность уровня, или изопотенциальная поверхность. Движение вдоль изопотенциальной поверхности не сопровождается изменением потенциала. Переход с одной изопотенциальной поверхности на другую связан с изменением потенциала на величину ΔP . В общем случае такой переход обусловлен перемещением на расстояние Δl . Скорость изменения потенциала на пути Δl составляет

$$\Delta P / \Delta l.$$

Наибольшая скорость изменения потенциала получается при перемещении вдоль направления нормали \mathbf{n} к изопотенциальной поверхности (рис. 6). Эта скорость называется **градиентом потенциала** и обозначается через $\text{grad} P$, причем

$$|\text{grad} P| = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} |\Delta P / \Delta n| = \Delta P / \Delta n. \quad (211)$$

По направлению градиент совпадает с нормалью, идущей в сторону возрастания потенциала.

Если градиент потенциала не зависит от времен и координат \mathbf{y} и \mathbf{z} , то из выражения (211) в частном случае получается

$$|\text{grad} P| = dP / dx. \quad (212)$$

Градиент потенциала является чрезвычайно важной величиной, так как через него определяется количество перенесенного заряда и действующая на заряд сила.

4. Напряженность, или сила, поля.

В соответствии с основным постулатом заряд распространяется в сторону убывающего потенциала, т.е. градиент потенциала и поток заряда направлены в прямо противоположные стороны (рис. 6).

Заряд перемещается под действием силы. Это говорит о том, что сила и поток заряда по направлению совпадают, а сила и градиент потенциала – нет. В связи с этим целесообразно

ввести понятие **напряженности, или силы, поля** потенциала и определить это понятие следующим образом:

$$\mathbf{G} = - dP/dx. \quad (213)$$

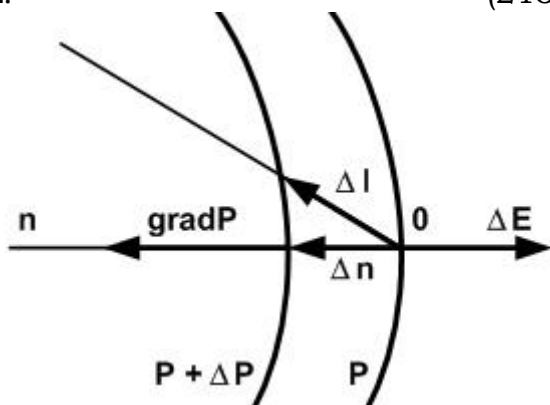


Рисунок 6 Схема определения градиента потенциала.

Напряженность, или сила, поля по абсолютной величине равна, а по знаку противоположна градиенту потенциала.

Ниже (гл. VI) строго доказывается, что напряженность \mathbf{G} представляет собой силу \mathbf{P}_x , действующую на единицу заряда. Таким образом, показывается, что градиент потенциала является основной величиной, характеризующей процесс переноса зарядов. Здесь все эти понятия введены предварительно с тем, чтобы облегчить понимание закона переноса. Точнее говоря, перенос заряда происходит при наличии разности потенциалов. Поэтому в качестве движущей силы переноса могут служить напор, перепад и градиент потенциала. Но последний проще всего выражается через действующую силу.

§ 34. Пятый главный закон движения (переноса).

1. Вывод обращенного дифференциального уравнения состояния.

Дифференциальное уравнение закона состояния выводится из обращенного уравнения состояния, которое записывается в несколько иной форме, чем это было рассмотрено в § 18. Например, при одной степени свободы ($n = 1$) общая связь между зарядом и потенциалом определяется формулой (102), а дифференциальная – формулой (103). Для вывода обращенного дифференциального уравнения состояния требуется выразить

не потенциал через заряд, а, наоборот, заряд через потенциал. Имеем

$$\mathbf{E} = \mathbf{f}(\mathbf{P}); \quad (214)$$

$$d\mathbf{E} = \mathbf{K}d\mathbf{P}, \quad (215)$$

где \mathbf{K} – производное свойство движения третьего порядка [емкость, формула (128)];

$$\mathbf{K} = \mathbf{1}/\mathbf{A} = d\mathbf{E}/d\mathbf{P}.$$

Уравнения (214) и (215) являются обращенными по отношению к (102) и (103).

При двух степенях ($\mathbf{n} = 2$) свободы общие обращенные зависимости имеют вид:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{f}_1(\mathbf{P}_1; \mathbf{P}_2); \quad (216)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{f}_2(\mathbf{P}_1; \mathbf{P}_2). \quad (216)$$

Эти зависимости получаются, если из второй строчки уравнений (105) найти заряд \mathbf{E}_2 и подставить его в первую строчку, а величину \mathbf{E}_1 подставить из первой строчки во вторую. Дифференцирование функций (216) дает

$$d\mathbf{E}_1 = \mathbf{K}_{11P}d\mathbf{P}_1 + \mathbf{K}_{12P}d\mathbf{P}_2; \quad (217)$$

$$d\mathbf{E}_2 = \mathbf{K}_{21P}d\mathbf{P}_1 + \mathbf{K}_{22P}d\mathbf{P}_2, \quad (217)$$

где

$$\mathbf{K}_{11P} = (\partial\mathbf{E}_1/\partial\mathbf{P}_1)_{P_2}; \quad \mathbf{K}_{22P} = (\partial\mathbf{E}_2/\partial\mathbf{P}_2)_{P_1}; \quad (218)$$

$$\mathbf{K}_{12P} = (\partial\mathbf{E}_1/\partial\mathbf{P}_2)_{P_1}; \quad \mathbf{K}_{21P} = (\partial\mathbf{E}_2/\partial\mathbf{P}_1)_{P_2}. \quad (219)$$

Наконец в общем случае \mathbf{n} степеней свободы обращенное уравнение состояния имеет вид

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{f}_i(\mathbf{P}_1; \mathbf{P}_2; \dots; \mathbf{P}_n), \quad (220)$$

где $\mathbf{i} = 1, 2, \dots, \mathbf{n}$.

После дифференцирования функции (220) получаем

$$d\mathbf{E}_i = \sum_{r=1}^n \mathbf{K}_{irP}d\mathbf{P}_r, \quad (221)$$

где $\mathbf{i} = 1, 2, \dots, \mathbf{n}$.

$$\mathbf{K}_{iirP} = \partial\mathbf{E}_i/\partial\mathbf{P}_i; \quad \mathbf{K}_{irrP} = \partial\mathbf{E}_r/\partial\mathbf{P}_r; \quad (222)$$

$$\mathbf{K}_{irP} = \partial\mathbf{E}_i/\partial\mathbf{P}_r; \quad \mathbf{K}_{riP} = \partial\mathbf{E}_r/\partial\mathbf{P}_i. \quad (223)$$

Необходимо подчеркнуть, что в обращенные дифференциальные уравнения состояния второго порядка (17) и (221) входят емкости \mathbf{K}_P , найденные при постоянных значениях потенциалов (они обозначены индексом \mathbf{P}). Этим емкостям обратны коэффициенты \mathbf{A}_P , также взятые при постоянных \mathbf{P} :

$$\mathbf{A}_P = \mathbf{1}/\mathbf{K}_P. \quad (224)$$

Коэффициенты \mathbf{A}_P в принципе отличны от коэффициентов \mathbf{A} , входящих в обычные дифференциальные уравнения состояния (106) и (110). Неучет этого обстоятельства может привести к серьезным ошибкам, особенно если система находится

вблизи абсолютного нуля потенциала. Разницы между емкостями \mathbf{K} и \mathbf{K}_p (коэффициентами \mathbf{A} и \mathbf{A}_p) нет только в том воображаемом случае, когда система располагает всего одной формой движения [уравнения (103), (128) и (215)].

Общие уравнения состояния (102), (105) и (109) написаны в соответствии с основным постулатом, согласно которому любое свойство движения есть однозначная функция зарядов. Обратные уравнения (214), (216) и (220) вытекают из уравнений (102), (105) и (109). Однако отсюда вовсе не должно следовать, что потенциалы, являющиеся аргументами в уравнениях (214), (216) и (220), могут служить в качестве параметров состояния (первичных величин). Такая (кстати сказать, широко распространенная) точка зрения не соответствует реальному положению вещей. Фактически параметрами состояния (первичными величинами) являются только заряды. Справедливость функций (214), (216) и (220) есть следствие однозначности связи, существующей между зарядами и потенциалами. Но дальше этого роль потенциалов, как параметров состояния, не распространяется. В частности, потенциалы не обладают способностью перемещаться и т.д. Если бы уравнения (214), (216) и (220) могли служить основанием для того, чтобы рассматривать потенциалы как параметры состояния, тогда из обратных уравнений состояния третьего и более высоких порядков можно было бы прийти к выводу, что параметрами состояния являются также коэффициенты \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} и \mathbf{D} и т.д. Это явный абсурд.

2. Физический смысл обращенных уравнений.

Обращенные дифференциальные уравнения состояния (215), (217) и (221) связывают изменения зарядов с изменениями потенциалов. Но изменения зарядов происходят вследствие их переноса через контрольную поверхность. При этом для бесконечно малой системы изменение любого данного заряда в точности равно количеству заряда, переданного через контрольную поверхность. Следовательно, под $d\mathbf{E}$ в обращенных уравнениях можно понимать количество перенесенного заряда.

Изменение потенциала системы непосредственно связано с возникновением соответствующих разностей потенциалов, например, между системой и окружающей средой, либо между отдельными участками системы, если рассматривается процесс перераспределения заряда внутри системы, и т.д. Следовательно, под $d\mathbf{P}$ можно понимать некоторую разность потенциалов.

Если вспомнить, что разность потенциалов служит движущей силой процесса переноса, сопряженного с потенциалом заряда, тогда физический смысл обращенных дифференциальных уравнений состояния проявляется очень четко.

Обращенные дифференциальные уравнения состояния (215), (217) и (221) представляют собой **обобщенные дифференциальные уравнения переноса**, которые связывают количества переданных зарядов с имеющимися разностями потенциалов. Основные и перекрестные коэффициенты K_p в обобщенных уравнениях переноса приобретают смысл **обобщенных проводимостей** системы.

3. Микроскопическая система.

Обобщенные дифференциальные уравнения переноса (215), (217) и (221) в наиболее общем виде выражают **пятый главный закон (принцип) общей теории – закон переноса заряда**. Согласно этому закону, **количество перенесенного заряда складывается из n величин, каждая из которых пропорциональна соответствующей разности потенциалов, коэффициентами пропорциональности служат обобщенные проводимости K_p** .

В законе переноса обращает на себя внимание действие простейшего принципа аддитивности: на количество перенесенного заряда влияют все n разностей потенциалов, причем влияние отдельных разностей суммируются. При этом соблюдается также принцип линейности: количество перенесенного заряда линейно (в первой степени) зависит от разностей потенциалов.

Закон переноса, записанный в форме обобщенных уравнений, справедлив для любого уровня мироздания: макромира, микромира и т.д. В этих уравнениях такие заряды, как пространство и время, играют свою основную роль – объектов переноса. Это особенно важно для микромира, где рассматриваются процессы распространения квантов всех зарядов, включая метроны и хрононы. В условиях макромира обстановка существенно изменяется. Там пространство и время принято эксплуатировать только в качестве вспомогательных величин, а не объектов переноса. Поэтому макроскопические уравнения переноса в отличие от обобщенных не всегда можно применять для изучения свойств микромира. Упомянутая вспомогательная роль пространства и времени в макроскопических уравнениях

сильно затрудняла правильное понимание физического существа этих зарядов.

4. Макроскопическая система.

Рассмотрим теперь макроскопическую модификацию обобщенного уравнения переноса. Будем называть ее **общим** (не смешивать с обобщенным) уравнением переноса. Для вывода общего уравнения необходимо ввести понятия потока и силы.

Естественно принять, что **поток W заряда** (или просто поток) пропорционален количеству перенесенного заряда:

$$W = DdE, \quad (225)$$

где **D** - коэффициент пропорциональности.

Формула (225) определяет количество заряда, переданного в определенных условиях. Эти условия конкретизируются путем соответствующего выбора коэффициента **D** .

Термодинамическая сила, или просто **сила**, являющаяся движущей причиной переноса заряда, пропорциональна разности потенциалов:

$$V = - C dP \quad (226)$$

где **C** - коэффициент пропорциональности.

Коэффициент **C** характеризует конкретные условия переноса. В качестве силы **V** чаще всего служит напор или градиент потенциала. Этими величинами обычно ограничиваются потребности выбора коэффициента **C** для макроскопических явлений.

Знак минус в правой части формулы (226) поставлен по следующей причине: для нашего мира условно принято, что заряд распространяется от большего потенциала к меньшему (§ 24). При этом величина **dP** является отрицательной [формула (157)]. Но поток заряда, а следовательно, и сила **V** должны быть положительными. Поэтому минус перед **dP** компенсирует отрицательное значение самой величины **dP** .

С помощью установленных понятий потока и силы нетрудно вывести общие дифференциальные уравнения закона переноса. Например, в гипотетическом случае одной формы движения (**$n = 1$**) из выражений (215), (225) и (226) получаем

$$W = BV, \quad (227)$$

где

$$B = - K(D/C). \quad (228)$$

Общее дифференциальное уравнение переноса (227) свидетельствует о том, что поток пропорционален силе. Коэффи-

коэффициент пропорциональности **В** представляет собой **проводимость** системы, он пропорционален ее емкости.

Для двух степеней свободы системы ($n = 2$) из уравнений (217), (225) и (226) находим

$$\mathbf{W}_1 = \mathbf{B}_{11}\mathbf{V}_1 + \mathbf{B}_{12}\mathbf{V}_2 \quad (229)$$

$$\mathbf{W}_2 = \mathbf{B}_{21}\mathbf{V}_1 + \mathbf{B}_{22}\mathbf{V}_2 \quad (229)$$

где

$$\mathbf{W}_1 = \mathbf{DdE}_1; \quad \mathbf{W}_2 = \mathbf{DdE}_2; \quad (230)$$

$$\mathbf{V}_1 = -\mathbf{CdP}_1; \quad \mathbf{V}_2 = -\mathbf{CdP}_2; \quad (231)$$

$$\mathbf{B}_{11} = -\mathbf{K}_{11P}(\mathbf{D}/\mathbf{C}); \quad \mathbf{B}_{22} = -\mathbf{K}_{22P}(\mathbf{D}/\mathbf{C}); \quad (232)$$

$$\mathbf{B}_{12} = -\mathbf{K}_{12P}(\mathbf{D}/\mathbf{C}); \quad \mathbf{B}_{21} = -\mathbf{K}_{21P}(\mathbf{D}/\mathbf{C}). \quad (233)$$

Если система располагает n внутренними степенями свободы, то из выражений (221), (225) и (226) будем иметь

$$\mathbf{W}_i = \sum_{r=1}^{r=n} \mathbf{B}_{ir} \mathbf{V}_r \quad (234)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$;

$$\mathbf{B}_{ii} = -\mathbf{K}_{iiP}(\mathbf{D}/\mathbf{C}); \quad \mathbf{B}_{rr} = -\mathbf{K}_{rrP}(\mathbf{D}/\mathbf{C}); \quad (235)$$

$$\mathbf{B}_{ir} = -\mathbf{K}_{irP}(\mathbf{D}/\mathbf{C}); \quad \mathbf{B}_{ri} = -\mathbf{K}_{riP}(\mathbf{D}/\mathbf{C}). \quad (236)$$

Общие дифференциальные уравнения переноса (227), (229) и (234) выражают прежний закон переноса, но форма их более удобна для изучения макроскопических явлений, чем форма обобщенных уравнений. Для использования общих уравнений надо придать конкретные значения коэффициентам пропорциональности **С** и **Д**.

5. Частные формы макроскопических уравнений.

Посредством соответствующего выбора коэффициентов **С** и **Д** можно получить большое множество различных выражений, определяющих потоки **W** и силы **V**. Для практических целей рекомендуется восемь основных вариантов выбора потоков и силы [4]. Из них ниже рассматриваются четыре наиболее употребительных.

Удельный поток обобщенного заряда **J**, отнесенный к единице площади **F** контрольной поверхности и единице времени **dt**, определяется следующим образом:

$$\mathbf{W} = \mathbf{J}; \quad (237)$$

где

$$\mathbf{J} = \mathbf{dE}/(\mathbf{Fdt}). \quad (238)$$

Сопоставление выражений (225) и (238) показывает, что для потока **J**, то коэффициент пропорциональности

$$\mathbf{D} = 1/(\mathbf{Fdt}). \quad (239)$$

На практике широко употребляется также поток

$$\mathbf{W} = \mathbf{I}; \quad (240)$$

где

$$\mathbf{I} = d\mathbf{E}/dt, \quad (241)$$

который характеризует скорость переноса обобщенного заряда (в учении об электричестве величина \mathbf{I} называется силой тока). Для этого потока коэффициент пропорциональности в формуле (225)

$$\mathbf{D} = 1/dt \quad (242)$$

Для обозначения конкретных потоков вместо \mathbf{W} использованы новые буквы \mathbf{J} и \mathbf{I} . Это сделано с целью избежать возможной путаницы.

В качестве термодинамической силы \mathbf{V} обычно используются две величины - \mathbf{X} и \mathbf{Y} . Сила \mathbf{X} представляет собой напор интенсала на контрольной поверхности системы:

$$\mathbf{V} = \mathbf{X}; \quad (243)$$

$$\mathbf{X} = -\delta\mathbf{P}, \quad (244)$$

что соответствует коэффициенту пропорциональности в формуле (226)

$$\mathbf{C} = 1. \quad (245)$$

Сила \mathbf{Y} есть градиент потенциала

$$\mathbf{V} = \mathbf{Y}; \quad (246)$$

$$\mathbf{Y} = -d\mathbf{P}/d\mathbf{x}. \quad (247)$$

Выражение (247) получается из (226), если положить

$$\mathbf{C} = 1/d\mathbf{x}. \quad (248)$$

Конкретным силам \mathbf{X} и \mathbf{Y} также даны специальные буквенные обозначения, отличные от \mathbf{V} .

С помощью введенных потоков \mathbf{J} и \mathbf{I} и сил \mathbf{X} и \mathbf{Y} общие дифференциальные уравнения переноса (227), (229) и (234) могут быть переписаны по-новому. При этом каждый из потоков \mathbf{J} и \mathbf{I} может сочетаться с каждой из сил \mathbf{X} и \mathbf{Y} . Всего получается четыре частных варианта дифференциальных уравнений переноса. Для различного числа форм движения они выглядят следующим образом.

В первом варианте сочетаются поток \mathbf{J} и сила \mathbf{X} . При $n = 1$ из выражений (227), (228), (237), (239), (243) и (245) получаем

$$\mathbf{J} = \alpha\mathbf{X}, \quad (249)$$

где α - коэффициент отдачи заряда на контрольной поверхности системы:

$$\alpha = -\mathbf{K}(1/\mathbf{F}d\mathbf{t}). \quad (250)$$

В данном случае роль проводимости \mathbf{B} играет величина α :

$$\mathbf{B} = \alpha. \quad (251)$$

Аналогично при $\mathbf{n} = 2$ из выражений (229) – (233) находим

$$\mathbf{J}_1 = \alpha_{11}\mathbf{X}_1 + \alpha_{12}\mathbf{X}_2; \quad (252)$$

$$\mathbf{J}_2 = \alpha_{21}\mathbf{X}_1 + \alpha_{22}\mathbf{X}_2, \quad (252)$$

где

$$\alpha_{11} = -\mathbf{K}_{11P}(1/Fdt); \quad \alpha_{22} = -\mathbf{K}_{22P}(1/Fdt); \quad (253)$$

$$\alpha_{12} = -\mathbf{K}_{12P}(1/Fdt); \quad \alpha_{21} = -\mathbf{K}_{21P}(1/Fdt); \quad (254)$$

При \mathbf{n} степенях свободы общее уравнение (234) принимает вид

$$\mathbf{J}_i = \sum_{r=1}^{r=n} \alpha_{ir} X_r \quad (255)$$

где $\mathbf{i} = 1, 2, \dots, \mathbf{n}$;

$$\alpha_{ii} = -\mathbf{K}_{iiP}(1/Fdt); \quad \alpha_{rr} = -\mathbf{K}_{rrP}(1/Fdt); \quad (256)$$

$$\alpha_{ir} = -\mathbf{K}_{irP}(1/Fdt); \quad \alpha_{ri} = -\mathbf{K}_{riP}(1/Fdt) \quad (257)$$

Во втором варианте сочетаются поток \mathbf{I} и сила \mathbf{X} . При $\mathbf{n} = 1$ уравнение (227) преобразуется к виду

$$\mathbf{I} = \beta\mathbf{X}, \quad (258)$$

где β - коэффициент отдачи заряда на контрольной поверхности системы:

$$\beta = -\mathbf{K}(1/dt); \quad (259)$$

$$\mathbf{B} = \beta. \quad (260)$$

При $\mathbf{n} = 2$ из уравнений (229) находим

$$\mathbf{I}_1 = \beta_{11}\mathbf{X}_1 + \beta_{12}\mathbf{X}_2; \quad (261)$$

$$\mathbf{I}_2 = \beta_{21}\mathbf{X}_1 + \beta_{22}\mathbf{X}_2, \quad (261)$$

где

$$\beta_{11} = -\mathbf{K}_{11P}(1/dt); \quad \beta_{22} = -\mathbf{K}_{22P}(1/dt); \quad (262)$$

$$\beta_{12} = -\mathbf{K}_{12P}(1/dt); \quad \beta_{21} = -\mathbf{K}_{21P}(1/dt). \quad (263)$$

При \mathbf{n} формах движения из формулы (234) получаем

$$\mathbf{I}_i = \sum_{r=1}^{r=n} \beta_{ir} X_r \quad (264)$$

где $\mathbf{i} = 1, 2, \dots, \mathbf{n}$;

$$\beta_{ii} = -\mathbf{K}_{iiP}(1/dt); \quad \beta_{rr} = -\mathbf{K}_{rrP}(1/dt); \quad (265)$$

$$\beta_{ir} = -\mathbf{K}_{irP}(1/dt); \quad \beta_{ri} = -\mathbf{K}_{riP}(1/dt). \quad (266)$$

В третьем варианте сочетаются поток \mathbf{J} и сила \mathbf{Y} . При $\mathbf{n} = 1$ из общего уравнения (227) находим

$$\mathbf{J} = \mathbf{L}\mathbf{Y}, \quad (267)$$

где \mathbf{L} – проводимость системы по отношению к заряду:

$$\mathbf{L} = -\mathbf{K}(1/F)(d\mathbf{x}/dt); \quad (268)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{L}. \quad (267)$$

При $\mathbf{n} = 2$ из уравнений (229) имеем

$$\mathbf{J}_1 = \mathbf{L}_{11}\mathbf{Y}_1 + \mathbf{L}_{12}\mathbf{Y}_2; \quad (270)$$

$$\mathbf{J}_2 = \mathbf{L}_{21}\mathbf{Y}_1 + \mathbf{L}_{22}\mathbf{Y}_2, \quad (270)$$

где

$$\begin{aligned} L_{11} &= -K_{11P}(1/F)(dx/dt); & L_{22} &= - \\ & K_{22P}(1/F)(dx/dt); & & (271) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L_{12} &= -K_{12P}(1/F)(dx/dt); & L_{21} &= - \\ & K_{21P}(1/F)(dx/dt). & & (272) \end{aligned}$$

При n степенях свободы общее уравнение (234) дает

$$J_i = \sum_{r=1}^{r=n} L_{ir} Y_r \quad (273)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$;

$$\begin{aligned} L_{ii} &= -K_{iiP}(1/F)(dx/dt); & L_{rr} &= - \\ & K_{rrP}(1/F)(dx/dt); & & (274) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L_{ir} &= -K_{irP}(1/F)(dx/dt); & L_{ri} &= - \\ & K_{riP}(1/F)(dx/dt). & & (275) \end{aligned}$$

Наконец, в четвертом частном варианте сочетаются поток I и сила Y . При $n = 1$ получаем

$$I = MY, \quad (276)$$

где M – проводимость системы по отношению к заряду:

$$M = -K(dx/dt); \quad (277)$$

$$B \equiv M. \quad (278)$$

При $n = 2$ из уравнений (229) находим

$$I_1 = M_{11}Y_1 + M_{12}Y_2; \quad (279)$$

$$I_2 = M_{21}Y_1 + M_{22}Y_2, \quad (279)$$

где

$$M_{11} = -K_{11P}(dx/dt); \quad M_{22} = -K_{22P}(dx/dt); \quad (280)$$

$$M_{12} = -K_{12P}(dx/dt); \quad M_{21} = -K_{21P}(dx/dt). \quad (281)$$

В общем случае n степеней свободы уравнение (234) дает

$$I_i = \sum_{r=1}^{r=n} M_{ir} Y_r \quad (282)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$;

$$M_{ii} = -K_{iiP}(dx/dt); \quad M_{rr} = -K_{rrP}(dx/dt); \quad (283)$$

$$M_{ir} = -K_{irP}(dx/dt); \quad M_{ri} = -K_{riP}(dx/dt); \quad (284)$$

Напомним, что во всех перечисленных уравнениях переноса емкости берутся при постоянных потенциалах. Это замечание не касается только гипотетического случая, когда $n = 1$.

Из конкретных дифференциальных уравнений переноса (255), (266), (273) и (282) видно, что в них координаты и время играют вспомогательную роль: относительно этих зарядов определяются потоки всех других. Такая постановка вопроса правомерна только для макроскопических тел и только в условиях, когда потоки пространства и времени отличаются стабильностью. При нестабильности процессов распространения пространства и времени вся картина переноса, определяемая

упомянутыми уравнениями, резко усложняется. В этом случае целесообразно пользоваться обобщенными уравнениями переноса типа (215), (217) и (221). Заметная нестабильность условий возникает при значительном изменении зарядов системы, например, при изменении электрического и магнитного полей, гравитационного потенциала (если, например, система – космический корабль – приближается к звезде большой массы), количества движения (а следовательно, и скорости) и т.д.

Уравнения (255), (266), (273) и (282) могут быть использованы при расчете микроскопических процессов, если частицы располагают большими запасами метронов и хрононов. Тогда по признаку пространства и времени частицы должны обладать континуальными (непрерывными) свойствами. Этим замечанием утверждается идея о том, что микроансамбли в принципе могут обладать по отношению к одним зарядам корпускулярными, а по отношению к другим – континуальными свойствами. Границы применимости рассмотренных частных уравнений для микромира могут быть установлены только тогда, когда станет известна величина метронов и хрононов и будут ясны заряды микрочастиц. Не исключено, что в отдельных случаях частные потоки зарядов будут более удобно относить не в пространству и времени, а к определенным другим зарядам, распространение которых в данных конкретных условиях отличается большей стабильностью, чем распространение пространства и времени. Все эти проблемы снимаются при использовании обобщенных уравнений переноса.

6. Связь между разноименными частными потоками и силами.

Сопоставление формул (237) и (241) показывает, что потоки **J** и **I** различаются только площадью **F**. Поэтому переход от одного потока к другому осуществляется с помощью соотношения

$$\mathbf{I} = \mathbf{FJ}. \quad (285)$$

Аналогичная связь существует между разноименными частными проводимостями. Например, из выражений (249), (258) и (285) получаем

$$\beta = \mathbf{F}\alpha. \quad (286)$$

Из формул (267), (276) и (285) находим

$$\mathbf{M} = \mathbf{FL}. \quad (287)$$

Наконец, два последних равенства дают

$$\beta/M = \alpha/L. \quad (288)$$

Связь, существующая между силами **X** и **Y**, определяется

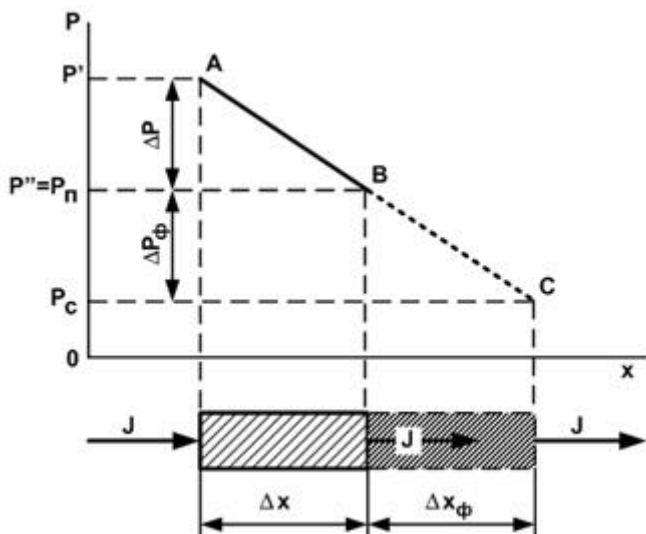


Рисунок 7 Схема определения толщины фиктивного слоя.

формулами (249) и (267), а также (258) и (276)

$$\alpha X = LY; \quad (289)$$

$$\beta X = MY. \quad (290)$$

Если считать, что величина перепада потенциала равна величине напора, тогда формулы (289) и (290) преобразуются к виду (перепад и напор сокращаются)

$$L = \alpha \Delta x_{\phi}; \quad (291)$$

$$M = \beta \Delta x_{\phi}. \quad (292)$$

Эти равенства выражают правила, с помощью которых в уравнениях переноса можно переходить от одних сил (и проводимостей) к другим. Физический смысл размера Δx_{ϕ} определяется следующими соображениями.

Предположим, что имеется система Δx , проводимость которой равна **L** или **M** (рис. 7). На поверхности системы отдача заряда происходит с коэффициентами α или β . Если продолжить систему на расстояние Δx_{ϕ} (толщина так называемого фиктивного слоя), тогда явление отдачи заряда можно условно заменить явлением проводимости в фиктивном слое (заштрихован пунктиром), обладающим теми же коэффициентами проводимости, что и система. Правомочность такой замены обусловлена тем, что поток заряда, уходящий с поверхности системы вследствие явления отдачи, равен потоку заряда, теряе-

мого системой через фиктивный слой посредством явления проводимости.

Действительно, из формул (249) и (267), а также (258) и (276) получаем (рис. 7)

$$\mathbf{J} = \alpha \mathbf{X} = \mathbf{LY} = -\alpha \Delta \mathbf{P}_\Phi = -\mathbf{L}(\Delta \mathbf{P}_\Phi / \Delta \mathbf{x}_\Phi) \quad (293)$$

$$\mathbf{I} = \beta \mathbf{X} = \mathbf{MY} = -\beta \Delta \mathbf{P}_\Phi = -\mathbf{M}(\Delta \mathbf{P}_\Phi / \Delta \mathbf{x}_\Phi) \quad (294)$$

Эти формулы иллюстрируют правила замены в уравнениях переноса одних сил (например, \mathbf{X}) другими (например, \mathbf{Y}). Толщина фиктивного слоя выбирается с помощью соотношений (291) и (292). Ее можно также определить графически, имея в виду, что так называемая направляющая точка \mathbf{C} (рис. 7) находится в месте пересечения горизонтали, отвечающей потенциалу \mathbf{P}_Φ окружающей среды, и касательной \mathbf{BC} к кривой распределения потенциала в сечении системы. Касательная проводится в точке \mathbf{B} , расположенной на поверхности системы. В условиях одномерного поля и стационарного режима касательная \mathbf{BC} является продолжением прямой \mathbf{AB} , характеризующей распределение потенциала в сечении системы.

7. Теорема Кюри.

Возможность перехода от одних сил к другим (от напоров к градиентам потенциала и наоборот) имеет принципиальное значение. Это объясняется тем, что в некоторых задачах приходится рассматривать одновременно процессы отдачи и проводимости заряда. В этих условиях возникает потребность вводить в уравнения переноса сразу обе силы – \mathbf{X} и \mathbf{Y} . Однако этого делать нельзя по следующим причинам.

Правила сочетания в линейных уравнениях переноса различных сил определяются теоремой Кюри. Согласно этой теореме, силы в линейных уравнениях переноса должны иметь одинаковый тензорный ранг или разница в рангах должна быть четной. В противном случае разноименные силы подставлять в уравнения нельзя.

Различают тензоры нулевого, первого и второго рангов. К тензорам нулевого ранга относятся скалярные величины. Скалярами, в частности, являются потенциалы (температура, давление, химический потенциал, электрический потенциал и т.д. и разности потенциалов. Следовательно, сила \mathbf{X} (напор потенциала $\delta \mathbf{P}$) есть типичная скалярная величина (тензор нулевого ранга).

К тензорам первого ранга относятся векторные величины. Векторами являются градиенты скаляров, в частности, градиенты потенциалов (градиенты температуры, давления, химического потенциала, электрического потенциала и т.д.). Следовательно, сила \mathbf{Y} (градиент потенциала) представляет собой вектор (тензор первого ранга).

Тензорами второго ранга являются обычные тензоры (в частности, вязкий поток, определяемый законом вязкостного трения Ньютона, является тензорным потоком).

Таким образом, теорема Кюри запрещает сочетать в уравнениях переноса силы \mathbf{X} с силами \mathbf{Y} , ибо тензорный ранг этих сил различается на единицу (величина нечетная). Возникшая трудность легко преодолевается путем рассмотренной выше подмены явлений отдачи явлениями проводимости и наоборот.

§ 35. Проводимость системы.

1. Определение проводимости.

Обобщенными проводимостями системы являются емкости \mathbf{K}_P , взятые при постоянных значениях потенциалов. Они входят в обращенные дифференциальные уравнения состояния (215), (217) и (221) второго порядка и представляют собой производные свойства движения третьего порядка. Все остальные проводимости – \mathbf{B} , α , β , \mathbf{L} , \mathbf{M} и т.д. – пропорциональны емкостям \mathbf{K}_P .

Согласно основному постулату, обобщенная проводимость \mathbf{K} , а следовательно, и все остальные проводимости являются функциями зарядов, т.е. в принципе суть величины переменные. В частности, при $\mathbf{n} = 1$ можно записать [см. уравнение (215)]

$$d\mathbf{K} = \mathbf{f}_P(\mathbf{E}); \quad (295)$$

$$d\mathbf{K} = \mathbf{B}_P d\mathbf{E}, \quad (296)$$

где \mathbf{B}_P – новое производное свойство движения четвертого порядка,

$$\mathbf{B}_P = d\mathbf{K}/d\mathbf{E} \quad (297)$$

При $\mathbf{n} = 2$ имеем [см. уравнение (217)]

$$\mathbf{K}_{11P} = \mathbf{f}_{11P}(\mathbf{E}_1; \mathbf{E}_2); \quad (298)$$

...

$$d\mathbf{K}_{11P} = \mathbf{B}_{111P} d\mathbf{E}_1 + \mathbf{B}_{112P} d\mathbf{E}_2; \quad (299)$$

...

где

$$\mathbf{B}_{111P} = (\partial \mathbf{K}_{11P} / \partial \mathbf{E}_1) \mathbf{E}_2 \quad (300)$$

...

Здесь приведены только первые строчки уравнений. Общий их вид такой же, как и уравнений (116) – (118). При \mathbf{n} степенях свободы получаются еще более громоздкие формулы. Точно такой же вид имеют уравнения для всех остальных проводимостей – \mathbf{B} , α , β , \mathbf{L} , \mathbf{M} и т.д. Производные свойства четвертого порядка \mathbf{B}_P выражаются через заряды и получаются новые уравнения четвертого порядка, содержащие производные свойства движения пятого порядка \mathbf{C}_P , и т.д.

В условиях микромира проводимости должны обладать квантовыми свойствами (изменяться скачкообразно). У макроскопических систем проводимостям присуще свойство континуальности (непрерывности).

В случае идеального тела проводимости являются величинами постоянными, а производные свойства четвертого и более высокого порядков обращаются в нуль.

2. Сопротивление системы.

Величина, обратная проводимости, представляет собой сопротивление. Поэтому обобщенным сопротивлением ζ служит коэффициент \mathbf{A}_P , т.е.

$$\zeta = \mathbf{A}_P = 1/\mathbf{K}_P. \quad (301)$$

Отдельные виды сопротивлений могут быть найдены с помощью этой формулы. Например, общее сопротивление $\zeta_{\mathbf{B}}$ получается из выражений (228) и (301):

$$\zeta_{\mathbf{B}} = 1/\mathbf{B} = - (1/\mathbf{K}_P)(\mathbf{C}/\mathbf{D}). \quad (302)$$

Частные сопротивления определяются формулами (250), (259), (268), (277) и (301):

$$\zeta_{\alpha} = 1/\alpha = - (1/\mathbf{K}_P)(\mathbf{F}d\mathbf{t}); \quad (303)$$

$$\zeta_{\beta} = 1/\beta = - (1/\mathbf{K}_P)(d\mathbf{t}); \quad (304)$$

$$\zeta_{\mathbf{L}} = 1/\mathbf{L} = - (1/\mathbf{K}_P)(\mathbf{F}d\mathbf{t}/d\mathbf{x}); \quad (305)$$

$$\zeta_{\mathbf{M}} = 1/\mathbf{M} = - (1/\mathbf{K}_P)(d\mathbf{t}/d\mathbf{x}); \quad (306)$$

Сопротивления, определяемые формулами (303) – (306), являются удельными. Они применимы только для макроскопических систем. Величины ζ_{α} и ζ_{β} являются сопротивлениями отдачи заряде на контрольной поверхности системы, величины $\zeta_{\mathbf{L}}$ и $\zeta_{\mathbf{M}}$ – сопротивлениями проводимости. Связь между различными частными видами сопротивлений определяется формулами типа (286) – (288):

$$\zeta_{\alpha} = \mathbf{F}\zeta_{\beta}; \quad (307)$$

$$\zeta_{\mathbf{L}} = \mathbf{F}\zeta_{\mathbf{M}}; \quad (308)$$

$$\zeta_{\alpha}/\zeta_{\mathbf{L}} = \zeta_{\beta}/\zeta_{\mathbf{M}}. \quad (309)$$

Сопротивления ζ_{β} и $\zeta_{\mathbf{M}}$ являются полными: они относятся ко всей площади \mathbf{F} контрольной поверхности; сопротивления ζ_{α} и $\zeta_{\mathbf{L}}$ - удельными: они относятся к единице площади контрольной поверхности.

Для явлений проводимости употребляется также следующая частная форма полного сопротивления:

$$\mathbf{R} = \zeta_{\mathbf{M}}\Delta\mathbf{x} = \zeta_{\mathbf{L}}(\Delta\mathbf{x}/\mathbf{F}) \quad (310)$$

или

$$\mathbf{R} = \Delta\mathbf{x}/\mathbf{M} = \Delta\mathbf{x}/(\mathbf{F}\mathbf{L}), \quad (311)$$

где $\Delta\mathbf{x}$ – длина системы (проводника), м.

Величина \mathbf{R} характеризует полное сопротивление проводника сечением \mathbf{F} и длиной $\Delta\mathbf{x}$. К аналогичному виду можно привести сопротивления отдаче, если воспользоваться понятием фиктивного слоя на поверхности системы [формулы (291) и (292)].

Через полное сопротивление \mathbf{R} потоки \mathbf{J} и \mathbf{I} заряда для явлений проводимости можно выразить следующим образом:

$$\mathbf{J} = \Delta\mathbf{P}/(\mathbf{R}\mathbf{F}); \quad (312)$$

$$\mathbf{I} = \mathbf{F}\mathbf{J} = \Delta\mathbf{P}/\mathbf{R}; \quad (313)$$

$$\Delta\mathbf{E} = \mathbf{J}\mathbf{F}\Delta t = \mathbf{I}\Delta t = \Delta\mathbf{P}\Delta t/\mathbf{R} \quad (314)$$

Формула (312) получена из выражений (267) и (311), формула (313) – из выражений (276) и (311) и формула (314) – из выражений (237), (241), (312) и (313). Все эти формулы применяются для практических расчетов.

§ 36. Сверхпроводимость.

1. Определение понятия.

Выше было отмечено, что при разряжении системы и стремлении к нулю потенциалов одновременно обращается в нуль также емкость \mathbf{K} , взятая при постоянных зарядах. Обратная ей величина – коэффициент \mathbf{A} – стремится к бесконечности. Коэффициент \mathbf{A} можно по аналогии с $\mathbf{A}_{\mathbf{P}}$ рассматривать как сопротивление системы, взятое при постоянных зарядах.

В противоположность этому обобщенная проводимость \mathbf{K} при разряжении системы стремится к бесконечности. Обратная ей величина – обобщенное сопротивление $\mathbf{A}_{\mathbf{P}}$ – обращается в

нуль. Одновременно с \mathbf{K}_p в бесконечность должны обращаться все частные виды проводимостей, относящиеся ко всем формам движения. В этом заключается важное различие, существующее между коэффициентами \mathbf{A} и \mathbf{K} , с одной стороны, и \mathbf{A}_p и \mathbf{K}_p – с другой.

Явление обращения в бесконечность проводимостей по отношению к зарядам, когда к нулю устремляются потенциалы системы, будем называть **сверхпроводимостью**. Сверхпроводимость присуща всем формам движения и всем телам природы. Она заметно проявляется только вблизи абсолютного нуля потенциалов. При абсолютном нуле все сопротивления системы равны нулю, что соответствует состоянию физического вакуума.

Физический вакуум – это среда, проводимость которой равна бесконечности.

По мере заряжания системы зарядами, т.е. с увеличением ее потенциалов, возрастает активность движения. Это значит, что возрастают силовые связи между квантами зарядов и составленными из них ансамблями. При значительных потенциалах в принципе невозможно наблюдать явление сверхпроводимости. Отсюда следует, что в принципе невозможно создать высокопотенциальные (в том числе высокотемпературные) сверхпроводники.

Заметим, что эффект сверхпроводимости у различных тел и по отношению к разным формам движения должен наступать при различной степени приближения к абсолютному нулю потенциала. Подобно всем другим свойствам, сверхпроводимость определяется как функция зарядов.

Эффект уменьшения сопротивления среды по мере приближения к абсолютному нулю потенциалов может быть использован на практике с целью кардинального снижения потерь при распространении в системе различных зарядов и их ансамблей. К великому сожалению, скорость ансамбля представляет собой потенциал, поэтому в принципе невозможно создать корабль, который бы перемещался в физическом вакууме космического пространства со скоростями, стремящимся к бесконечности, при затратах энергии, приближающихся к нулю. Но вместе с тем возможно сконструировать систему, которая при минимальных затратах обладала бы максимальными скоростями. В соответствии с законами общей теории для этого надо на контрольной поверхности системы поддерживать значения всех потенциалов, кроме скорости, на уровне, близком к абсолютному нулю.

В настоящее время известны три или четыре частных случая общего явления сверхпроводимости, предсказываемого излагаемой теорией. Они были открыты физиками в разное время и по отношению к разным формам движения.

2. Сверхэлектропроводность.

Сверхпроводимость ртути по отношению к электрическому заряду была открыта в 1911 г. нидерландским физиком Камерлинг-Оннесом, который в начале нашего столетия впервые получил температуры, близкие к абсолютному нулю.

Эффект сверхэлектропроводности можно наблюдать на многих металлах и сплавах при температурах ниже определенного предела (ниже так называемой критической температуры $T_{\text{кт}}$). Например, ртуть становится сверхпроводящей при температурах ниже 4,15 и 3,94 °К (другая модификация), алюминий – ниже 1,2 °К, цинк – ниже 0,9 °К. Критическая температура олова $T_{\text{кт}} = 3,73$ °К, свинца $T_{\text{кт}} = 7,19$ °К. В условиях сверхпроводимости электрическое сопротивление тела близко к нулю.

Согласно общей теории, резкое уменьшение какого-либо потенциала возможно лишь при условии отвода от системы всех зарядов ансамбля. При понижении температуры наблюдается именно такая картина. Этим условиям необходимо и достаточно для проявления всех эффектов сверхпроводимости, в том числе эффекта сверхэлектропроводности.

В физике для обозначения сверхэлектропроводности принято применять термин сверхпроводимость. В общей теории этим термином определяется класс явлений сверхпроводимости, относящихся ко всем различным формам движения.

3. Сверхмагнитопроводность.

Как уже отмечалось, при стремлении к нулю какого-нибудь потенциала в системе должны возникать эффекты сверхпроводимости по отношению ко всем зарядам, входящим в состав соответствующего ансамбля. Например, в металлах эффект сверхэлектропроводности сопровождается также эффектом сверхмагнитопроводности. Это явление выражается в том, что магнитный поток внутри сверхэлектропроводящего кольца не меняется со временем, т.е. практически не затухает из-за отсутствия магнитного сопротивления.

Напомним, что в физике магнитные явления рассматриваются как несамостоятельные, сопутствующие электрическим. Поэтому и сверхмагнитопроводность считается эффектом побочным. На самом деле существует магнитный заряд и отвечающее ему явление сверхпроводимости.

4. Сверхтекучесть.

Другим частным случаем явления сверхпроводимости служит известный эффект сверхтекучести жидкого гелия. Этот эффект был открыт П.А. Капицей в 1938 г.

Суть явления сверхтекучести заключается в том, что при низких температурах вязкость жидкого гелия, определяющая его гидродинамическое и фильтрационное сопротивление, становится близкой к нулю. Газообразный гелий сжижается при температуре $T = 4,215 \text{ }^{\circ}\text{K}$ или $3,19 \text{ }^{\circ}\text{K}$ (другой изотоп) и становится сверхтекучим при температурах ниже $T_{\text{кт}} = 2,17 \text{ }^{\circ}\text{K}$. Выше этой точки жидкий гелий именуется гелием-I, ниже – гелием-II.

Согласно общей теории, при уменьшении потенциалов системы до нуля проводимость по отношению к гидродинамическому и фильтрационному заряду, как и по отношению к другим зарядам ансамбля, должна стремиться к бесконечности. Но сложность вопроса заключается в том, что с уменьшением, например, температуры большинство веществ превращается в твердые тела, у которых при обычных условиях гидродинамическая форма движения практически отсутствует. Среди известных сейчас тел гелий сохраняет жидкое состояние дольше всех. Остальные тела затвердевают при сравнительно высоких температурах, поэтому в них эффект сверхтекучести проявиться не может.

С жидким гелием связан большой круг весьма экзотических явлений, которые поражали и до сих пор поражают воображение ученых. К числу таких явлений относятся, например, фонтанный эффект в гелии-II, эффект образования поверхностных пленок на твердых телах и т.д. Однако природа этих эффектов ничего общего со сверхтекучестью не имеет. Их смысл расшифровывается в гл. XII.

5. Сверхтеплопроводность.

В условиях крайне низких температур должно существовать также явление сверхтеплопроводности. Например, в некоторых сверхэлектропроводящих металлах с уменьшением температуры отмечается сильное возрастание коэффициента теплопроводности.

Очень резкое увеличение теплопроводности наблюдается в жидком гелии-II по сравнению с гелием-I. Теплопроводность гелия-II во много миллионов раз превосходит теплопроводность гелия-I.

6. Предсказание общей теорией новых явлений сверхпроводимости.

Свойство сверхпроводимости является универсальным, поэтому оно должно проявляться по отношению ко всем зарядам микроансамблей, проникающих в и распространяющихся в макроскопических телах. Сейчас обнаружено только небольшое число явлений сверхпроводимости. Часть из них связана с распространением в телах электронов-частиц. Речь идет о сверхэлектропроводности, сверхмагнитопроводности, сверхтеплопроводности. Но электрону-частице присуще большое количество разнообразных форм движения. Поэтому должны существовать многие другие неоткрытые пока эффекты сверхпроводимости. Например, общая теория предсказывает существование в телах, пронизываемых электронами-частицами, эффектом сверхпроводимости, которые сопряжены со всеми формами движения, представленными в уравнении (186). В частности это касается проводимостей по отношению к волновому, импульсному, спиновому, гравитационному и прочим зарядам.

В соответствии с принципами проницаемости и отторжения все многочисленное семейство микрочастиц способно в большей или меньшей степени проникать в макротела и, следовательно, давать соответствующие эффекты сверхпроводимости. Например, фотоны, распространяясь в теле, должны вблизи абсолютного нуля потенциалов служить причиной появления эффектов сверхтеплопроводности, волновой сверхпроводимости и т.д. [см. уравнение (180)].

§ 37. Примеры применения уравнений закона переноса.

1. Общее уравнение для $n = 1$.

Предположим, что заряд распространяется в условиях стационарного режима и одномерного поля потенциала. Тогда распределение потенциала вдоль тела будет отвечать уравнению прямой линии (рис. 8). В гипотетическом смысле существования только одной формы движения ($n = 1$) удельный поток и количество перенесенного заряда можно определять с помощью частных выражений типа (237), (247) и (267):

$$\mathbf{J} = -\mathbf{L}(\mathbf{dP}/\mathbf{dx}); \quad (315)$$

$$\mathbf{dE} = \mathbf{JFdt} = -\mathbf{L}(\mathbf{dP}/\mathbf{dx})\mathbf{Fdt}. \quad (316)$$

Эти частные уравнения относятся ко всем формам движения. В этом смысле они являются весьма общими. Из них вытекают все известные ранее законы переноса. Эти законы принадлежат макромииру, остановимся на них более подробно.

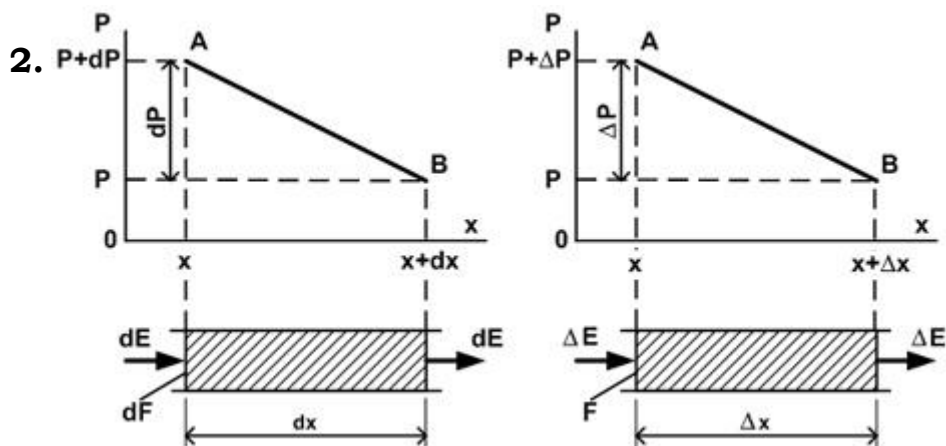


Рисунок 8 Схема распространения заряда в условиях стационарного режима и одномерного поля.

В 1822 г. Фурье опубликовал свой закон теплопроводности. Согласно закону Фурье, удельный поток и количество переданного тепла определяются уравнениями (обозначения заимствованы из § 10):

$$\mathbf{J}_Q = - \mathbf{L}_Q(dT/dx) \quad \text{Вт/м}^2; \quad (317)$$

$$dQ_Q = \mathbf{J}_Q F dt = - \mathbf{L}_Q(dT/dx) F dt_{\text{дж}}, \quad (318)$$

где \mathbf{L}_Q – коэффициент теплопроводности, т.е. проводимость по отношению к термической работе – теплоте, Вт/(м·град).

В 1826 г. Ом экспериментально установил закон электропроводности его имени. Согласно закону Ома, удельный поток \mathbf{J}_Ψ и количество переданного электрического заряда $d\Psi$ определяются уравнениями

$$\mathbf{J}_\Psi = - \mathbf{L}_\Psi(d\phi/dx) \quad \text{а/м}^2; \quad (319)$$

$$d\Psi = \mathbf{J}_\Psi F dt = - \mathbf{L}_\Psi(d\phi/dx) F dt \quad \text{к}, \quad (320)$$

где \mathbf{L}_Ψ – удельная электропроводность, 1/(ом·м).

В 1855 г. Фик экспериментально нашел закон диффузии (первый закон Фика), согласно которому удельный поток диффундирующего вещества пропорционален градиенту концентрации. Теперь вместо концентрации используется диффузионный потенциал, а уравнения переноса записываются в виде

$$\mathbf{J}_{\text{дф}} = - \mathbf{L}_{\text{дф}}(d\mu_{\text{дф}}/dx) \quad \text{кг/(м}^2 \cdot \text{сек)}; \quad (321)$$

$$dm = \mathbf{J}_{\text{дф}} F dt = - \mathbf{L}_{\text{дф}}(d\mu_{\text{дф}}/dx) F dt \quad \text{кг}, \quad (322)$$

где $\mathbf{L}_{\text{дф}}$ – диффузионная проводимость, кг²/(н·м²·сек).

В 1856 г. Дарси установил закон фильтрации (течения) жидкости и газа через капиллярнопористое тело. Закон Дарси можно записать следующим образом:

$$\mathbf{J}_{\text{фт}} = - \mathbf{L}_{\text{фт}}(dp/dx) \text{м/сек}; \quad (323)$$

$$dV = \mathbf{J}_{\text{фт}} F dt = - \mathbf{L}_{\text{фт}}(dp/dx) F dt \quad \text{м}^3, \quad (324)$$

где $\mathbf{L}_{\text{фт}}$ – проводимость по отношению к объему,

$$\mathbf{L}_{\text{фт}} = \mathbf{K}/\gamma \quad \text{м}^4/(\text{н} \cdot \text{сек}); \quad (325)$$

\mathbf{K} – коэффициент фильтрации Дарси, м/сек;

γ – удельный вес фильтрующейся жидкости или газа, н/м³.

Как видим, все перечисленные частные законы переноса в точности соответствуют общим формулам (315) и (316).

3. Новые законы.

Автором было установлено, что все формы движения подчиняются общим законам переноса, выраженным уравнениями (315) и (316). В частности, для термических явлений взамен закона теплопроводности Фурье автором в свое время

был предложен закон распространения термического заряда [3]:

$$\mathbf{J}_\Theta = - \mathbf{L}_\Theta(d\mathbf{T}/d\mathbf{x}) \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}); \quad (326)$$

$$d\Theta = \mathbf{J}_\Theta \mathbf{F} d\mathbf{t} = - \mathbf{L}_\Theta(d\mathbf{T}/d\mathbf{x}) \mathbf{F} d\mathbf{t} \quad \text{дж}/\text{град}, \quad (327)$$

где \mathbf{L}_Θ - коэффициент термопроводности (не смешивать с коэффициентом теплопроводности), т.е. проводимость по отношению к термическому заряду, Вт/(м·град²).

Связь между теплопроводностью и термопроводностью устанавливается с помощью соотношений

$$\mathbf{J}_Q = \mathbf{T} \mathbf{J}_\Theta \quad \text{Вт}/\text{м}^2; \quad (328)$$

$$\mathbf{L}_Q = \mathbf{T} \mathbf{L}_\Theta \quad \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{град}), \quad (329)$$

которые найдены на основе выражения (59).

Следует отметить, что общая теория зачинается с термического заряда, т.е. с того момента, когда было введено понятие термического заряда и ему была присвоена способность распространяться под действием разности температур. С этого момента термические явления потеряли ореол исключительности и оказалось возможным установить общие законы, справедливые для всех без исключения элементарных форм движения. Под этим углом зрения частные формулы (326) и (327) приобретают особую важность.

Второй конкретный пример касается гидродинамических явлений. Поток реальной вязкой жидкости или газа, подчиняющийся закону вязкого трения Ньютона, является тензорным потоком. Поэтому в линейных уравнениях переноса его формально нельзя сочетать с потоками термического и электрического зарядов и т.д. Это запрещается теоремой Кюри. Применение автором вместо закона Ньютона нового закона движения жидкости, вытекающего из уравнений (315) и (316), это полностью решает указанную проблему.

Уравнения нового закона движения вязкой жидкости или газа имеют вид

$$\mathbf{J}_{rv} = - \mathbf{L}_{rv}(d\mathbf{p}/d\mathbf{x}) \quad \text{м}/\text{сек}; \quad (330)$$

$$d\mathbf{V} = \mathbf{J}_{rv} \mathbf{F} d\mathbf{t} = - \mathbf{L}_{rv}(d\mathbf{p}/d\mathbf{x}) \mathbf{F} d\mathbf{t} \quad \text{м}^3 \quad (331)$$

или

$$\mathbf{J}_{rm} = - \mathbf{L}_{rm}(d\mu_r/d\mathbf{x}) \quad \text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{сек}); \quad (332)$$

$$d\mathbf{m} = \mathbf{J}_{rm} \mathbf{F} d\mathbf{t} = - \mathbf{L}_{rm}(d\mu_r/d\mathbf{x}) \mathbf{F} d\mathbf{t} \quad \text{кг}, \quad (333)$$

где \mathbf{L}_{rv} и \mathbf{L}_{rm} – проводимости по отношению к объему и массе.

В формулах (330) – (333) для гидродинамической формы движения использованы два различных заряда – объем и масса (§ 10). Связь между новым законом и законом Ньютона устанавливается на основе анализа проводимостей. Например, для

ламинарного потока несжимаемой жидкости (газ в общем случае является жидкостью сжимаемой, но в известных условиях его можно рассматривать как несжимаемую жидкость) из выражений (330), закона Гагена – Пуазейля и известной формулы Дарси получаем [4, 5]

$$\mathbf{L}_{\mathbf{r}\mathbf{v}} = \mathbf{d}^2/(32\eta) = \mathbf{F}/(8\pi\eta) \quad \text{м}^4/(\text{н}\cdot\text{сек}), \quad (334)$$

где \mathbf{d} - диаметр трубопровода, м;

η - динамическая вязкость жидкости, н·сек/м².

В данном случае проводимость $\mathbf{L}_{\mathbf{r}\mathbf{v}}$ обратна ньютоновской динамической вязкости η . Подобные же зависимости можно найти для других режимов течения.

Для всех остальных форм движения также применимы общие уравнения (315) и (316). В частности, они справедливы для описания процессов распространения волнового заряда (дебройленов), массы (химическая, или субстанциальная, форма движения), пространства, времени и т.д.

4. Несколько степеней свободы.

Перечисленные выше законы относятся к воображаемому случаю, когда макроскопическая система располагает только одной степенью свободы. Открыватели этих законов – Фурье, Ом, Фик, Дарси, Ньютон и другие ученые – не подозревали о существовании всеобщей связи явлений, о том, что разность любого данного потенциала вызывает появление потоков не одного, а сразу всех зарядов из числа внутренних степеней свободы.

В середине прошлого века был известен только один пример, намекавший на существование определенных связей между различными степенями свободы. Но этот пример отличается малой наглядностью, так как относится к одной форме движения – к случаю распространения теплоты вдоль трех направлений (\mathbf{x} , \mathbf{y} , \mathbf{z}) анизотропного кристалла. Соответствующие уравнения переноса имеют следующий вид:

$$\mathbf{J}_{\mathbf{x}} = \mathbf{L}_{\mathbf{xx}}\mathbf{Y}_{\mathbf{x}} + \mathbf{L}_{\mathbf{xy}}\mathbf{Y}_{\mathbf{y}} + \mathbf{L}_{\mathbf{xz}}\mathbf{Y}_{\mathbf{z}} ; \quad (355)$$

$$\mathbf{J}_{\mathbf{y}} = \mathbf{L}_{\mathbf{yx}}\mathbf{Y}_{\mathbf{x}} + \mathbf{L}_{\mathbf{yy}}\mathbf{Y}_{\mathbf{y}} + \mathbf{L}_{\mathbf{yz}}\mathbf{Y}_{\mathbf{z}} ; \quad (355)$$

$$\mathbf{J}_{\mathbf{z}} = \mathbf{L}_{\mathbf{zx}}\mathbf{Y}_{\mathbf{x}} + \mathbf{L}_{\mathbf{zy}}\mathbf{Y}_{\mathbf{y}} + \mathbf{L}_{\mathbf{zz}}\mathbf{Y}_{\mathbf{z}} , \quad (355)$$

где

$$\mathbf{L}_{\mathbf{xy}} = \mathbf{L}_{\mathbf{yx}} ; \quad \mathbf{L}_{\mathbf{xz}} = \mathbf{L}_{\mathbf{zx}} ; \quad \mathbf{L}_{\mathbf{yz}} = \mathbf{L}_{\mathbf{zy}} \quad (336)$$

В 1931 г. Онзагер распространил линейные уравнения переноса (335) на любые явления и любое число потоков. На этой основе им была создана термодинамика необратимых

процессов [29], которая справедлива для условий, близких к равновесным. Термодинамика Онзагера вытекает как частный случай из общей теории (§ 86).

§ 38. Нестационарный режим переноса.

1. Вывод уравнения переноса для $n = 1$.

В условия нестационарного режима происходит аккумуляция и выделение телом заряда. Поэтому уравнения закона переноса непосредственно не могут быть использованы для расчета. С их помощью должны быть выведены более сложные расчетные дифференциальные уравнения. В настоящем параграфе рассматривается простейший случай таких уравнений, относящихся к идеальному телу и одномерному полю потенциала.

Предположим, что в проводник слева входит поток $\mathbf{J} + d\mathbf{J}$, в справа выходит \mathbf{J} - (рис. 9). Величина потока

$$\mathbf{J} = -L(\partial P / \partial x).$$

На участке dx системы приращение потока равно $(\partial J / \partial x) / dx$.

За время dt на этом участке выделяется заряд в количестве

$$dE = (\partial J / \partial x) / dx F dt = -L(\partial^2 P / \partial x^2) dV dt, \quad (337)$$

где

$$dV = F dx \quad \text{м}^3.$$

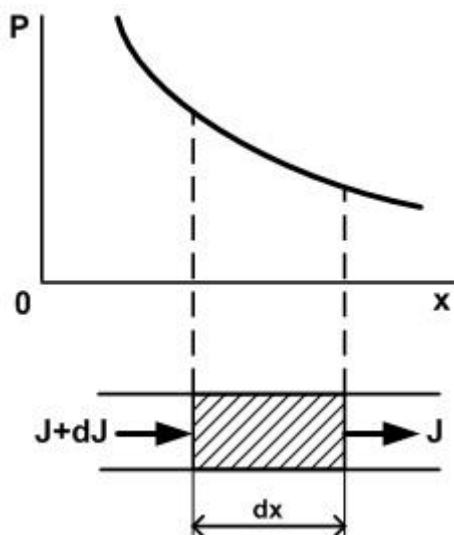


Рисунок 9 Схема распространения заряда в условиях нестационарного режима и одномерного поля.

Проводимость считается величиной постоянной (тело идеальное). Согласно законам сохранения заряда и состояния, выделивший заряд (он превращается из подвижного в неподвижный - § 39) изменяет потенциал системы на величину

$$(\partial P / \partial x) dt,$$

причем

$$dE = - (\partial P / \partial t) dt dV \rho \chi, \quad (338)$$

где ρ - плотность системы, $\text{кг}/\text{м}^3$;

χ - удельная массовая (отнесенная к единице массы) емкость системы,

$$\chi = dK / dm. \quad (339)$$

Приравняв правые части формул (337) и (338), окончательно получим

$$U = LZ, \quad (340)$$

где U и Z - новые (динамические) поток и сила,

$$U = \rho \chi (\partial P / \partial t), \quad (341)$$

$$Z = \partial^2 P / \partial x^2. \quad (342)$$

Выражение (340) является дифференциальным уравнением второго порядка в частных производных. Оно связывает между собой изменения потенциала во времени с изменениями потенциала в пространстве (с координатой). Его можно переписать также в виде

$$\partial P / \partial t = D (\partial^2 P / \partial x^2), \quad (343)$$

где D - так называемая диффузивность,

$$D = L / (\rho \chi). \quad (344)$$

2. Две степени свободы.

Для идеальной системы и одномерного поля потенциалов в условиях двух степеней свободы ($n = 2$) вывод, аналогичный предыдущему, приводит к следующим дифференциальным уравнениям

$$U_1 = L_{11} Z_1 + L_{12} Z_2; \quad (345)$$

$$U_2 = L_{21} Z_1 + L_{22} Z_2, \quad (345)$$

где

$$U_1 = \rho \chi_{11P} (\delta P_1 / \delta t); \quad U_2 = \rho \chi_{22P} (\delta P_2 / \delta t); \quad (346)$$

$$Z_1 = \delta^2 P_1 / \delta x^2; \quad Z_2 = \delta^2 P_2 / \delta x^2; \quad (347)$$

χ_{11P} и χ_{22P} - удельные массовые емкости ансора по отношению к первому и второму зарядам,

$$\chi_{11P} = dK_{11P} / dm; \quad \chi_{22P} = dK_{22P} / dm. \quad (348)$$

Емкости взяты при постоянных значениях потенциалов. Из уравнений (345) видно, что нестационарные потоки зарядов подчиняются тем же законам взаимного влияния, что и стационарные, определяемые уравнениями (270).

3. Общий случай.

Для идеальной системы с n степенями свободы и трехмерным полем потенциалов дифференциальные уравнения нестационарного переноса имеют вид

$$U_i = \sum_{r=1}^{r=n} L_{ir} Z_r, \quad (349)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$.

$$U_i = \rho \chi_{ir} (\partial P_i / \partial t); \quad (350)$$

$$Z_r = (\delta^2 P_r / \delta x^2) + (\delta^2 P_r / \delta y^2) + (\delta^2 P_r / \delta z^2). \quad (351)$$

Емкости взяты при постоянных потенциалах. Частным случаем этих уравнений служат уравнения Максвелла.

§ 39. Неподвижный и подвижный заряд.

1. Разница между неподвижным и подвижным зарядом.

При рассмотрении закона состояния речь шла о том, что заряд определяет все свойства (состояние) системы, в том числе энергию, потенциалы, емкости и т.д. При этом не было особых причин задумываться над вопросом, в каком состоянии (подвижном или неподвижном) находится сам заряд. При выводе закона переноса уже со всей определенностью говорится о переносе заряда, т.е. речь идет о подвижном заряде. В связи с этим возникает законный вопрос, существует ли какая-нибудь разница между неподвижным и подвижным зарядом. Этот вопрос впервые возник при выводе нестационарных уравнений переноса (§ 38), когда пришлось различать заряд в подвижном или неподвижном состояниях. Речь идет, конечно, об одном и том же заряде, например, электрическом и т.д., которые покоятся или движется.

На поставленный вопрос надо ответить утвердительно: в зависимости от покоя или движения заряд обладает принципиально различными свойствами. Покоящийся (оседлый) заряд входит в состав микроансамблей (частиц). Поэтому он в соот-

ветствии с законом состояния определяет все свойства системы (ансамблей), в том числе потенциалы. Движущийся заряд не принадлежит ни одному из ансамблей (является как бы ничейным), поэтому он не может влиять на свойства системы. Наличие неодинаковых количеств покоящегося заряда на соседних участках системы (у соседних микроансамблей) приводит к появлению разности потенциалов, а следовательно, и потока заряда (появляется движущийся заряд). Движущийся заряд определяет эффект переноса, но не влияет на свойства (состояние) системы. В первом приближении можно считать, что превращение покоящегося заряда в подвижный и наоборот происходит обратимо (без эффекта диссипации), т.е. без возникновения или уничтожения термического заряда диссипации).

Таким образом, величина dE , входящая в уравнения законов состояния и переноса, имеет разный смысл. В первом случае она определяет количество покоящегося заряда, во втором – количество движущегося.

Независимость свойств системы от количества пронизывающего ее заряда есть чрезвычайно интересная и важная особенность явлений переноса. Благодаря этой особенности покоящийся и движущийся заряды можно рассматривать независимо один от другого. Сейчас трудно сказать о том, существует ли верхняя граница величины потоков, за пределами которой подвижный заряд начинает сказываться на свойствах системы. По-видимому, такой границы нет, но возможные величины потоков ограничиваются уравнениями состояния, т.е. диапазоном изменения у микроансамбля количества квантов данного заряда.

2. Возникающие эффекты.

Отмеченное различие в свойствах покоящегося и движущегося заряда должно иметь своим следствием существование большого числа различных эффектов, которые предсказывает общая теория и которые могут быть обнаружены экспериментально.

Например, должен существовать эффект изменения свойств системы в результате превращения части заряда из подвижного в неподвижный и наоборот. Суть этого эффекта заключается в следующем. Если через проводник пропускать поток заряда, то на контрольном отрезке проводника часть заряда будет находиться в неподвижном состоянии (эта часть заряда определяет поле потенциала проводника), а другая – в по-

движном (она не влияет на величину потенциала). Если затем контрольный участок проводника отсоединить от цепи и изолировать, то заключенный в нем подвижный заряд превратится в неподвижный, и общий (средний) потенциал $P_{\text{ср}}$ проводника возрастет на некоторую величину ΔP , зависящую от количества подвижного заряда $E_{\text{под}}$. Величина ΔP определяется по формуле типа (128)

$$\Delta P = E_{\text{под}}/K, \quad (352)$$

где K – емкость рассматриваемой системы (контрольного участка проводника).

Поскольку при превращении из подвижного в неподвижный заряд поступает в состав соответствующих микроансамблей, поскольку под емкостью K следует понимать их суммарную емкость (с учетом взаимного влияния).

Из опыта находятся величины $P_{\text{ср}}$ (рис. 10, слева) и $P_{\text{ср}} + \Delta P$ (рис. 10, справа) и таким образом определяется разность ΔP . По формуле (352) вычисляется количество подвижного заряда $E_{\text{под}}$. Его можно сравнить с неподвижным, создающим потенциал $P_{\text{ср}}$, а также использовать для определения скорости ω распространения заряда в проводнике.

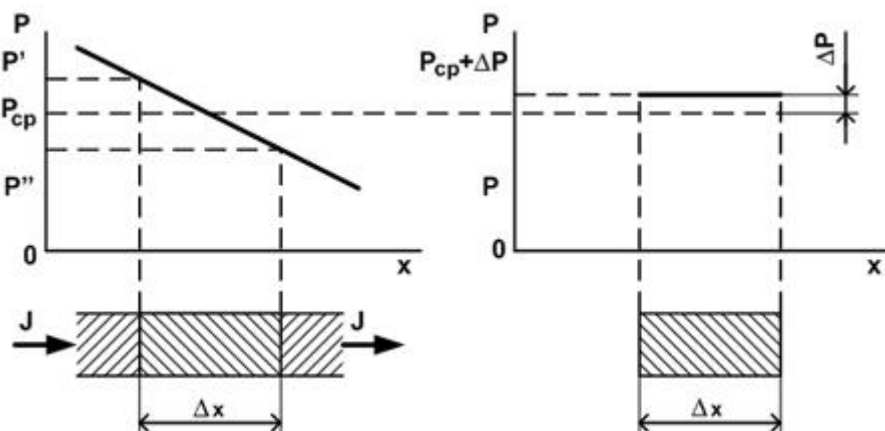


Рисунок 10 Схема опыта с извлекаемым участком проводника Δx .

Величина ω вычисляется по формуле типа (316) при подстановке в нее значения времени

$$\Delta t = \Delta x / \omega \quad \text{сек.}$$

Имеем

$$\omega = JV / E_{\text{под}} = JV / (\Delta KP) \text{ м/сек,} \quad (353)$$

где V – объем извлекаемого участка проводника,

$$\mathbf{V} = \mathbf{F}\Delta\mathbf{x} \quad \text{м}^3.$$

Из формулы (353) видно, что объемная концентрация подвижного заряда в проводнике

$$\mathbf{C}_{\text{Епод}} = \mathbf{E}_{\text{под}}/\mathbf{V} = \mathbf{J}/\omega. \quad (354)$$

Рассмотренный эффект создает реальные предпосылки для детального изучения механизма переноса зарядов в проводнике, в частности, для определения скорости их распространения, объемной концентрации и т.д. Этот вопрос имеет принципиальное значение, так как в существующей феноменологической (макроскопической) теории термических, электрических и т.д. явлений скорость распространения возмущений считается (получается) равной бесконечности.

Соответствующий эффект $\Delta\mathbf{T}$ повышения температуры контрольного участка проводника был экспериментально обнаружен Л.А. Бровкиным. Для термических явлений применительно к процессу переноса теплоты формула (353) записывается в виде

$$\omega = \mathbf{J}_Q \mathbf{V}/(\mathbf{C}\Delta\mathbf{T}) \quad \text{м/сек}, \quad (355)$$

где \mathbf{C} – теплоемкость извлекаемого участка проводника, дж/град.

Опыты Л.А. Бровкина подтверждают правильность сделанных выводов.

§ 40. Примеры нестационарных уравнений.

1. Известные уравнения.

В 1822 г. Фурье вывел на основе своего закона теплопроводности следующее дифференциальное уравнение:

$$\partial\mathbf{T}/\partial\mathbf{t} = \mathbf{D}_Q(\partial^2\mathbf{T}/\partial\mathbf{x}^2) \quad \text{град/сек}, \quad (356)$$

где \mathbf{D}_Q – диффузивность по отношению к теплоте,

$$\mathbf{D}_Q = \mathbf{L}_Q/(\rho\mathbf{c}_p) \quad \text{м}^2/\text{сек}. \quad (357)$$

Величину \mathbf{D}_Q часто именуют коэффициентом температуропроводности. Однако этот термин менее удачен, так как создает ложные представления о температуре, как о субстрате переноса.

В 1855 г. Фик вывел аналогичное уравнение для явлений диффузии, которое получило наименование второго закона Фика. Через химический потенциал оно записывается следующим образом:

$$\partial\mu_{\text{дф}}/\partial\mathbf{t} = \mathbf{D}_{\text{дф}}(\partial^2\mu_{\text{дф}}/\partial\mathbf{x}^2) \quad \text{дж}/(\text{кг}\cdot\text{сек}), \quad (358)$$

где $\mathbf{D}_{\text{дф}}$ – диффузивность,

$$\mathbf{D}_{\text{дф}} = \mathbf{L}_{\text{дф}} / (\rho \chi_{\text{дф}}) \quad \text{м}^2 / \text{сек.} \quad (359)$$

В некоторых случаях распространения электрического заряда и фильтрации жидкости или газа пользуются аналогичными уравнениями:

$$\partial \varphi / \partial t = \mathbf{D}_{\Psi} (\partial^2 \varphi / \partial \mathbf{x}^2) \quad \text{в / сек;} \quad (360)$$

$$\partial \mathbf{p} / \partial t = \mathbf{D}_{\text{фт}} (\partial^2 \mathbf{p} / \partial \mathbf{x}^2) \quad \text{н / (м}^2 \cdot \text{сек),} \quad (361)$$

где \mathbf{D}_{Ψ} и $\mathbf{D}_{\text{фт}}$ – электрическая и фильтрационная диффузивности,

$$\mathbf{D}_{\Psi} = \mathbf{L}_{\text{дф}} / (\rho \chi_{\Psi}) \quad \text{м}^2 / \text{сек.} \quad (362)$$

$$\mathbf{D}_{\text{фт}} = \mathbf{L}_{\text{дф}} / (\rho \chi_{\text{фт}}) \quad \text{м}^2 / \text{сек.} \quad (363)$$

Все эти уравнения были выведены для макромира. Они являются элементарными частными случаями уравнения (343) общей теории.

2. Термические явления.

Применительно к распространению термического заряда дифференциальное уравнение нестационарного переноса имеет вид

$$\partial \mathbf{T} / \partial t = \mathbf{D}_{\Theta} (\partial^2 \mathbf{T} / \partial \mathbf{x}^2) \quad \text{град / сек,} \quad (364)$$

где \mathbf{D}_{Θ} – диффузивность по отношению к термическому заряду,

$$\mathbf{D}_{\Theta} = \mathbf{L}_{\Theta} / (\rho \chi_{\mathbf{p}}) \quad \text{м}^2 / \text{сек.} \quad (365)$$

Сопоставление уравнений (356) и (364) показывает, что они различаются только своими диффузивностями $\mathbf{D}_{\mathbf{Q}}$ и \mathbf{D}_{Θ} . Более внимательный анализ, однако, приводит к заключению, что эти диффузивности между собою равны [формулы (139), (329), (357) и (365)]

$$\mathbf{D}_{\mathbf{Q}} = \mathbf{L}_{\mathbf{Q}} / (\rho \mathbf{c}_{\mathbf{p}}) = \mathbf{L}_{\Theta} / (\rho \chi_{\mathbf{p}}) = \mathbf{D}_{\Theta} \quad \text{м}^2 / \text{сек.} \quad (366)$$

Следовательно, уравнения (356) и (364), характеризующие нестационарный перенос теплоты и термического заряда, тождественно. Этот неожиданный на первый взгляд результат объясняется тем, что оба уравнения выражают одно и то же свойство инерционности температурного поля по отношению к изменению температуры ($\partial \mathbf{T} / \partial t$) под влиянием кривизны температурной кривой ($\partial^2 \mathbf{T} / \partial \mathbf{x}^2$).

§ 41. Распространение нанозаряда (поля).

1. Постановка задачи.

Закон переноса общей теории справедлив для любых форм движения и любого уровня мироздания. Выше говорилось о распространении макроскопических по величине зарядов в условиях макромира. Макроскопический заряд состоит из большого числа элементарных квантов. Поэтому предыдущие задачи допустимо трактовать как задачи о переносе совокупности микроскопических зарядов, пронизывающих в соответствии с принципами проницаемости и отторжения макроскопические тела.

Ниже речь будет идти о переносе субмикроскопических зарядов (наномир). Нанозаряды (поля) способны пронизывать все вышестоящие миры – микроскопический, макроскопический и т.д. Каждый из этих процессов подчиняется законам общей теории. Однако рассмотреть вопрос во всей его сложности (одновременно на всех уровнях мироздания) трудно, поэтому анализ процессов переноса нанозаряда придется начать с изучения его поведения в микроскопических телах.

Поля, состоящие из нанозарядов (квантино), оказывают на микроскопические и макроскопические заряды силовое воздействие. Именно благодаря этому воздействию кванты собираются в ансамбли и происходит перенос зарядов. Вместе с тем это воздействие сильно усложняет всю картину переноса, ибо источниками полей являются сами заряды. В результате распространения нанозарядов вызывает одновременный перенос источников (микро- и макрозарядов).

Для простоты вначале будем считать, что источники неподвижны, а режим излучения полей стационарный (этот вопрос рассматривается в настоящем параграфе). Затем неподвижность источников сочетаем с нестационарным переносом нанозарядов (§ 44). Наконец, рассмотрим более сложный случай, когда распространяются и заряды и поля. Этот случай обсуждается на примере двух степеней свободы – электрической и магнитной, - охватываемых уравнениями электродинамики Фарадея-Максвелла (§ 46).

2. Уравнения закона переноса.

Существует бесконечное множество полей (нанозарядов), по числу форм движения. Поля служат причиной силового взаимодействия зарядов. Одноименные (или разноименные) нанозаряды способны либо притягиваться, либо отталкиваться. Взаимодействие нанозаряда и антинанозаряда приводит к их аннигиляции. Однако этот процесс не проявляется бурно из-за крайне малой плотности нанозарядов. Плотность излучения полей зарядами столь ничтожна, что заметное изменение величины кванта (или сопряженного с ним потенциала ансамбля) происходит лишь спустя многие миллионы и миллиарды лет.

Процесс распространения нанозарядов описывается обобщенными (221), общими (234), а также частными (255), (264), (273) и (282) уравнениями переноса. В качестве примера выпишем уравнения закона переноса применительно к простейшему случаю одной степени свободы ($n = 1$). Для явлений излучения поля (отдачи нанозаряда) с поверхности макро- или микротела (заряда) имеем [формула (249)]:

$$\mathbf{J}_{\text{нан}} = \alpha_{\text{нан}} \mathbf{X} = - \alpha_{\text{нан}} \delta \mathbf{P}; \quad (367)$$

$$d\mathbf{E}_{\text{нан}} = \mathbf{J}_{\text{нан}} \mathbf{F} dt = - \alpha_{\text{нан}} \delta \mathbf{P} \mathbf{F} dt, \quad (368)$$

где $\alpha_{\text{нан}}$ - коэффициент отдачи нанозаряда на поверхности макро- или микрозаряда, определяемый из выражения типа (250).

Для явлений проводимости нанозаряда макро- или микротелами уравнение (267) принимает вид

$$\mathbf{J}_{\text{нан}} = \mathbf{L}_{\text{нан}} \mathbf{Y} = - \mathbf{L}_{\text{нан}} (d\mathbf{P}/d\mathbf{x}); \quad (369)$$

$$d\mathbf{E}_{\text{нан}} = \mathbf{J}_{\text{нан}} \mathbf{F} dt = - \mathbf{L}_{\text{нан}} (d\mathbf{P}/d\mathbf{x}) \mathbf{F} dt, \quad (370)$$

где $\mathbf{L}_{\text{нан}}$ - проводимость тела по отношению к нанозаряду, определяемая формулой типа (268).

Аналогично могут быть переписаны все остальные уравнения закона переноса. С их помощью рассчитывается процесс распространения полей в условиях стационарного режима.

В физике пока не существует способов измерения количества переданного нанозаряда (как, впрочем, и самого понятия нанозаряда). Поэтому при изучении полей можно воспользоваться приемом определения относительных величин. Суть этого приема заключается в следующем.

Примем за эталон (объект сравнения) потоки полей, распространяющихся в вакууме. Тогда потоки во всех остальных средах можно сравнивать с вакуумными и оперировать только

относительными величинами. При этом будем строго различать **вакуум** в обычном понимании этого слова, когда из объема эвакуированы молекулы и атомы, и **физический вакуум**, представляющий собой заряды и антизаряды, находящиеся при абсолютном нуле потенциалов. Обычный вакуум не является физическим, так как в нем потенциалы далеко не равны нулю. Особенно это касается потенциалов, образованных нанозарядами.

Для вакуума уравнения (368) и (370) имеют вид

$$dE_{\text{нан.в}} = - \alpha_{\text{нан.в}} \delta P_{\text{в}} F dt, \quad (371)$$

$$dE_{\text{нан.в}} = - L_{\text{нан.в}} (dP/dx)_{\text{в}} F dt, \quad (372)$$

где индекс «в» соответствует вакууму.

Относительные количества переданного нанозаряда

$$dE_{\text{нан}}/dE_{\text{нан.в}} = (\alpha_{\text{нан}}/\alpha_{\text{нан.в}})(\delta P/\delta P_{\text{в}}); \quad (373)$$

$$dE_{\text{нан}}/dE_{\text{нан.в}} = (L_{\text{нан}}/L_{\text{нан.в}})(dP/dx)/(dP/dx)_{\text{в}}; \quad (374)$$

3. Индукция поля.

Обозначим градиент потенциала в вакууме (со знаком минус) через **H** и назовем индукцией поля. Имеем

$$H = (dP/dx)_{\text{в}}. \quad (375)$$

Индукция отличается от напряженности [формула (213)] тем, что в первом случае проводником служит вакуум, а во втором – произвольная среда. Ниже будет показано, что индукция равна силе, действующей на единичный заряд в вакууме.

С помощью понятий напряженности и индукции уравнение (374) можно переписать в виде

$$dE_{\text{нан}}/dE_{\text{нан.в}} = \varepsilon (G/H), \quad (376)$$

где ε - относительная проводимость (проницаемость) среды,

$$\varepsilon = L_{\text{нан}}/L_{\text{нан.в}}. \quad (377)$$

Величина ε характеризует проводимость по отношению к нанозаряду данной среды в сравнении с проводимостью по отношению к тому же нанозаряду вакуума. Для вакуума проницаемость

$$\varepsilon = 1. \quad (378)$$

Недостаток изложенного метода сравнения полей с вакуумными заключается в том, что вакуум вакууму рознь, т.е. в разных условиях (при различных содержаниях зарядов) вакуум обладает неодинаковыми свойствами. Поэтому одинаковые относительные величины потоков нанозаряда могут соответствовать неодинаковым абсолютным потокам (из-за различия в величине эталонного – вакуумного – потока). Единственно уни-

версальной и точной следует считать оценку абсолютных величин потоков нанозаряда методами общей теории.

Относительные величины потоков можно аналогичным образом определить также с помощью уравнения (373) и всех остальных уравнений переноса. Однако для последующего достаточно ограничиться преобразованием формулы (374), так как она позволяет предельно просто и наглядно перекинуть мост между идеями общей теории и идеями, господствующими в настоящее время в физике. Для этого предположим, что нанозаряд распространяется в среде, состоящей из нескольких слоев, причем одним из слоев служит вакуум (рис. 11). Для каждого из слоев можно написать уравнение типа (370). В условиях стационарного режима, согласно закону сохранения заряда (этот закон справедлив для любого уровня мироздания), через каждый слой проходит один и тот же по величине нанозаряд, т.е.

$$dE_{\text{нан}1} = dE_{\text{нан.в}} = dE_{\text{нан}2} = \dots \quad (379)$$

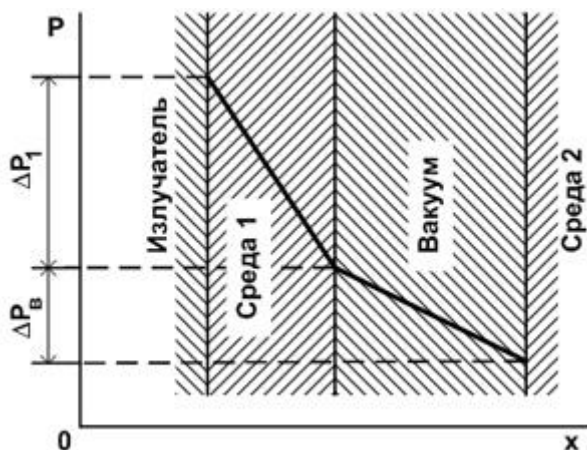


Рисунок 11 Схема распространения нанозаряда в многослойной плоской стенке (стационарный режим).

В рассматриваемых условиях выражение (376) может быть преобразовано к виду

$$\mathbf{H} = \epsilon \mathbf{G}. \quad (380)$$

Индукция пропорциональна напряженности поля, коэффициентом пропорциональности служит проницаемость ϵ . В общем случае величина ϵ может быть больше и меньше единицы. Это значит, что сила, действующая в данной среде на единичный заряд, может быть меньше или больше силы, действующей на тот же заряд в вакууме.

Заметим, что формула (380) выведена из законов сохранения и переноса заряда для стационарного режима. Следовательно, только в этих условиях она и справедлива.

В настоящее время в физике известны два вида полей – электрическое и магнитное. Принято считать, что эти поля обладают континуальными свойствами и способны оказывать в основном силовое воздействие на заряды. Кроме того, предполагается, что магнитное поле есть следствие электрического. Ничего другого о природе этих полей не известно.

Напомним еще раз, что так называемое электромагнитное поле не является полем в принятом здесь смысле. Оно представляет собой совокупность фотонов (фотонный газ), которые принадлежат не нанобиру, а микромиру.

В свое время для электрического и магнитных полей были формально установлены понятия напряженности, индукции и проницаемости (электрической и магнитной). Соответствующие величины входят во все уравнения теории электродинамики, разработанной Фарадеем и Максвеллом. Уравнения Максвелла отличаются крайним формализмом, что послужило Герцу основанием высказать свой знаменитый афоризм: «Теория Максвелла – это уравнения Максвелла».

Общая теория позволяет вложить новый – естественный, простой и ясный – физический смысл в известные соотношения электродинамики. В этой теории полями служат нанозаряды, распространение и свойства которых подчиняются ее главным законам – переноса, сохранения, взаимности и т.д. Электрические и магнитные напряженности, индукция и проницаемость – это частные понятия, вытекающие из более общих понятий единой теории при определенных конкретных условиях. Вне этих условий соотношения электродинамики (например, уравнение (380), записанное для электрического и магнитного полей) не оправдываются. К этому вопросу еще придется вернуться.

4. Влияние конфигурации заряда.

Предположим, что нанозаряд излучается неограниченной плоской стенкой толщиной $2r_0$, бесконечно длинным круглым цилиндром и шаром радиуса r_0 . Необходимо установить характер изменения градиента потенциала (напряженности или индукции) с расстоянием r (рис. 12). Этот вопрос имеет принципиальное значение для дальнейшего.

Согласно закону сохранения заряда, на стационарном режиме за единицу времени через любое сечение поля с координатой \mathbf{r} (величина переменная) проходит одно и то же количество заряда. В случае плоской стенки площадь сечения \mathbf{F} не зависит от \mathbf{r} . Следовательно, при постоянных $d\mathbf{E}_{\text{нан}}$ и \mathbf{F} градиент потенциала $(d\mathbf{P}/d\mathbf{x})$ также является величиной постоянной, не зависящей от \mathbf{r} [формула (370)] и равной градиенту $(d\mathbf{P}/d\mathbf{x})_0$ на поверхности (при $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$) заряда, т.е.

$$d\mathbf{P}/d\mathbf{x} = (d\mathbf{P}/d\mathbf{x})_0 = \text{const.} \quad (381)$$

В случае цилиндра площадь сечения пропорциональна радиусу:

$$\mathbf{F} = 2\pi r l \quad \text{м}^2,$$

где l - длина цилиндра.

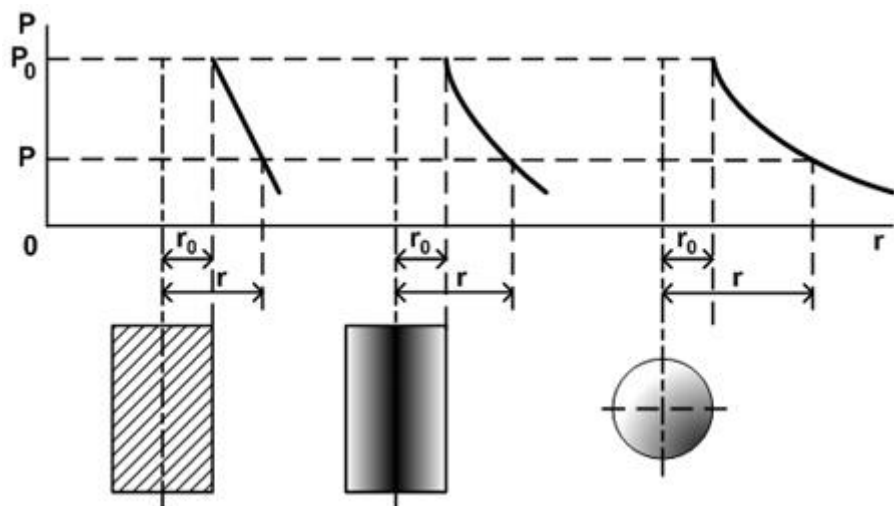


Рисунок 12 Распределение потенциала вблизи неограниченной плоской стенки (слева), бесконечно длинного цилиндра и шара (справа).

Написав уравнение (370) для двух радиусов \mathbf{r}_0 и \mathbf{r} и приравняв величины зарядов, получим

$$d\mathbf{P}/d\mathbf{x} = (d\mathbf{P}/d\mathbf{x})_0(\mathbf{r}_0/\mathbf{r}). \quad (382)$$

В цилиндрическом поле градиент потенциала обратно пропорционален радиусу.

В случае шара

$$\mathbf{F} = 4\pi r^2 \quad \text{м}^2.$$

Следовательно, градиент потенциала в точке с координатой \mathbf{r} связан с градиентом в точке \mathbf{r}_0 соотношением

$$d\mathbf{P}/d\mathbf{x} = (d\mathbf{P}/d\mathbf{x})_0(\mathbf{r}_0^2/\mathbf{r}^2). \quad (383)$$

В сферическом поле градиент потенциала обратно пропорционален квадрату радиуса. Точно таким же образом изменяется удельный поток \mathbf{J} нанозаряда.

Природа отмеченного явления (уменьшения с расстоянием r потока \mathbf{J} для цилиндрического и сферического полей) объясняется чисто геометрическими соображениями – возрастанием площади \mathbf{F} с радиусом r . Одновременно убывают градиенты потенциалов, напряженности, индукции и действующие на заряд силы. Сравнение характера изменения потенциала и градиента потенциала с расстоянием r для плоского, цилиндрического и сферического полей показано на рис. 13. Потенциал быстрее всего уменьшается у плоского поля, а градиент потенциала – у сферического поля.

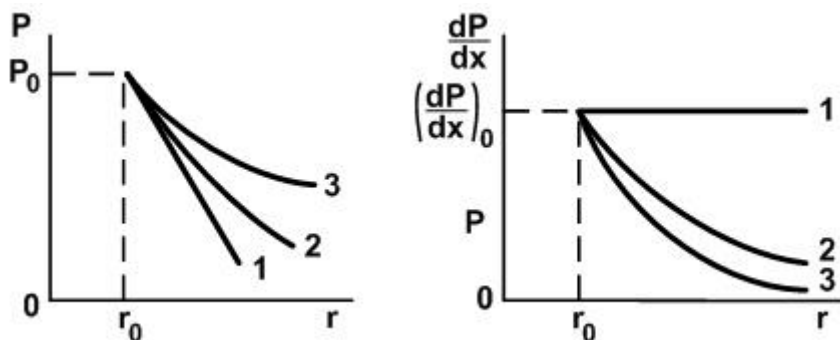


Рисунок 13 Сравнение кривых распределения потенциала (слева) и градиента потенциала вблизи пластины (прямая 1), цилиндра (кривая 2) и шара (кривая 3).

Разумеется, все эти соотношения справедливы только в условиях, когда пространство обладает континуальными свойствами, т.е. при большом числе метронов, и когда поток пространства заметно не искривляется, т.е. вблизи него нет больших зарядов различного рода.

§ 42. Принцип стабильности.

1. Формулировка принципа.

При изучении конфигурации полей потенциала можно обнаружить одну особенность, которая заключается в стремлении любого поля выровняться, приобрести вдали от источника

одну из рассмотренных выше простых конфигураций – плоскую, цилиндрическую или сферическую. Это свойство полей будем именовать **принципом стабильности** потока заряда.

Частный случай этого принципа известен в гидродинамике. В потоке вязкой жидкости вдали от входа в канал всегда устанавливается определенное распределение скоростей по сечению, не зависящее от распределения скоростей на входе. Это свойство именуется свойством стабильности потока вязкой жидкости.

В теории упругости известен также принцип Сен-Венана (1855), согласно которому замена одной системы усилий, действующих на небольшую часть поверхности упругого тела, другой, статически эквивалентной системой усилий, действующих на ту же часть поверхности тела, вызывает значительные изменения только местных напряжений, не сказываясь заметно на напряжениях в точках, достаточно удаленных от поверхности, на которой усилия были изменены.

Наконец, автором аналогичное свойство стабильности было обнаружено у температурных полей [2, 3].

В общем случае принцип стабильности справедлив для любых форм движения. Любое поле вдали от источника стремится стать одномерным – плоским, цилиндрическим или сферическим. Это стремление поля легко понять, если вспомнить, что неоднородность поля обусловлена неодинаковыми количе-

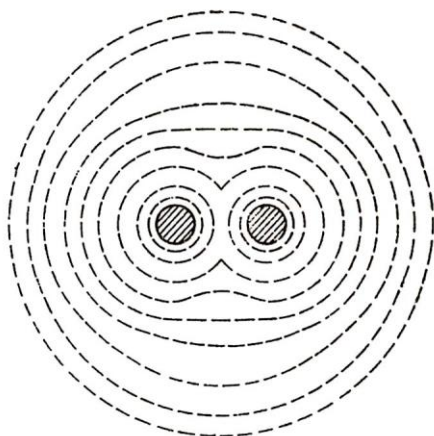


Рисунок 14 Изопотенциальные линии, расположенные вокруг двух одноименных шаровых (или цилиндрических) зарядов.

ствами заряда, содержащегося в различных участках поля. Это вызывает появление выравнивающих потоков. В результате

поле становится практически одномерным. Полностью выровняться (стать однородным) ему мешает источник.

Примером может служить поле, изображенное на рис. 14. На некотором расстоянии от источников поле делается приблизительно сферическим (если источники – шары) или цилиндрическим (если источники – цилиндры).

Принцип стабильности формулируется следующим образом: **если на некотором участке поверхности заряда изменить характер распределения условий излучения поля без изменения общей величины потока нанозаряда, то это практически не отразится на поле потенциала вдали от рассматриваемого участка.** В частном случае условия излучения могут изменяться путем изменения конфигурации заряда или применения дискретной системы зарядов.

2. Три класса полей.

Принцип стабильности позволяет легко приближенно решать различные очень сложные задачи об определении полей потенциалов от зарядов неправильной конфигурации или от совокупностей зарядов.

Все разнообразные поля можно мысленно подразделить на три класса. К первому классу относятся поля, образованные зарядами, которые имеют одно измерение конечной величины и два других – неограниченно большие (стенки). Вдали от таких зарядов поле потенциала оказывается практически одномерным плоским (основное – стабильное – поле первого класса).

Второй класс полей образуют заряды, имеющие два конечных измерения и третье – неограниченно большое (цилиндры). Вдали от таких зарядов поле является практически одномерным цилиндрическим (основное поле второго класса).

Наконец, поля третьего класса образуются телами, имеющими три измерения одного порядка. Эти поля вдали от источника являются одномерными сферическими (основное поле третьего класса).

При решении задачи об определении поля потенциала с помощью принципа стабильности надо данный заряд неправильной конфигурации (или совокупность зарядов) отнести к одному из классов тел. Затем этот заряд требуется мысленно заменить основным зарядом данного класса (правильной конфигурации). При замене следует объем, емкость и т.д. воображаемого основного заряда сделать такими же, как и у данного. После этого рассчитывается поле от основного заряда по про-

стейшим формулам для плиты, цилиндра или шара. Полученные расчетом значения потенциала и других величин тем точнее отражают действительность, чем дальше расположена рассматриваемая точка \mathbf{r} по сравнению с размером заряда \mathbf{r}_0 .

При выборе параметров основного (расчетного) тела надо в соответствии с принципом стабильности сделать так, чтобы действительный и основной (воображаемый) заряды излучали равные количества нанозарядов. Это условие математически записывается в виде равенства величин $dE_{\text{нан}}$ и $dE_{\text{нан}0}$, определяемых формулой (368) или (370) для данного и основного тел. Например, если за основу взять явление отдачи нанозаряда, то формула (368) дает

$$dE_{\text{нан}} = - \alpha_{\text{нан}} \delta P F dt; \quad (384)$$

$$dE_{\text{нан}0} = - \alpha_{\text{нан}0} \delta P_0 F_0 dt_0, \quad (384)$$

где индексом «0» отмечены величины, относящиеся к основному телу. Напор потенциала и время у данного и основного тел должны быть одинаковыми. Поэтому из выражений (384) получаем следующее условие равенства потоков нанозаряда от данного и основных тел:

$$\alpha_{\text{нан}0} = \alpha_{\text{нан}} (F/F_0). \quad (385)$$

Расчетный коэффициент отдачи от основного тела не равен фактическому. Для получения величины $\alpha_{\text{нан}0}$ надо фактический коэффициент отдачи умножить на отношение площадей поверхностей излучения данного и основного тел. Коэффициент $\alpha_{\text{нан}0}$ подставляется в расчетные формулы, определяющие параметры основного поля.

если рассматривать явление проводимости, тогда аналогичные рассуждения приводят к следующему равенству, полученному из формулы (370):

$$L_{\text{нан}0} = L_{\text{нан}} (F/F_0). \quad (386)$$

Приближенный метод расчета, основанный на использовании принципа стабильности, применим для изучения не только внешних, но и внутренних задач (речь идет о распространении полей внутри тел). Кроме того он справедлив также для нестационарного режима. Более детально все эти вопросы рассматриваются в работах [2, 3] (применительно к процессу распространения термического заряда).

§ 43. Теорема о суммировании зарядов.

1. Дополнение к закону состояния.

Предположим, что имеется некоторый заряд \mathbf{E}_{i1} , работающий в условиях стационарного режима и создающий первое поле. Независимо от него существует второй заряд \mathbf{E}_{i2} того же рода, создающий второе стационарное поле. В некоторый момент заряды \mathbf{E}_{i1} и \mathbf{E}_{i2} объединяются, образуя систему, изображенную на рис. 15. Требуется найти суммарное поле от системы зарядов. Задача заметно упрощается, если интересоваться только потоками нанозарядов, проходящих через некоторую контрольную поверхность \mathbf{F} , охватывающую оба заряда.

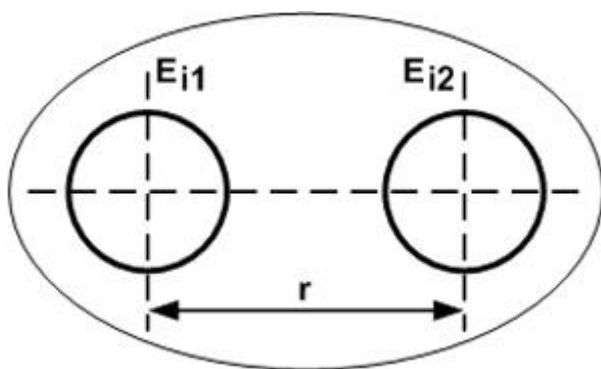


Рисунок 15 Схема системы, состоящей из двух зарядов.

Очевидно, что суммарный стационарный поток нанозаряда от системы не равен сумме потоков, образованных каждым из зарядов в отдельности. Это объясняется тем, что объединение зарядов в систему сопровождается появлением эффекта взаимного влияния, что изменяет действующие напоры потенциалов δP_{i1} и δP_{i2} и приводит к изменению величины потоков.

Эффект взаимного влияния зарядов подчиняется общему закону состояния. Например, для двух зарядов ($\mathbf{n} = 2$) применительно к \mathbf{i} -той степени свободы уравнение состояния имеет вид

$$dP_{i1} = A_{i11}dE_{i1} + A_{i12}dE_{i2}; \quad (387)$$

$$dP_{i2} = A_{i21}dE_{i1} + A_{i22}dE_{i2}, \quad (387)$$

$$\mathbf{A}_{i12} = \mathbf{A}_{i21}. \quad (388)$$

Взаимное влияние зарядов определяется перекрестными коэффициентами \mathbf{A}_{i12} и \mathbf{A}_{i21} , которые в соответствии с законом взаимности между собой равны. Благодаря существующему влиянию напоры $\delta \mathbf{P}_{i1}$ и $\delta \mathbf{P}_{i2}$ изменяются на величины $d\mathbf{P}_{i1}$ и $d\mathbf{P}_{i2}$, что, согласно формуле (368), изменяет потоки нанозаряда. Это значит, что отдельные (независимо действующие) заряды \mathbf{E}_{i1} и \mathbf{E}_{i2} в сумме излучают другое количество нанозаряда, чем система, состоящая из объединенных нарядов \mathbf{E}_{i1} и \mathbf{E}_{i2} . Понять смысл полученного результата нетрудно, если вспомнить, что от характера взаимного расположения зарядов (расстояния \mathbf{r}) зависит емкость системы и т.д.

В случае системы, состоящей из \mathbf{k} зарядов, уравнение состояния записывается следующим образом:

$$d\mathbf{P}_{ij} = \sum_{r=1}^k A_{ijr} dE_{kir}, \quad (389)$$

где $\mathbf{j} = 1, 2, \dots, \mathbf{k}$.

$$\mathbf{A}_{ijr} = \mathbf{A}_{irj}. \quad (390)$$

Это уравнение в общем виде определяет взаимное влияние зарядов, а следовательно, и потоков нанозарядов внутри данной степени свободы \mathbf{i} . При наличии нескольких степеней свободы приходится учитывать взаимное влияние как между одноименными, так и разноименными зарядами.

2. Содержание теоремы.

Предположим теперь, что взаимное влияние между зарядами отсутствует, т.е. перекрестные коэффициенты в уравнениях (387) – (390) обращаются в нуль. Тогда потенциал каждого из зарядов будет определяться только величиной самого заряда и напоры $\delta \mathbf{P}_i$ не будут зависеть от расположения тел.

В рассматриваемых гипотетических условиях излучение любого заряда не зависит от излучений всех остальных. Это значит, что **суммарный поток нанозаряда от системы зарядов в точности равен алгебраической сумме потоков от отдельных зарядов**. В этом состоит содержание теоремы о суммировании зарядов.

Из теоремы следует, что если внутри замкнутой поверхности \mathbf{F} содержится одинаковое число положительных и отрицательных зарядов, то суммарный поток нанозаряда через эту поверхность будет равен нулю. Аналогично, если внутри поверхности \mathbf{F} вовсе нет зарядов, то суммарный поток полей

также будет равен нулю (количество вошедшего нанозаряда равно количеству вышедшего). Разумеется, все это справедливо только в условиях стационарного режима и только когда соблюдаются равенства

$$\mathbf{A}_{i12} = \mathbf{A}_{i21} = \mathbf{0}; \quad (391)$$

$$\mathbf{A}_{ijr} = \mathbf{A}_{irj} = \mathbf{0}. \quad (391)$$

3. Теорема Остроградского-Гаусса.

Теорема о суммировании зарядов позволяет понять смысла и определить границы применимости известной теоремы Остроградского-Гаусса.

В электродинамике существуют понятия потоков напряженности и индукции электрического и магнитного полей. Напряженность и индукция определяются градиентами потенциалов [формулы (213) и (375)]. В свою очередь они определяют число силовых линий и линий индукции, исходящих из заряженного тела (заряда). Существует прямая пропорциональная связь между величинами электрических и магнитных зарядов и количествами силовых линий и линий индукции.

Теорема Остроградского-Гаусса утверждает, что суммарное число линий, проходящих через замкнутую поверхность, охватывающую электрические и магнитные заряды, равно алгебраической сумме линий, выходящих из каждого заряда в отдельности.

Заметим, что линии напряженности и индукции – это крайне формальные понятия, в течение длительного времени затруднявшие правильное понимание электрических и магнитных явлений. Вместе с тем эти понятия легко получить из общей теории, так как напряженность и индукция непосредственно связаны (пропорциональны) с потоком нанозаряда [формулы (369) и (370)], а сам поток – с величиной излучающего его макро- или микрочаряда [уравнения (367), (368), (387) и (389)].

Таким образом, из общей теории как частный случай вытекает теорема Остроградского-Гаусса. Она есть следствие теоремы о суммировании зарядов, справедливой только для стационарного режима и только в условиях, когда отсутствует взаимное влияние между зарядами. В реальных условиях теорема Остроградского-Гаусса неточно отражает действительность.

4. Принцип суперпозиции.

На основе изложенных соображений теперь можно дать оценку так называемому **принципу суперпозиции**. Этот принцип часто понимается как возможность суммировать (налагать) поля от различных источников. При этом суммарное поле от нескольких источников рассматривается как простая сумма полей, образуемых каждым из источников в отдельности.

Никто никогда не доказывал справедливость этого принципа. Между тем его очень широко применяют для практических расчетов в самых различных областях знаний.

Из предыдущего должно быть ясно, что принцип суперпозиции в общем случае дает неправильные результаты, так как не учитывает взаимного влияния источников полей. Точность этого принципа возрастает с уменьшением перекрестных коэффициентов в уравнениях (387) и (389).

§ 44. Нестационарные поля.

1. Уравнение нестационарного переноса нанозаряда.

Рассмотренные выше закономерности (§ 41-43) были получены для стационарного режима распространения нанозарядов. В действительности поля чаще всего бывают нестационарными. В условиях нестационарного режима проявляются новые свойства полей и действуют несколько иные закономерности. В частности, неточно соблюдается теорема Остроградского-Гаусса. Это объясняется тем, что при нестационарных условиях количество испускаемого телами нанозаряда не равно количеству нанозаряда, проходящего через замкнутую поверхность **F** (рис. 15). Часть нанозаряда аккумулируется (или выделяется) объемом, ограниченным этой поверхностью. Причем погрешность, даваемая теоремой, тем выше, чем больше величина поверхности **F** и меньше скорость ω распространения нанозарядов (полей).

Положение частично спасает то обстоятельство, что скорость распространения полей крайне велика, возможно, на много порядков выше скорости распространения фотонов (света). В результате на практике любое поле в течение ничтожных долей секунды оказывается хорошо развитым, вследствие чего эффект нестационарности ускользает от внимания.

Нестационарный процесс распространения полей аналитически описывается общими уравнениями переноса типа (340), (345) и (349). В гипотетических условиях одной степени свободы ($\mathbf{n} = 1$) из уравнений (340) и (343) имеем

$$\mathbf{U}_{\text{нан}} = \mathbf{L}_{\text{нан}} \mathbf{Z} \quad (392)$$

или

$$\partial \mathbf{P} / \partial t = \mathbf{D}_{\text{нан}} (\partial^2 \mathbf{P} / \partial \mathbf{x}^2), \quad (393)$$

где $\mathbf{D}_{\text{нан}}$ – диффузивность по отношению к нанозаряду (нанодиффузивность),

$$\mathbf{D}_{\text{нан}} = \mathbf{L}_{\text{нан}} / (\rho \chi_{\text{нан}}). \quad (394)$$

Здесь проводимость $\mathbf{L}_{\text{нан}}$ и удельная массовая емкость $\chi_{\text{нан}}$ также относятся к нанозаряду, величина ρ характеризует плотность среды.

При двух степенях свободы ($\mathbf{n} = 2$) уравнение (345) дает

$$\mathbf{U}_{1\text{нан}} = \mathbf{L}_{11\text{нан}} \mathbf{Z}_1 + \mathbf{L}_{12\text{нан}} \mathbf{Z}_2; \quad (395)$$

$$\mathbf{U}_{2\text{нан}} = \mathbf{L}_{21\text{нан}} \mathbf{Z}_1 + \mathbf{L}_{22\text{нан}} \mathbf{Z}_2, \quad (395)$$

В общем случае \mathbf{n} степеней свободы и трехмерного поля из уравнения (349) получаем

$$\mathbf{U}_{i\text{нан}} = \sum_{r=1}^{r=\mathbf{n}} \mathbf{L}_{ir\text{нан}} \mathbf{Z}_r, \quad (396)$$

где $i = 1, 2, \dots, \mathbf{n}$.

В уравнениях (395) и (396) основные коэффициенты характеризуют проводимость среды по отношению к данному нанозаряду, перекрестные – взаимное влияние потоков нанозарядов (полей).

2. Свойства уравнения.

Прежде всего следует обратить внимание на существование в наномире эффектов взаимного влияния полей. Количественная сторона этого влияния определяется величинами перекрестных коэффициентов $\mathbf{L}_{i\mathbf{g}\text{нан}}$ и $\mathbf{L}_{\mathbf{g}i\text{нан}}$.

Если

$$\mathbf{L}_{i\mathbf{g}\text{нан}} = \mathbf{L}_{\mathbf{g}i\text{нан}} = \mathbf{0}, \quad (397)$$

то поля распространяются независимо одно от другого.

Строго говоря, условие (397) не соблюдается никогда. Однако в отдельных случаях допустимо пренебречь взаимным влиянием потоков нанозарядов и приближенно считать, что перекрестные коэффициенты проводимости равны нулю. Это сильно упрощает расчеты, так как вместо уравнения (396) можно пользоваться простейшим уравнением (392).

Но вместе с тем имеются случаи, когда пренебречь взаимным влиянием потоков нельзя. В первую очередь это касается электрического и магнитного зарядов. Связь между ними проявляется крайне сильно, из-за этого до сих пор принято считать, что одно поле (магнитное) является производным от второго (электрического).

Другая существенная особенность нестационарного уравнения переноса (396) заключается в том, что оно справедливо только для частного случая неподвижных зарядов. Если заряды, служащие источниками нанозарядов (полей), перемещаются, то задача сильно усложняется. Приходится принимать во внимание силовое взаимодействие зарядов и составлять более сложные общие уравнения, учитывающие характер движения самих зарядов. Простейшими уравнениями такого типа являются уравнения электродинамики Максвелла (§ 46).

§ 45. Методы определения наносвойств.

1. Постановка задачи.

Детальное изучение наномира следует начать с установления производных свойств третьего порядка – коэффициентов $\mathbf{A}_{\text{нан}}$, емкостей $\mathbf{K}_{\text{нан}}$, проводимостей $\mathbf{L}_{\text{нан}}$ и т.д. В настоящее время известны только два относительные свойства наномира – проницаемости $\epsilon_{\text{Ф}}$ (электрическая) и $\epsilon_{\text{МГ}}$ (магнитная). Они характеризуют проводимость данного вещества по сравнению с проводимостью вакуума [формула (377)].

Для определения абсолютных значений наносвойств важно знать абсолютные количества нанозаряда, проходящего через определенные участки поля. Соответствующие определения можно сделать на основе использования полной совокупности уравнений главных законов общей теории и имеющихся экспериментальных данных по излучению в космосе.

Однако при отсутствии абсолютных значений потоков нанозаряда также можно определить некоторые свойства наномира. Для этого полезно вспомнить идеи, которые существуют, например, в теории теплообмена для определения термодинамических свойств различных материалов. При этом могут быть использованы уравнения переноса, приведенные в § 41 для стационарного режима, и нестационарные уравнения § 44.

2. Плоское поле.

Решение задачи о нестационарном распространении нанозаряда в бесконечном (неограниченном) пространстве (теле) от неограниченного плоского источника (заряда) находится путем интегрирования уравнения (393) при граничном условии первого рода (при постоянном потенциале \mathbf{P}_0 на поверхности заряда). Соответствующее решение имеет вид [14]

$$\mathbf{P}/\mathbf{P}_0 = 1 - \operatorname{erf}(\mathbf{u}), \quad (398)$$

где

$$\mathbf{u} = \mathbf{r}/(2\sqrt{D_{\text{нан}}t}), \quad (399)$$

В правую часть уравнения (398) входит хорошо известная функция ошибок Гаусса. Эта функция изменяется от 0 (при $\mathbf{u} = 0$) до 1 (при $\mathbf{u} = \infty$). Практически функция Гаусса близка к единице, когда аргумент $\mathbf{u} > 2,7$.

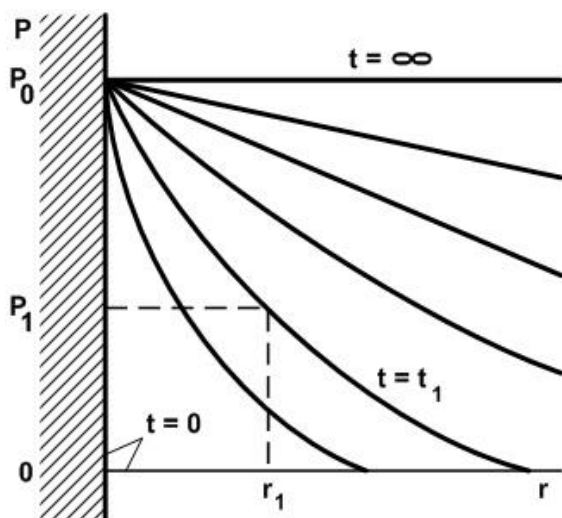


Рисунок 16 Распределение потенциала в сечении неограниченного тела в различные моменты (заряд – пластина).

Из формулы (398) видно, что на поверхности заряда ($\mathbf{r} = 0$) потенциал \mathbf{P} равен его начальному значению \mathbf{P}_0 . По мере насыщения пространства нанозарядом (с увеличением \mathbf{t}) потенциал некоторой точки \mathbf{r} возрастает (рис. 16). В пределе при $\mathbf{t} = \infty$ пространство оказывается полностью насыщенным нанозарядом, все точки пространства приобретают значение потенциала, равное \mathbf{P}_0 .

3. Определение нанодиффузивности.

Решение (398) позволяет осуществить эксперимент по определению нанодиффузивности поля. Для этого надо иметь достаточно длинную и широкую пластину, заряженную до потенциала P_0 . В момент $t = 0$ с пластины снимается экран и начинается излучение нанозаряда. Величина потенциала измеряется в момент $t = t_1$ на расстоянии r_1 от пластины (напротив ее центра). Расстояние r_1 должно быть много меньше длины a и ширины b пластины.

По найденному значению P_1 потенциала вычисляется отношение P/P_0 и определяется функция Гаусса

$$\text{erf}(u_1) = 1 - (P/P_0). \quad (400)$$

Этому значению функции соответствует аргумент u_1 (определяется по таблицам) и диффузивность

$$D_{\text{нан}} = r_1^2 / (4t_1 u_1^2). \quad (401)$$

В этой расчетной формуле все величины известны. По ней с помощью экспериментальных данных вычисляется нанодиффузивность среды.

Диффузивность включает в себя проводимость, плотность и емкость по отношению к нанозаряду – формула (394). Плотность находится легко. Что касается проводимости или емкости, то она может быть определена только в том случае, если известна абсолютная величина переданного нанозаряда.

Для определения количества аккумулированного средой нанозаряда пригодна формула

$$E_{\text{нан}} = (2/\sqrt{\pi}) b_{\text{нан}} P_0 F \sqrt{t}, \quad (402)$$

где $b_{\text{нан}}$ – коэффициент аккумуляции нанозаряда,

$$b_{\text{нан}} = \sqrt{L_{\text{нан}} \rho \chi_{\text{нан}}}, \quad (403)$$

F – поверхность излучения пластины, m^2 .

К сожалению в эту формулу входят прежние неизвестные величины $L_{\text{нан}}$ и $\chi_{\text{нан}}$, поэтому таким способом найти количество нанозаряда нельзя.

4. Цилиндрические и сферические поля.

Интересные результаты можно получить на основе анализа процессов нестационарного распространения нанозаряда в неограниченной среде от цилиндрического и сферического источников. В данном случае в принципе невозможно полное насыщение среды до потенциала P_0 излучателя. Кривые рас-

пределения потенциала в среде с течением времени приближаются к некоторой предельной (стационарной) кривой, соответствующей значению $t = \infty$ (рис. 17 и 18).

Вид предельной кривой может быть установлен путем интегрирования уравнения (393) [20]. Еще проще ее можно найти из соотношений (381) – (383), характеризующих закон изменения градиента потенциала с координатой в условиях стационарного режима. Очевидно, стационарному режиму должен отвечать постоянный поток нанозаряда, проходящий через любое сечение \mathbf{r} среды. В частности, для плоского источника, когда площадь \mathbf{F} не зависит от координаты \mathbf{r} , такие условия возникают только при

$$dP/dx = (dP/dx)_0 = 0, \quad (404)$$

что на рис. 16 соответствует горизонтальной прямой

$$P = P_0, \quad (405)$$

нулевому потоку и полному насыщению пространства нанозарядом.

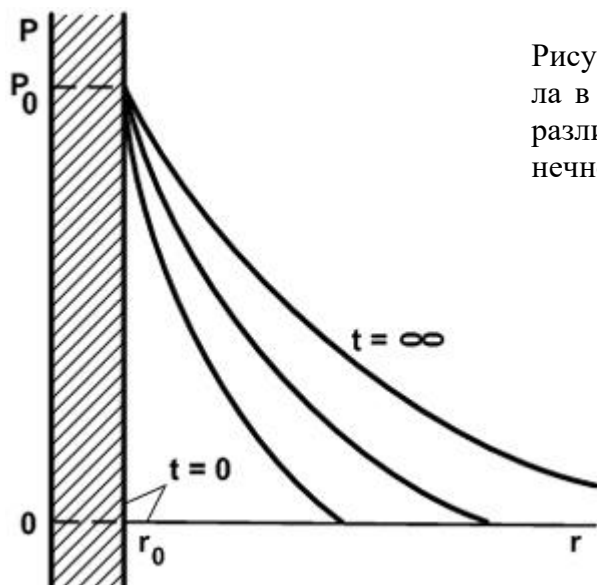


Рисунок 17 Распределение потенциала в сечении неограниченного тела в различные моменты t (заряд — бесконечно длинный круглый цилиндр).

Для цилиндрического источника интегрирование уравнения (382) с разделяющимися переменными ($\mathbf{x} \equiv \mathbf{r}$) дает

$$P = P_0 - (dP/dx)_0 r_0 \ln(r/r_0). \quad (406)$$

При $r = r_0$ потенциал среды $P = P_0$. С увеличением расстояния r стационарное значение потенциала убывает по логарифмическому закону.

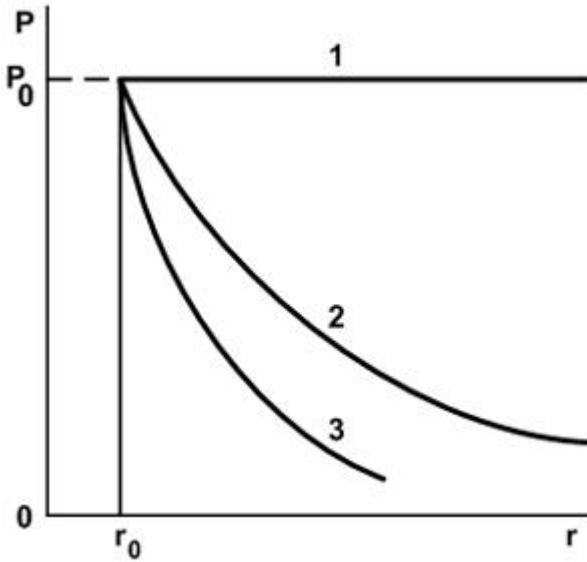


Рисунок 18 Распределение потенциала в сечении неограниченного тела в различные моменты r (заряд – шар).

Градиент потенциала в формуле (406) можно выразить через поток нанозаряда. В соответствии с равенствами (370) и (382) имеем

$$dE_{\text{нан}} = - L_{\text{нан}}(dP/dx)_0(r_0/r)2\pi r l dt,$$

где l - длина цилиндра, м. Следовательно,

$$P = P_0 - (J_{\text{нан}}/L_{\text{нан}})r_0 \ln(r/r_0),$$

(407) где

$$J_{\text{нан}} = dE_{\text{нан}}/(F_0 dt);$$

$$F_0 = 2\pi r_0 l.$$

Предельная (стационарная) кривая для сферического источника находится путем интегрирования уравнения (383). Получаем

$$P = P_0 - (dP/dx)_0 r^2_0 [(1/r_0) - (1/r)]. \quad (408)$$

Исключим отсюда градиент потенциала с помощью выражения

$$dE_{\text{нан}} = - L_{\text{нан}}(dP/dx)_0(r^2_0/r^2)4\pi r^2 dt,$$

которое найдено из формул (370) и (383). Окончательно имеем

$$P = P_0 - (J_{\text{нан}}/L_{\text{нан}})r^2_0 [(1/r_0) - (1/r)] = P_0 - [(J_{\text{нан}}/(4\pi L_{\text{нан}}))][(1/r_0) - (1/r)]. \quad (409)$$

где

$$J_{\text{нан}} = dE_{\text{нан}}/(F_0 dt);$$

$$I_{\text{нан}} = dE_{\text{нан}}/dt;$$

$F_0 = 4\pi r_0^2$. Соответствующие предельные кривые (405), (407) и (409) для плоского, цилиндрического и сферического полей изображены на рис. 19.

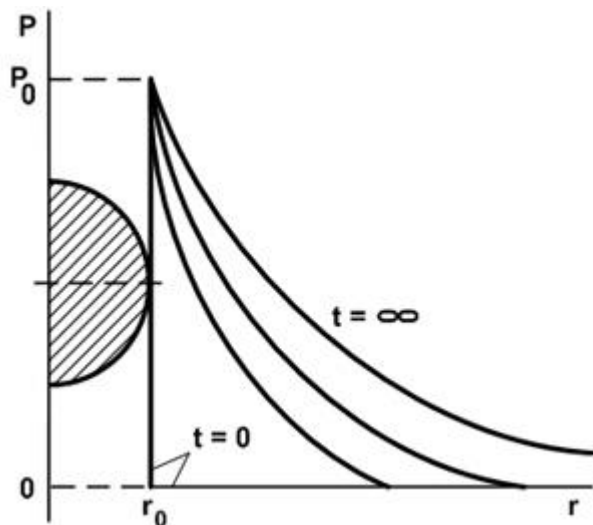


Рисунок 19 Относительное расположение предельных кривых распределения потенциала для плоского (1), цилиндрического (2) и сферического (3) зарядов.

Формулы (407) и (409) связывают нанопроводимость с полем потенциала, поэтому их можно было бы использовать для экспериментального определения нанопроводимости среды. Однако для этого надо знать величину потока нанозаряда.

Анализ полученных уравнений распространения нанозарядов позволяет сделать много важных выводов. Прежде всего отметим, что известно бесчисленное множество измерений потенциалов различных плоских, цилиндрических, сферических полей (именно такие задачи были рассмотрены выше). Но ни один экспериментатор никогда не наблюдал изменения какого-либо потенциала со временем, т.е. не замечал эффекта нестационарности. Во всех случаях поле потенциала было стационарным, соответствующим предельным кривым, изображенным на рис. 19. Согласно дифференциальному уравнению (393), это должно свидетельствовать о крайне высоких значениях нанодиффузивности среды. Только при этом условии скорость изменения потенциала со временем будет достаточно большой.

Большие диффузивности получаются при высоких значениях проводимости и малых – емкости [формула (394)]. При этом большие проводимости обусловлены наличием крайне вы-

соких скоростей распространения нанозаряда. Именно такими свойствами по отношению к нанозаряду обладают различные среды, в том числе вакуум.

Благодаря очень большим нанодиффузивностям потенциал быстро принимает предельные значения, определяемые уравнениями (405), (407) и (409). Этим обстоятельством объясняются имеющиеся экспериментальные данные по измерению потенциалов полей.

Необходимо, однако, отметить, что хотя скорость распространения нанозаряда очень велика, она все же не равна бесконечности. Кроме того, согласно уравнениям нестационарного переноса, приближение поля к стационарному состоянию происходит с конечной скоростью, которая асимптотически (при $t \rightarrow \infty$) стремится к нулю. Следовательно, в принципе возможно уловить в опыте изменения потенциала перед тем, как он достигнет предельной кривой на рис. 19. Именно эта идея положена в основу рассмотренного выше метода определения нанодиффузивности с помощью плоского поля. Аналогичные определения можно сделать также с помощью цилиндрических и сферических полей. Однако при этом расчетные формулы имеют более громоздкий вид. Что касается возможностей экспериментального обнаружения изменений потенциала, то для этого, по-видимому, придется пользоваться крайне точными измерительными приборами с высокой разрешающей способностью, позволяющими фиксировать изменения потенциала за ничтожно малые отрезки времени.

При постановке экспериментов следует не упускать из виду принцип стабильности и связанные с ним идеи. Например, длина и ширина пластины и длина цилиндра в опытах должны быть много больше расстояния r , на котором измеряется потенциал. С уменьшением размеров тел начинает сказываться искажающее влияние их границ. При очень больших расстояниях r по сравнению с размерами тела эти размеры, наоборот, перестают влиять на результаты, так как пластина и цилиндр образуют практически одинаковые сферические поля. Таким образом, в отношении конфигурации лучше всего пользоваться шаровым зарядом, у которого нет границ и поэтому не приходится думать о возможности искажения поля. В свою очередь у плоского поля наблюдается наименьшая скорость приближения потенциала к стационарному значению. Это облегчает измерения. Но возникают дополнительные трудности, связанные с осуществлением плоского заряда большой длины и ширины.

В заключении отметим, что факт существования слишком кратковременного периода нестационарного развития поля сильно повлиял на наши представления о свойствах наномира и на характер того теоретического аппарата, с помощью которого эти свойства изучаются. В частности, этот факт привел к тому, что нестационарный период обычно во внимание не принимается. Отсюда возникла крайне формальная идея о возможности оценки свойств известных полей (электрического и магнитного) с помощью таких понятий, как напряженность и индукция. По существу напряженность и индукция – это градиент потенциала. В результате родились весьма странные представления о существовании потоков градиента потенциала (напряженности и индукции).

Все это роковым образом сказалось на понимании электрических и магнитных, а за ними и всех остальных явлений. Следствием этого явилась невозможность правильной оценки границ применимости теоремы Остроградского-Гаусса и уравнений электродинамики Максвелла, на которых основывается теория относительности Эйнштейна.

§ 46. Уравнения Максвелла.

1. Общий вид уравнений.

Максвелл обобщил известные в его время законы Кулона, Био-Савара, Ампера и т.д. и открытое Фарадеем явление электромагнитной индукции. Уравнения Максвелла, записанные в векторной форме, имеют следующий вид [7]:

$$\mathbf{div} \mathbf{H}_\Psi = 4\pi\rho_\Psi; \quad (410)$$

$$\mathbf{div} \mathbf{H}_{\mathbf{M}\Gamma} = 0; \quad (411)$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{G}_\Psi = - (1/c)(\partial \mathbf{H}_{\mathbf{M}\Gamma} / \partial t); \quad (412)$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{G}_{\mathbf{M}\Gamma} = (1/c)(\partial \mathbf{H}_\Psi / \partial t) + (4\pi/c)\mathbf{J}_\Psi; \quad (413)$$

$$\mathbf{H}_\Psi = \varepsilon_\Psi \mathbf{G}_\Psi; \quad (414)$$

$$\mathbf{H}_{\mathbf{M}\Gamma} = \varepsilon_{\mathbf{M}\Gamma} \mathbf{G}_{\mathbf{M}\Gamma}; \quad (415)$$

$$\mathbf{J}_\Psi = \mathbf{L}_\Psi(\mathbf{G}_\Psi + \mathbf{G}_{\Psi\text{стоп}}), \quad (416)$$

где \mathbf{c} – скорость света;

ρ_Ψ – плотность пространственно распределенного электрического заряда.

Символ **div** означает операцию взятия дивергенции, а **rot** – ротора в векторном анализе. Остальные обозначения прежние.

Основное уравнение (410) обобщает уравнение Кулона, (411) – идею об отсутствии в природе магнитных зарядов, аналогичных электрическим, (412) – закон электромагнитной индукции Фарадея, (413) – опытные факты об источниках вихрей магнитного поля. Дополнительные уравнения (414) и (415) суть частные формы общего выражения (380), формула (416) определяет поток электрического заряда с учетом действия сторонних сил ($\mathbf{G}_{\Psi\text{стор}}$).

Из формул (410) – (416) видно, что они основываются на рассмотренных ранее понятиях напряженности и индукции электрического и магнитных полей.

Уравнения Максвелла несимметричны относительно электрической и магнитной степеней свободы. Это обусловлено тем, что по Максвеллу не существует магнитных зарядов, подобных электрическим. Однако уравнения не исключают возможности включения в них свободных магнитных зарядов и соответствующих потоков. При этом не возникает никаких противоречий [7]. В симметричной записи формулы (411) и (412) приобретают вид

$$\text{div}\mathbf{H}_{\text{мг}} = 4\pi\rho_{\text{мг}}; \quad (417)$$

$$\text{rot}\mathbf{G}_{\text{мг}} = -[(1/c)(\partial\mathbf{H}_{\text{мг}}/\partial t) + (4\pi/c)\mathbf{J}_{\text{мг}}]. \quad (418)$$

Кроме того, добавляется уравнение для потока магнитного заряда

$$\mathbf{J}_{\text{мг}} = \mathbf{L}_{\text{мг}}(\mathbf{G}_{\text{мг}} + \mathbf{G}_{\text{мг.стор}}). \quad (419)$$

Уравнения Максвелла обратимы (симметричны) относительно направления течения времени: они допускают замену \mathbf{t} на $-\mathbf{t}$. Исключение составляет уравнение (416) закона Ома, которое необратимо, ибо при распространении электрического заряда выделяется джоулева теплота, вызванная наличием эффекта диссипации (трения).

Формулы (410) – (416) представляют собой наиболее полную известную в настоящее время совокупность уравнений, которые описывают электромагнитные взаимодействия с учетом потока \mathbf{J}_{Ψ} электрического заряда, образующего поле.

2. Вывод уравнений.

Лучше всего понять смысл и оценить границы применимости уравнений Максвелла можно только в том случае, если вывести их методами единой теории и показать, частным случаем каких более общих уравнений они являются. С целью вывода уравнений Максвелла воспользуемся рассуждениями, ко-

торые привели к нестационарному уравнению (393) простейшего типа ($\mathbf{n} = 1$).

Для начала введем в уравнение (393) пространственно распределенный источник нанозаряда

$$\mathbf{q}_{\text{нан}} = d\mathbf{E}_{\text{нан}}/(d\mathbf{V}dt). \quad (420)$$

Это количество нанозаряда выделяется (или поглощается) в 1 м^3 за 1 секунду. В объеме $d\mathbf{V}$ за время $d\mathbf{t}$ выделяется (или поглощается) нанозаряд в количестве

$$d\mathbf{E}_{\text{нан}} = \mathbf{q}_{\text{нан}}d\mathbf{V}dt.$$

Эту величину надо вычесть из заряда, определяемого формулой типа (338). В результате из выражений типа (337) и (338) получается следующее уравнение нестационарного переноса с учетом действия источника ($\mathbf{n} = 1$):

$$\partial\mathbf{P}/\partial t = \mathbf{D}_{\text{нан}}[(\partial^2\mathbf{P}/\partial\mathbf{x}^2) + (\mathbf{q}_{\text{нан}}/\rho\chi_{\text{нан}})]. \quad (421)$$

Это уравнение отличается от прежнего (393) дополнительным слагаемым в правой части.

Если имеется несколько (\mathbf{k}) источников (зарядов), то их взаимное влияние учитывается с помощью уравнений состояния типа (389). В случае нескольких (\mathbf{n}) степеней свободы приходится пользоваться общими уравнениями нестационарного переноса типа (396). При этом взаимное влияние разнородных источников (зарядов) учитывается уравнениями состояния типа (110), а одноименных – типа (389). Однако для простоты рассуждений не будем выписывать более общих (громоздких) уравнений, а ограничимся рассмотрением только одной степени свободы ($\mathbf{n} = 1$) и одного источника ($\mathbf{k} = 1$).

Выведем теперь уравнение (421) с использованием преобразования Остроградского. Через замкнутую поверхность \mathbf{F} , ограничивающую объем \mathbf{V} , за единицу времени проходит заряд

$$\int_{(\mathbf{F})} \mathbf{L}_{\text{нан}}\text{grad}\mathbf{P}d\mathbf{F}.$$

Знак (\mathbf{F}) означает, что интеграл берется по всей поверхности \mathbf{F} .

При наличии пространственно распределенного источника заряда в объеме \mathbf{V} за единицу времени выделяется (или поглощается) заряд

$$\int_{(\mathbf{V})} \rho\chi_{\text{нан}}(\partial\mathbf{P}/\partial t)d\mathbf{V} - \int_{(\mathbf{V})} \mathbf{q}_{\text{нан}}d\mathbf{V}.$$

Эти интегралы берутся по всему объему \mathbf{V} .

Согласно закону сохранения заряда, два последних выражения между собой равны, т.е.

$$\int_{(\mathbf{F})} \mathbf{L}_{\text{нан}}\text{grad}\mathbf{P}d\mathbf{F} = \int_{(\mathbf{V})} \rho\chi_{\text{нан}}(\partial\mathbf{P}/\partial t)d\mathbf{V} - \mathbf{q}_{\text{нан}}.$$

В соответствии с преобразованием Остроградского имеем

$$\int_{(F)} \mathbf{L}_{\text{нан}} \mathbf{grad} \mathbf{P} d\mathbf{F} = \int_{(V)} \mathbf{div}(\mathbf{L}_{\text{нан}} \mathbf{grad} \mathbf{P}) d\mathbf{V}.$$

В результате предыдущее равенство преобразуется к виду

$$\int_{(V)} \rho \chi_{\text{нан}} (\partial \mathbf{P} / \partial t) d\mathbf{V} = \int_{(V)} \mathbf{div}(\mathbf{L}_{\text{нан}} \mathbf{grad} \mathbf{P}) d\mathbf{V} + \mathbf{q}_{\text{нан}}.$$

Отсюда находим

$$\rho \chi_{\text{нан}} (\partial \mathbf{P} / \partial t) = \mathbf{div}(\mathbf{L}_{\text{нан}} \mathbf{grad} \mathbf{P}) + \mathbf{q}_{\text{нан}}. \quad (422)$$

У идеальных тел проводимость $\mathbf{L}_{\text{нан}}$ есть величина постоянная, поэтому уравнение (422) можно окончательно записать так:

$$\partial \mathbf{P} / \partial t = \mathbf{D}_{\text{нан}} \mathbf{div}(\mathbf{grad} \mathbf{P}) + \mathbf{q}_{\text{нан}} / (\rho \chi_{\text{нан}}). \quad (423)$$

В условиях одномерного поля это уравнение в точности совпадает с прежним уравнением (421).

Предположим далее, что поле нанозаряда не обладает собственной нестационарностью, оно целиком привязано к источнику (заряду). Тогда придется положить

$$\partial \mathbf{P} / \partial t = \mathbf{0}. \quad (424)$$

Будем также считать, что нанозаряд распространяется в вакууме. При этом

$$\mathbf{grad} \mathbf{P} = -\mathbf{H}, \quad (425)$$

где \mathbf{H} – индукция поля.

В результате уравнение (423) приобретает вид

$$\mathbf{div} \mathbf{H} = \mathbf{q}_{\text{нан}} / \mathbf{L}_{\text{нан}}. \quad (426)$$

Применительно к электрической степени свободы отсюда получаем

$$\mathbf{div} \mathbf{H}_{\Psi} = \mathbf{q}_{\text{нан} \Psi} / \mathbf{L}_{\text{нан} \Psi}. \quad (427)$$

Это есть первое уравнение Максвелла [формула (410)], определяющее электрическую индукцию. Сопоставление выражений (410) и (427) позволяет установить связь между соответствующими источниками. Имеем

$$\mathbf{q}_{\text{нан} \Psi} = 4\pi \Psi \mathbf{L}_{\text{нан} \Psi}. \quad (428)$$

Второе уравнение Максвелла [формула (411)] для магнитной степени свободы получается из общего выражения (426), если положить

$$\mathbf{q}_{\text{нан.мг}} = \mathbf{0}. \quad (429)$$

Как видим, уравнения (410) и (411) Максвелла являются простейшими частными случаями уравнений общей теории, относящихся к идеальной системе, стационарному режиму и условиям, когда $\mathbf{n} = \mathbf{k} = 1$. Отсюда, однако, не следует, что уравнения Максвелла не учитывают взаимного влияния электрической и магнитной форм движения. Это влияние принима-

ется во внимание, но только в очень своеобразной форме – в виде обособленных уравнений (412) и (413). В совокупности уравнения (410) – (413) заменяют системы уравнений общей теории типа (395). При этом роль перекрестных коэффициентов (проводимостей) $\mathbf{L}_{\Psi\mathbf{m}\mathbf{g}}$ и $\mathbf{L}_{\mathbf{m}\mathbf{g}\Psi}$ в уравнениях Максвелла играют множители $\mathbf{1}/\mathbf{c}$, входящие в равенства (412) и (413).

Забегая вперед, отметим, что одинаковость коэффициентов $\mathbf{1}/\mathbf{c}$ в уравнениях (412) и (413) выражает очень глубокое и важное свойство движения. Это свойство заключается в том, что взаимное влияние электрической и магнитной степеней свободы подчиняется закону симметрии (увлечения), о котором говорится в § 50. Согласно этому закону, магнитная степень свободы влияет на электрическую в количественном отношении точно так же, как электрическая влияет на магнитную. В общей теории это обстоятельство отражено в виде равенства между собой перекрестных проводимостей $\mathbf{L}_{\Psi\mathbf{m}\mathbf{g}}$ и $\mathbf{L}_{\mathbf{m}\mathbf{g}\Psi}$. В уравнениях Максвелла симметричный характер взаимного влияния электрической и магнитной форм движения находит отражение в виде одинаковости коэффициентов пропорциональности $\mathbf{1}/\mathbf{c}$ в уравнениях (412) и (413).

Из хода вывода уравнений Максвелла методами общей теории отчетливо проявляется ограниченный (частный, упрощенный) и очень формальный характер этих уравнений. Некоторые из наложенных на уравнения Максвелла ограничений отражают равенства (424), (425) и (429).

3. Анализ уравнений.

При обсуждении уравнений Максвелла надо прежде всего обратить внимание на то обстоятельство, что они составлены только для двух степеней свободы ($\mathbf{n} = 2$) электрической и магнитной, причем магнитная форма движения рассматривается даже как несамостоятельная, определяемая электрической. Уравнения Максвелла включают в себя пространство (координаты) и время только в качестве вспомогательных, а не основных величин (объектов переноса). Все это накладывает жесткие ограничения на возможности использования этих уравнений, особенно если желательно сделать выводы о связи между электрической и магнитной формами движения – одной стороны, и метрической, хрональной, кинетической и т.д. – с другой.

В § 34 было показано, что необходимые связи с метрической и хрональной формами движения можно установить толь-

ко с помощью обобщенных уравнений переноса, включающих в себя самостоятельные потоки пространства и времени. Если пространство и время служат в качестве объектов сравнения для других потоков (зарядов), т.е. являются величинами вспомогательными, то уже сам этот факт предполагает неизменность (континуальность, стабильность) их свойств. Это в принципе исключает возможность использовать уравнения Максвелла для изучения свойств пространства и времени и для установления их связи с другими формами движения. Аналогично эти уравнения не могут быть использованы для установления связи и изучения кинетической и других форм движения, не представленных в уравнениях Максвелла.

Следующее замечание касается того факта, что уравнения Максвелла опираются на весьма ограниченные формальные представления о распространении градиента потенциала (напряженности и индукции). Фактически в уравнениях отсутствуют идеи переноса и идеи нестационарности полей в том широком плане, как это рассмотрено в § 41-45. Перенос фигурирует в уравнениях только в виде потока макроскопических или микроскопических зарядов, определяемого формулой (416). Нестационарность представлена лишь в виде изменения со временем уже установившихся (предельных) полей без учета фактической скорости их распространения. Анализ показывает, что, согласно уравнениям, скорость распространения полей получается равной бесконечности (любое изменение – возмущение – потенциала затухает, т.е. асимптотически стремится к нулю лишь на бесконечно больших расстояниях). Это крайне затрудняет понимание смысла уравнений и ограничивает область их применения. В частности, они перестают действовать в условиях, когда нарушается теорема Остроградского-Гаусса (эти условия были подробно рассмотрены в § 43).

Уравнения максвелла ограничены еще и по той причине, что не учитывают некоторых важных законов, выведенных в общей теории, в частности, закона диссипации. В уравнениях фигурируют градиенты (разности) потенциалов. Это уже само по себе должно служить необходимым и достаточным признаком наличия процессов переноса и диссипации (см. гл. VI). Неучет эффектов диссипации делает уравнения справедливыми только для частного случая идеальных условий, близких к равновесным. Именно поэтому уравнения Максвелла симметричны относительно времени.

Наконец, следует обратить внимание на несимметричный характер уравнений Максвелла относительно электрической и

магнитной форм движения. Различие свойств электрического и магнитного зарядов заставило ошибочно считать, что магнитная форма движения порождается электрической. Распространению и укреплению этой точки зрения способствовало то обстоятельство, что электрическая и магнитная степени свободы связаны между собой количественно очень сильно. В результате были закрыты пути для глубокого и детального изучения магнитной формы движения.

На самом деле магнитная форма движения самостоятельна, специфична и неповторима. Поэтому нет никаких оснований требовать, чтобы магнитный заряд обладал свойствами, аналогичными свойствам электрического заряда. Именно в неповторимости свойств различных форм движения и определяющих их зарядов следует видеть главную характерную черту явлений природы. Отличие свойств магнитного заряда от электрического проявляется во многих отношениях. В частности, это отличие выражается в тех особых связях, которые существуют между магнитонами и ансамблями микрозарядов. Эти связи и определяют специфический характер поведения магнитной степени свободы. Общие черты различных зарядов определяются законами излагаемой единой теории. Специфические черты магнитного заряда объясняют наблюдаемые особенности магнитной формы движения, и их-то следует изучать в первую очередь.

Гениальность Максвелла проявилась, в частности, в том, что до него было известно только влияние магнитного поля на появление электрического. Он высказал гипотезу о том, что электрическое поле вызывает появление вихрей магнитного. Таким образом, был установлен обоюдный характер взаимного влияния электрической и магнитной форм движения. Следующий шаг должен был бы быть сделан в направлении установления факта симметричности (одинаковости с количественной стороны) этого влияния, определяемого законом взаимности общей теории. Отсюда было бы недалеко и до признания самостоятельности магнитных явлений. Но этому шагу помешала предвзятая ложная идея о том, что магнитные явления порождаются электрическими.

Торжество идей Фарадея-Максвелла во многом обязано теоретическому предсказанию факта существования переменного электромагнитного поля, не связанного с источниками (зарядами). Экспериментальное открытие Герца электромагнитных волн было воспринято как решающее подтверждение правильности уравнений (теории) Максвелла. Восторг и удивление

ученых нетрудно понять. Ведь по представлениям Фарадея и Максвелла линии напряженности и индукции в принципе неотделимы от зарядов, они испускаются положительными зарядами и входят в отрицательные. Эти линии олицетворяют собой действующие силы. Нельзя же отделить силы от объекта их приложения и представить себе, что они существуют и распространяются в пространстве независимо от тел! Поэтому предсказанная теорией возможность отрыва линий напряженности от зарядов первоначально расценивалась как абсурдный вывод, свидетельствовавший о несостоятельности теории. Но чудо свершилось, распространяющиеся в пространстве волны обнаружены экспериментально. Это было крайне неожиданно и непонятно. Но чем непонятнее казался факт самостоятельного существования электромагнитного поля, тем сильнее становилась слепая вера в могущество и непогрешимость теории.

Этот пример крайне поучителен. История развития науки содержит много подобных примеров, когда сила веры (именно веры!) в теорию находится в прямой зависимости от ее непонятности и абсурдности. В таких случаях достаточно бывает подтверждения какого-либо одного или нескольких неожиданных выводов теории, чтобы она сделалась предметом всеобщего поклонения. При этом особенно сильно действуют на воображение случаи подтверждения выводов, которые запрещаются исходными предпосылками или самим строем (логикой развития) теории. Непонятное всегда впечатляет сильнее, чем очевидное! Ниже придется еще встретиться с примерами подобного рода (речь идет о теории относительности и т.д.).

Но вернемся к уравнениям Максвелла. Согласно общей теории, идея о распространении полей независимо от зарядов не содержит в себе ничего неожиданного и непонятного. Ведь излученный телом нанозаряд существует и распространяется самостоятельно в соответствии с законом переноса. Достаточно периодически (например, по гармоническому закону) экранировать и открывать заряд, чтобы получить переменное по напряженности поле. Это нестационарное поле определяется уравнениями переноса типа тех, которые приведены в § 44. Оно существует независимо от излучившего его заряда.

Уравнения Максвелла не имеют в своей основе идеи о существовании нанозарядов. Они опираются на понятие напряженности, т.е. градиента потенциала, который является движущей силой процесса переноса нанозаряда. Иными словами, теория Фарадея-Максвелла останавливается на полпути. Она не доходит до рубежа, когда можно с законным правом го-

ворить об определенных объектах переноса, а незаконно выбирает в качестве таковых градиенты потенциалов (потoki напряженности и индукции). Подобный выбор очень условен (формален). В результате с точки зрения исходных посылок становится совершенно необъяснимым факт самостоятельного существования и распространения электромагнитных волн.

Если в уравнения Максвелла вложить новое содержание, диктуемое общей теорией, то все становится на свои места. При этом они приобретают смысл определенного частного случая уравнений общей теории, которая четко ограничивает возможности применения теории Максвелла.

§ 47. Преобразования Лоренца.

1. Общий вид преобразований.

Во времена Максвелла было хорошо известно, что свет способен распространяться в вакууме. Но вакуум считался пустотой (ничем). Вместе с тем Максвелл показал, что свет – это электромагнитные волны. Как и всякие волны, они для своего распространения требуют соответствующей среды. Так возникла потребность в мировом эфире – всепроникающей универсальной среде, передающей свет. Следовательно, эфир – это детище формализма уравнений Максвелла, для распространения микроансамблей – фотонов (и нанозаряда) он не нужен.

Коэффициент пропорциональности $1/c$ в уравнениях Максвелла содержит скорость света c . Естественно было считать, что это – скорость по отношению к абсолютно неподвижному эфиру. Но если источник света движется относительно эфира со скоростью v , тогда суммарная скорость света должна быть равна геометрической сумме скоростей c и v . Однако опыт Майкельсона не подтвердил этого вывода. Скорость света в направлении движения Земли вокруг Солнца и в перпендикулярном направлении оказалась одной и той же, т.е. фактически не произошло суммирования скоростей света и Земли.

Возникло противоречие. В отличие от законов механики Ньютона, уравнения которой не изменяются при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой, уравнения Максвелла, по логике вещей, должны были бы изменяться при таком переходе (коэффициент пропорциональности должен быть равен переменной величине $1/(c + v)$). Но опыт Майкель-

сона отверг эту возможность (коэффициент остается равным $1/c$). Надо было дать объяснение наблюдаемому феномену.

Соответствующей цели для механических явлений служат преобразования Галилея. Они позволяют выражать координаты и время для движущейся со скоростью v системы (отмечены штрихом сверху) через координаты и время для неподвижной системы. Преобразования Галилея оставляют уравнения механики неизменными. Вот эти преобразования:

$$\mathbf{x}' = \mathbf{x} - v\mathbf{t} \quad \text{м;} \quad (430)$$

$$\mathbf{y}' = \mathbf{y} \quad \text{м;} \quad (430)$$

$$\mathbf{z}' = \mathbf{z} \quad \text{м;} \quad (430)$$

$$\mathbf{t}' = \mathbf{t} \quad \text{сек.} \quad (430)$$

В этих преобразованиях заключен смысл принципа относительности классической механики.

Аналогичные преобразования, оставляющие уравнения Максвелла неизменными, были составлены Лоренцом. По Лоренцу, координаты и время подвижной и неподвижной систем должны быть связаны следующими соотношениями:

$$\mathbf{x}' = (\mathbf{x} - v\mathbf{t}) / \sqrt{1 - (v^2/c^2)} \quad \text{м;} \quad (431)$$

$$\mathbf{y}' = \mathbf{y} \quad \text{м;} \quad (431)$$

$$\mathbf{z}' = \mathbf{z} \quad \text{м;} \quad (431)$$

$$\mathbf{t}' = [\mathbf{t} - (v/c^2)] / \sqrt{1 - (v^2/c^2)} \quad \text{сек.} \quad (431)$$

В этих преобразованиях координаты и время оказались тесно между собою связанными. Предстояло раскрыть физический смысл преобразований Лоренца.

2. Принцип относительности.

В свое время Галилей установил свой знаменитый **принцип относительности**, который гласит, что никакими механическими опытами, проводимыми внутри системы, невозможно отличить состояние покоя от состояния равномерного и прямолинейного движения. Например, сидя в закрытой каюте корабля, невозможно сказать, покоится корабль или движется равномерно и прямолинейно.

Опыт Майкельсона навел на мысль о том, что существует **обобщенный принцип относительности**, согласно которому никакими физическими опытами (механическими, электромагнитными и т.д.), проводимыми внутри данной системы отсчета, невозможно отличить состояние покоя от состояния равномерного и прямолинейного движения. Иными словами, все законы

природы (не только механические) одинаковы во всех инерциальных системах координат, т.е. системах, движущихся прямолинейно и равномерно друг относительно друга. Эта идея послужила основой для толкования преобразований Лоренца. Три человека почти одновременно пришли к тому толкованию, которое получило наибольшее распространение, - Пуанкаре, Минковский и Эйнштейн. Эйнштейн пошел дальше всех, придав этому толкованию смысл теории относительности.

Упомянутое толкование преобразований Лоренца заключается в том, что пространство, время и масса рассматриваются в качестве величин относительных, зависящих от скорости. Длина **l** движущегося объекта, ход течения времени на нем (промежуток времени Δt) и его масса **m** связаны с теми же величинами в состоянии покоя (отмечены нулем внизу) с помощью выражений

$$l = l_0 \sqrt{1 - (v^2 / c^2)} \quad \text{м}; \quad (432)$$

$$\Delta t = \Delta t_0 / \sqrt{1 - (v^2 / c^2)} \quad \text{сек}; \quad (433)$$

$$m = m_0 / \sqrt{1 - (v^2 / c^2)} \quad \text{кг}; \quad (434)$$

Из формул (432) – (434) видно, что длина движущейся системы сокращается, течение времени на ней (ход часов) замедляется, а масса возрастает. На основе формулы (433) возникла идея так называемого **эффекта близнецов**. Космонавт, который пролетал на корабле год (по часам корабля) со скоростью 0,9998с, возвратившись на Землю, встретит своего брата-близнеца, постаревшего на 50 лет. Соотношение (434), характеризующее эффект возрастания массы, привело Эйнштейна к формулировке его знаменитого закона эквивалентности массы и энергии.

$$u = mc^2 \quad \text{дж.} \quad (435)$$

3. Анализ преобразований Лоренца.

Формальный характер уравнений Максвелла сослужил плохую службу при объяснении опыта Майкельсона. Ведь если в опыте не подтвердилась идея существования мирового эфира и возможности сложения скоростей света и источника, то этот факт можно было бы интерпретировать по-разному. Во-первых, можно было предположить, что не соответствует действительности то понимание явления, описываемого уравнениями, которое было развито Фарадеем и Максвеллом. Такого рода сомнения легко могли быть навеяны многочисленными попытка-

ми Максвелла найти механическое объяснение смысла уравнений путем создания механической модели эфира, состоящей из колесиков, рычажков, винтиков, пружинок и т.д. Эти попытки свидетельствовали о том, что самого Максвелла тревожил смысл выведенных им уравнений. Тем более это должно было настоятельно окружающих. Во-вторых, можно было предположить, что коэффициент $1/c$ в уравнениях Максвелла есть величина переменная, имеющая вовсе не тот смысл, который в нее пытались вкладывать. Наконец, можно было предположить, что сами уравнения Максвелла неправильно отражают изучаемое явление либо имеют ограниченный характер применения. Все эти и многие другие предположения стимулировали бы научный поиск в рассматриваемой области и помогли бы преодолеть имеющиеся трудности. Но ничего подобного не произошло. Возникшие неприятности были списаны на безгласную природу. Ей приписали отсутствующую у нее способность подчиняться преобразованиям Лоренца, но об этом речь впереди.

Заметим, кстати, что в науке известно много примеров, когда исследователи предпочитают больше верить формулам, нежели природе. В критических ситуациях, если приходится выбирать: или – или, они отдают предпочтение надуманной схеме (формуле), а не жизни (опыту). В дальнейшем еще придется столкнуться с несколькими подобными случаями, когда природе в угоду формулам были навязаны мнимые свойства, причем некоторые из этих случаев имели решающее влияние на судьбы науки.

Анализ показывает, что все три высказанные выше предположения в какой-то мере отражают реальное положение вещей. При этом самым главным является то обстоятельство, что неправильно понимался смысл явлений, описываемых уравнениями Максвелла. Формальный характер уравнений не позволил докопаться до сути. Если принять концепцию общей теории о распространении заряда, тогда сразу выясняется истинный смысл опыта Майкельсона и отпадают возникшие трудности и сомнения.

Действительно, свет представляет собой совокупность микрочарядов, которые распространяются в определенной среде – вакууме, воздухе, жидкости и т.д. Для света совершенно безразлично, расположен светопровод (волновод) вдоль направления движения Земли вокруг Солнца или поперек: скорость света определяется проводимостью среды и разностью потенциалов, под действием которых он распространяется. В опытах светопроводы всегда выбираются одинаковыми для двух

направлений, что гарантирует тождественность их проводимостей. Источник света бывает один на оба направления, что делает одинаковой также разность потенциалов. Отсюда с «железной» необходимостью вытекает, что скорость света вдоль и поперек направления движения Земли должна быть строго одной и той же. Для объяснений этого элементарного факта не требуется привлечения ни идеи о существовании мирового эфира, ни преобразований Лоренца и т.д.

Из общей теории также следует, что исход аналогичного опыта с распространением любого другого заряда для любой формы движения неизбежно должен привести к подобным же результатам. Любой заряд в одинаковых проводниках под действием равных разностей потенциалов будет двигаться с одной и той же скоростью, независимо от того, как ориентирован проводник – вдоль или поперек направления движения Земли. Более того, при этом не играет никакой роли сам факт равномерного и прямолинейного движения проводника, если его скорость не слишком велика (пренебрежимо меньше бесконечности).

Например, если взять две совершенно одинаковые трубы и ориентировать их вдоль и поперек направления движения Земли, то под действием одинаковых разностей давлений в трубах возникнут тождественные потоки данной жидкости или газа. Скорости их будут одинаковыми в обеих трубах. Этот опыт на примере гидродинамической формы движения в точности воспроизводит то, что происходило в опыте Майкельсона со светом, распространяющимся в двух одинаковых светопроводах. Этот результат не содержит в себе никакой мистики, смысл его элементарно прост.

Таким образом, при правильном истолковании электромагнитных явлений (и уравнений Максвелла) не возникает никакой необходимости прибегать для объяснения опыта Майкельсона к преобразованиям Лоренца. Коэффициент пропорциональности $1/c$ приобретает смысл величины, характеризующей проводимость волновода. Она различна у разных сред и зависит от значений всех зарядов, входящих в число связанных степеней свободы. Сами уравнения Максвелла сильно ограничиваются в смысле возможностей их применения.

В свете изложенного должно быть совершенно ясно, что проблема составления преобразований, которые бы оставляли вид уравнения Максвелла неизменным при переходе от одной инерциальной системы к другой, утрачивает всякий смысл. Эта проблема не имеет значения также и для механических явле-

ний, поскольку, согласно общей теории, с изменением скорости (количества движения) изменяются такие величины, используемые классической механикой, как пространство (длина), время (скорость его течения) и масса. В результате преобразования Галилея (430) нарушаются, а вид уравнений законов механики изменяется.

Проблема **сохранения вида** уравнений для различных инерциальных систем – это очень частная (надуманная) проблема, не имеющая принципиальной научной ценности. Она должна быть заменена более общей проблемой – **сохранения законов** при переходе от одной системы к другой. Эта новая проблема имеет исключительно важное принципиальное значение. Вопрос ставится так: должны ли изменяться законы, описывающие поведение системы, если изменяется количество и качество содержащихся в ней зарядов. Изменение зарядов фактически равноценно переходу от одной системы к другой (от одного ансамбля к другому), ибо новые заряды сообщают системе новые свойства.

Маленьким частным случаем этой общей проблемы служит рассмотренная выше проблема сохранения вида механических уравнений при переходе от одной инерциальной системы к другой. Инерциальные системы различаются между собой количеством кинетического заряда (количеством кинетического движения). Но, как уже упоминалось, вместе с кинетическим зарядом изменяются также метрический, хрональный, субстанциальный и другие заряды системы. При больших абсолютных скоростях это в конце концов приведет к изменению вида механических уравнений.

От правильного ответа на поставленный вопрос зависит возможность решения кардинальной проблемы определения границ применимости той или иной теории, того или иного уравнения, тех или иных закономерностей. Важность этой проблемы видна хотя бы из того факта, что большинство серьезных ошибок, зафиксированных в истории науки, обусловлено именно незаконным распространением полученных результатов за пределы сферы их применимости.

Исчерпывающий ответ на поставленный вопрос может дать только учение о формах движения, т.е. общая теория. Согласно общей теории, переход от одной системы к другой, обладающей новым набором форм движения, обязательно связан с изменением действующих законов. Это изменение надо понимать в том смысле, что в уравнениях законов общей теории

должны появиться новые слагаемые, отражающие влияние новых форм движения изучаемого ансамбля.

Если имеется какое-либо решение, полученное для определенного ансамбля форм движения, то распространение этого решения на другой ансамбль, с другим набором форм движения – это незаконный акт, который может повлечь за собой серьезные ошибки. Возникающие погрешности тем больше, чем сильнее сказывается влияние неучтенных решением форм движения.

Под этим углом зрения целесообразно проанализировать содержание преобразований Лоренца. Выше уже отмечалось, что сами по себе эти преобразования не нужны, ибо не существует проблемы сохранения вида уравнений Максвелла при переходе от одной инерциальной системы к другой. Коэффициент пропорциональности $1/c$ в уравнениях Максвелла есть в принципе величина переменная, поэтому нет никаких оснований ее абсолютизировать и искать условия сохранения вида уравнений. Но коль скоро преобразования составлены, желательно выяснить, насколько правильно они отражают связи между входящими в них переменными.

Уравнения Максвелла выведены для ансамбля, содержащего две формы движения – электрическую и магнитную. Это значит, что распространение этих уравнений на более обширный ансамбль, включающий в себя дополнительно метрическую, хрональную, субстанциальную и кинетическую формы движения – это неправомерный шаг. Именно такой шаг совершил Лоренц, используя уравнения Максвелла для установления связей между метрической, хрональной и кинетической формами движения, которые вообще не входят в ансамбль, рассмотренный Максвеллом. В уравнениях Максвелла пространство и время фигурируют только в качестве сравнительных (вспомогательных, эталонных) величин, которые отличаются стабильностью и поэтому не могут претерпевать никаких изменений. Таким образом, связи, установленные Лоренцом, не отражают реальной действительности. Они тем более ошибочны, что получены исходя из предположения о постоянстве коэффициента пропорциональности $1/c$ в уравнениях Максвелла. В связи с этим автоматически оказываются неверными соотношения (432) – (435), вытекающие из преобразований Лоренца.

Преобразования Лоренца – это своеобразная дань механистическим воззрениям. Уравнения Максвелла впервые порывают с механицизмом, вводя в рассмотрение электрическую и

магнитную степени свободы. Лоренц, составив для новых уравнений преобразования (431), аналогичные преобразованиям (430) Галилея, тем самым попытался провести параллель между законами механики и законами электродинамики. Однако эта параллель оказалась излишней, поскольку во времена Лоренца еще не существовало предпосылок, необходимых для того, чтобы найти общие черты в таких разнородных явлениях, как механические, электрические, магнитные, метрические, хрональные, кинетические, субстанциальные. Соответствующие предпосылки были созданы лишь общей теорией.

4. Анализ принципа относительности.

Теперь можно дать исчерпывающую оценку известным представлениям об относительности таких понятий, как скорость, пространство, время, масса и т.д. Опыт Майкельсона показал, что не существует мирового неподвижного всепроникающего эфира, относительно которого можно было бы отсчитывать абсолютные расстояния и скорости. В связи с этим, казалось, потерпела крах сама идея о существовании абсолютных скоростей, расстояний, отрезков времени, масс и т.д. Становлению последней точки зрения способствовали преобразования Лоренца и вытекающие из них соотношения (432) – (434).

Согласно этим соотношениям, расстояния, отрезки времени и массы – это относительные величины, зависящие от состояния движения системы. Пространство, время и масса, присущие данной системе, выглядят по-разному в зависимости от того, с какой системы смотреть на данную. Если наблюдатель движется относительно данной системы с малой скоростью, то величины l , Δt и m будут иметь в данной системе одни значения, если с большой, то другие. В этом заключается смысл относительности таких понятий, как пространство, время и масса. Иными словами, механическая, хрональная и субстанциальная формы движения и определяющие их заряды потеряли смысл абсолютных свойств материи. В отличие от всех других эти формы движения могут приобретать любые количественные характеристики – все зависит от того, с какой стороны на них смотреть.

Выше была показана несостоятельность преобразований Лоренца и вытекающих из них соотношений (432) – (434). Это значит, что не соответствуют действительности и представления об относительном характере скорости, пространства, времени и массы. На самом деле все эти понятия абсолютны.

Смысл этой абсолютности хорошо прослеживается на основе идей общей теории.

Согласно общей теории, каждый заряд, характеризующий определенную форму движения, абсолютен, как абсолютны сами формы движения, в виде которых существует материя. Величина заряда может изменяться в системе от нуля и почти до бесконечности. Зарядами являются электрический заряд, количество кинетического движения, пространство, время, масса и т.д. Величинами зарядов определяются потенциалы. К числу потенциалов относятся электрический потенциал, скорость, метрический, хрональный и субстанциальный потенциалы и т.д. Потенциалы тоже абсолютны, как и определяющие их заряды. Все они отсчитываются от абсолютного нуля зарядов и потенциалов.

Действительно, процесс заряжания тела определенным зарядом сопровождается увеличением как заряда, так и потенциала. При этом конкретному абсолютному значению данного заряда соответствует вполне определенное конкретное абсолютное значение сопряженного с ним потенциала. Например, данному значению электрического заряда соответствует вполне определенное значение электрического потенциала, данному количеству кинетического движения – определенная скорость, данному метрическому заряду – определенный метрический потенциал, хрональному заряду – хрональный потенциал, массе – субстанциальный потенциал и т.д. Во всех этих случаях имеются в виду абсолютные значения зарядов и потенциалов. При этом нет и не может быть речи ни о каких особых системах отсчета. Все заряды и потенциалы отсчитываются от своих собственных абсолютных нулей.

Разумеется, при такой постановке вопроса вполне можно говорить об относительных (сравнительных) величинах зарядов и потенциалов. Например, можно утверждать, что данная система имеет большее значение определенного заряда или потенциала по сравнению с другой системой. Однако такого рода относительность ничего общего не имеет с относительностью, вытекающей из преобразований Лоренца.

Таким образом, все упомянутые заряды – электрический, количество кинетического движения, пространство, время, масса и т.д., – а также потенциалы – электрический, скорость, метрический, хрональный, субстанциальный и т.д. – суть величины абсолютные. Первые (заряды) определяют количество соответствующего движения, а вторые (потенциалы) – активность этого движения.

Изложенное показывает, что принцип относительности (Галилея и обобщенный), строго говоря, является неверным. Сидя в закрытой каюте, можно определить факт равномерного и прямолинейного движения корабля с помощью бесчисленного множества опытов. Суть этих способов заключается в следующем.

Одна инерциальная система отличается от другой количеством кинетического заряда и как следствие – скоростью. Это значит, что изменение скорости корабля обусловлено заряданием его кинетическим зарядом. Но заряды существуют только в виде ансамблей. Следовательно, вместе с импульсами корабль вследствие увлечения (гл. VII) зарядится также другими зарядами, входящими в состав соответствующего ансамбля – метронами, хрононами, субстанционами и т.д. Поэтому, если наблюдатель в каюте не располагает приборами для наблюдения абсолютных значений кинетического заряда или скорости, то он может определить скорость (кинетический потенциал) по значениям других (увлеченных) зарядов или сопряженных с ними потенциалов. Например, наблюдатель может измерить абсолютную величину метрического, хронального, субстанционального или какого-нибудь иного заряда или потенциала и по нему установить скорость корабля.

Нетрудно сообразить, что обобщенный принцип относительности – это, как и преобразования Лоренца, тоже своеобразная дань механицизму. После краха механистических представлений и распространения идей теории электромагнетизма ученые продолжали по инерции искать аналогии между старыми и новыми взглядами. Только этой инерцией мышления можно объяснить попытку искусственно вклинить в теорию электрических и магнитных явлений идею механического перемещения тел. В результате из механической, кинетической, электрической, магнитной, метрической, хрональной и субстанциональной форм движения образовался хитроумнейший Гордиев узел в виде соотношений (431) – (435), разбить который мечом уравнений Максвелла было невозможно. Роль соответствующего меча сыграла общая теория, охватывающая все формы движения.

5. Эффект близнецов.

Обратим внимание еще на один вопрос, который связан с преобразованиями Лоренца и затрагивает суть формулы (433).

Согласно общей теории, время служит зарядом, определяющим количество хрональной формы движения. Активность ее определяется хрональным потенциалом. Разность хронального потенциала является движущей силой процесса переноса хронального заряда, т.е. определяет скорость течения времени.

В соответствии с законами состояния и переноса на хрональный потенциал, а следовательно, и на скорость течения времени, можно повлиять не только с помощью хронального заряда, но и с помощью всех остальных зарядов, входящих в состав соответствующих ансамблей. Например, изменения хода времени (замедления или ускорения этого хода) можно добиться с помощью кинетического, электрического, магнитного, метрического, субстанциального, гравитационного и бесчисленного множества других зарядов. При зарядании системы, или тела, всеми этими зарядами будет изменяться ход течения времени. В частном случае время можно замедлить или ускорить путем зарядания тела кинетическим зарядом (количеством кинетического движения). При этом будет изменяться также скорость тела (потенциал, сопряженный с кинетическим зарядом).

Таким образом, законы общей теории утверждают, что в частном случае на ход времени влияет скорость тела. Однако это влияние ничего общего не имеет с той зависимостью, которая выражена уравнением (433). Согласно уравнению (433), при стремлении скорости v тела к скорости c света ход течения времени бесконечно замедляется. На самом деле скорость света в этом вопросе не играет никакой роли. Крайне интенсивного или бесконечно слабого хода течения времени можно добиться путем доведения хронального потенциала до крайне больших или бесконечно малых значений. В первом случае величины соответствующих зарядов должны стремиться к бесконечности, во втором – к нулю.

Как видим, эффект близнецов существует, но не в том виде, как это определяется формулой (433). В общем случае ход времени можно ускорить или замедлить с помощью бесчисленного множества способов (зарядов). Это значит, что в принципе осуществима машина времени, на которой можно путешествовать в прошлое и будущее.

Факт изменения хода времени можно наблюдать на примере элементарных частиц, движущихся с различной скоростью. С изменением скорости изменяется время жизни таких частиц. Кинетическая форма движения вращения также влияет на ход времени. Соответствующие опыты с радиоактивными часами, расположенными на вращающемся диске, проделали в

Харуэлле (Англия) Дж.Дж. Хэй и его коллеги. Они использовали для этой цели чрезвычайно чувствительный эффект Мессбауэра и установили, что неподвижные и вращающиеся часы отсчитывают время с разной скоростью.

Согласно общей теории, эффект изменения хода времени можно наблюдать также с участием бесчисленного множества других зарядов, однако соответствующие опыты не проводились, так как не было необходимых идей. Наблюдения обычно связывались с зависимостью (433). Теперь можно поставить обширную серию новых экспериментов по установлению количественной стороны эффектов, предсказываемых общей теорией. Для этой цели могут быть использованы электрическое, магнитное, гравитационное (например, путем посылки спутников к Солнцу) и прочие поля.

6. Влияние скорости на массу.

Из преобразований Лоренца вытекает также формула (434). Согласно этой формуле, масса тела возрастает с увеличением скорости. При $v \rightarrow c$ масса стремится к бесконечности.

На самом деле, в соответствии с общей теорией эффект увеличения массы должен наблюдаться при зарядании тела любым зарядом, а не только кинетическим перемещением, повышающим скорость. Разрядание тела, наоборот, сопровождается уменьшением массы. Эффект увеличения и уменьшения массы обусловлен действием закона увлечения (гл. VI) и ничего общего не имеет с зависимостью (434). Масса стремится к бесконечности только при стремлении к бесконечности величин зарядов, подводимых к телу. Поэтому скорость здесь никакого значения не имеет.

Очень наглядно эффект повышения массы можно проиллюстрировать на примере зарядания тела электрическим зарядом. При подводе электронов вместе с ними тело заряжается также термическим и волновым зарядами, массой, пространством, временем, количеством кинетического движения, моментом количества движения и т.д. [формула (186)]. При стремлении величины электрического заряда к бесконечности все остальные заряды, включая массу, также будут стремиться к бесконечности. При этом скорость тоже будет возрастать до того же предела.

Этот пример настолько очевиден и убедителен, что не требует постановки специальных экспериментов. Соответствующие опыты по влиянию скорости на массу ставились в связи

с появлением формулы (434). Тогда не был понятен смысл этой формулы и полученный результат казался невероятным (§ 29). Теперь появилась полная возможность наблюдать бесчисленное множество подобных эффектов, предсказываемых общей теорией.

7. Зависимость длины от скорости.

Последнее замечание, связанное с преобразованиями Лоренца, касается формулы (432), которая утверждает, что длина уменьшается с увеличением скорости, причем если скорость становится равной c , то длина тела обращается в нуль.

Согласно общей теории (закону увлечения), метрический заряд системы (ее длина) изменяется при изменении всех зарядов, которые входят в соответствующий (подводимый) ансамбль. Это значит, что длина должна возрастать при заряджании и уменьшаться при разряджании тела любым зарядом ансамбля. Нижним пределом является нулевая длина, соответствующая нулевым значениям зарядов, верхним – бесконечная, соответствующая величинам зарядов, стремящимся к бесконечности.

Кинетический заряд, определяющий скорость тела, подобно другим зарядам, увеличивает длину при его подводе и уменьшает при отводе, т.е. с повышением скорости длина тела возрастает, а с понижением уменьшается. Как видим, фактический эффект противоположен тому, который предсказывает формула (432). При этом, как и во всех предыдущих случаях, скорость света c не играет и не может играть никакой роли.

В заключении необходимо подчеркнуть, что рассмотренные выше эффекты изменения длины, хода времени и массы – это не воображаемые (кажущиеся, относительные), а действительно существующие реальные эффекты, проявляющиеся весомо, грубо, зримо. Они на самом деле изменяют длину, ход времени и массу – это изменение может быть реально зафиксировано приборами, - и они не имеют никакого отношения к воображаемому принципу относительности.

§ 48. Закон отношения проводимостей.

1. Вывод дифференциального уравнения закона.

Из дифференциальных уравнений переноса, непосредственно вытекают уравнения закона отношения проводимостей. Например, для двух степеней свободы ($n = 2$) из общих формул (232) и (233) путем деления коэффициентов находим

$$\mathbf{B}_{11}/\mathbf{B}_{22} = \mathbf{K}_{11P}/\mathbf{K}_{22P} = \mathbf{A}_{22P}/\mathbf{A}_{11P}; \quad (436)$$

$$\mathbf{B}_{12}/\mathbf{B}_{11} = \mathbf{K}_{12P}/\mathbf{K}_{11P} = \mathbf{A}_{11P}/\mathbf{A}_{12P}. \quad (437)$$

При написании этих равенств использована формула (224).

В общем случае, когда система имеет n внутренних степеней свободы, из выражений (235) и (236) получаем

$$\mathbf{B}_{ii}/\mathbf{B}_{rr} = \mathbf{K}_{iiP}/\mathbf{K}_{rrP} = \mathbf{A}_{rrP}/\mathbf{A}_{iiP}; \quad (438)$$

$$\mathbf{B}_{ir}/\mathbf{B}_{ii} = \mathbf{K}_{irP}/\mathbf{K}_{iiP} = \mathbf{A}_{iiP}/\mathbf{A}_{irP}. \quad (439)$$

Общие дифференциальные уравнения (436) – (439) выражают закон отношения проводимостей в наиболее универсальном виде. Частные формы дифференциальных уравнений закона отношения проводимостей могут быть получены из частных вариантов уравнений закона переноса. Например, при $n = 2$ из соотношений (253), (254), (262), (263), (271), (272), (280), (281), (436) и (437) находим

$$\alpha_{11}/\alpha_{22} = \beta_{11}/\beta_{22} = \mathbf{L}_{11}/\mathbf{L}_{22} = \mathbf{M}_{11}/\mathbf{M}_{22} = \mathbf{B}_{11}/\mathbf{B}_{22} = \sigma = \mathbf{K}_{11P}/\mathbf{K}_{22P} = \mathbf{A}_{22P}/\mathbf{A}_{11P}; \quad (440)$$

$$\alpha_{12}/\alpha_{11} = \beta_{12}/\beta_{11} = \mathbf{L}_{12}/\mathbf{L}_{11} = \mathbf{M}_{12}/\mathbf{M}_{11} = \mathbf{B}_{12}/\mathbf{B}_{11} = \sigma_{1211} = \mathbf{K}_{12P}/\mathbf{K}_{11P} = \mathbf{A}_{11P}/\mathbf{A}_{12P}. \quad (441)$$

Аналогично получают частные дифференциальные уравнения закона отношения проводимостей для системы с n степенями свободы.

$$\alpha_{ii}/\alpha_{rr} = \beta_{ii}/\beta_{rr} = \mathbf{L}_{ii}/\mathbf{L}_{rr} = \mathbf{M}_{ii}/\mathbf{M}_{rr} = \mathbf{B}_{ii}/\mathbf{B}_{rr} = \sigma = \mathbf{K}_{iiP}/\mathbf{K}_{rrP} = \mathbf{A}_{rrP}/\mathbf{A}_{iiP}; \quad (442)$$

$$\alpha_{ir}/\alpha_{ii} = \beta_{ir}/\beta_{ii} = \mathbf{L}_{ir}/\mathbf{L}_{ii} = \mathbf{M}_{ir}/\mathbf{M}_{ii} = \mathbf{B}_{ir}/\mathbf{B}_{ii} = \sigma_{irii} = \mathbf{K}_{irP}/\mathbf{K}_{iiP} = \mathbf{A}_{iiP}/\mathbf{A}_{irP}. \quad (443)$$

Выведенные уравнения справедливы для любого уровня картины мира. В частности, для наномира (полей) все уравнения (436) – (441) могут быть переписаны с добавлением индекса «нан». Например, из выражений (438) и (439) для наномира получаем

$$\mathbf{B}_{iian}/\mathbf{B}_{rrian} = \mathbf{K}_{iirPn}/\mathbf{K}_{rrPn} = \mathbf{A}_{rrPn}/\mathbf{A}_{iirPn}; \quad (444)$$

$$\mathbf{B}_{irnan}/\mathbf{B}_{iian} = \mathbf{K}_{irPn}/\mathbf{K}_{iirPn} = \mathbf{A}_{iirPn}/\mathbf{A}_{irPn}. \quad (445)$$

Эти уравнения могут быть широко использованы для изучения свойств наномира.

2. Формулировка закона.

Суть закона отношения проводимостей заключается в следующем: **отношение проводимостей для любой пары внутренних степеней свободы системы равно отношению соответствующих емкостей.**

Закон отношения проводимостей связывает между собой наиболее характерные свойства системы — основные и перекрестные емкости и проводимости — для различных форм движения. Поэтому на его основе можно осуществить бесчисленное множество методов экспериментального определения одних свойств по другим для твердых, жидких и газообразных тел. К числу соответствующих свойств относятся термoeмкость (и теплоемкость), термопроводность (и теплопроводность), электроемкость, электропроводность, диэлектрическая постоянная, магнитная проницаемость, вязкость, изотермическая сжимаемость и т.д.

Закон отношения проводимостей есть универсальный закон природы, он принадлежит к числу основных следствий главных законов общей теории. С его помощью могут быть получены многие важные теоретические результаты. В частности, могут быть выведены многочисленные конкретные закономерности, относящиеся к определенным видам проводимостей и емкостей (некоторые из них приведены в работах [4, 5]), в том числе может быть теоретически получен экспериментальный закон Видемана-Франца и установлены границы его применимости.

§ 49. Закон Видемана-Франца.

1. Вывод закона.

В 1853 г. Видеман и Франц экспериментально установили закон, названный их именем. Согласно закону Видемана-Франца, отношение коэффициента теплопроводности L_Q к коэффициенту электропроводности L_Ψ имеет одно и то же значение для всех металлов, взятых при одинаковой температуре, т.е.

$$L_Q/L_\Psi = \text{const.} \quad (446)$$

В 1872 г. Лоренц расширил закон Видемана-Франца, добавив, что отношение проводимостей пропорционально абсолютной температуре. Имеем

$$L_Q/L_\Psi = \sigma T \quad \text{в}^2/\text{град}. \quad (447)$$

Согласно классической электронной теории электропроводности Друде и Лоренца, коэффициент пропорциональности σ имеет следующее постоянное значение:

$$\sigma = 2 \cdot 10^{-8} \text{ в}^2/\text{град}^2 = 20 \text{ нв}^2/\text{град}^2. \quad (448)$$

Выведем теперь закон Видемана-Франца и Лоренца теоретически из закона отношения проводимостей.

В частном случае термоэлектрического ансамбля из формулы (440) получаем

$$L_\Theta/L_\Psi = \sigma = K_{\Theta\mu}/K_{\Psi\mu} \quad \text{в}^2/\text{град}^2. \quad (449)$$

В этом равенстве все коэффициенты взяты при постоянных прочих потенциалах. Оно написано для одной килограмм-молекулы вещества, поэтому соответствующие величины отмечены индексом μ .

Выразим теплопроводность L_Θ и теплоемкость $K_{\Theta\mu}$ через теплопроводность L_Q и теплоемкость C_μ с помощью формул (139) и (329), а электроемкость $K_{\Psi\mu}$ через коэффициент $R_{\Psi\mu}$ и температуру посредством формулы (149):

$$L_\Theta/(TL_\Psi) = \sigma = R_{\Psi\mu}C_\mu \quad \text{в}^2/\text{град}^2. \quad (450)$$

Эту зависимость можно переписать в виде

$$L_Q/L_\Psi = \sigma T = R_{\Psi\mu}C_\mu \quad T \quad \text{в}^2/\text{град}. \quad (451)$$

В правой части этого равенства стоят коэффициент $R_{\Psi\mu}$ и молярная теплоемкость C_μ , обладающие, согласно приближенному закону тождественности (§ 26), примерно одинаковыми значениями для всех металлов. Следовательно, при постоянной температуре постоянные значения имеют коэффициент $R_{\Psi\mu}$, теплоемкость C_μ , коэффициент σ и произведение σT . Таким образом, в частном случае, когда $T = \text{const}$, из равенства (451) вытекает закон Видемана-Франца (446).

Одновременно из теоретической формулы (451) вытекает соотношение (447) Лоренца.

2. Анализ закона.

Из формулы (450), выведенной методами общей теории, следует, что коэффициент σ не может быть величиной постоянной, так как он пропорционален теплоемкости:

$$\sigma = R_{\Psi\mu}C_\mu \quad \text{в}^2/\text{град}^2. \quad (452)$$

Теплоемкость с уменьшением температуры (точнее – термического заряда) уменьшается до нуля (см. теорему о нулевом значении заряда, § 23). Таким образом, возникает исключительно ценная возможность проверить предсказанное общей теорией уменьшение коэффициента σ до нуля при стремлении к нулю температуры T , в то время как, согласно общепринятой точке зрения, должны удовлетворяться равенства (446) – (448). Лучшей проверкой является сопоставление экспериментальных значений коэффициента σ и теплоемкости C_μ при постоянном давлении, найденных независимыми методами.

На рис. 20-а приведены опытные значения молярной теплоемкости различных металлов (алюминий, медь, свинец, серебро и цинк), заимствованные из работы Шредингера, на рис. 21-а – опытные значения коэффициента σ , полученные Мейснером, Лисом и Егером и Диссельхорстом для тех же металлов [19]. Сравнение кривых на обоих рисунках свидетельствует о полной тождественности результатов.

Для большей убедительности сравнения теплоемкости на

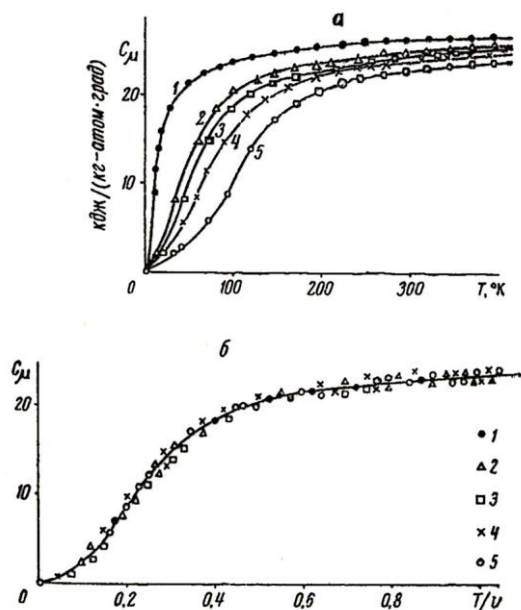


Рисунок 20 Зависимость молярной теплоемкости от температуры:

1 – свинец; 2 – серебро; 3 – цинк; 4 – медь; 5 – алюминий.

рис. 20-б перестроены по методу Шредингера с использованием понятия характеристической температуры ϑ , фигурирующей в теории теплоемкости Дебая. Величина ϑ постоянна для каждого данного вещества. Теплоемкости сравниваются не при одинаковых температурах T , а при одинаковых относительных температурах T/ϑ . В этих условиях вместо пучка кривых (рис. 20-а) получается одна общая кривая (рис. 20-б).

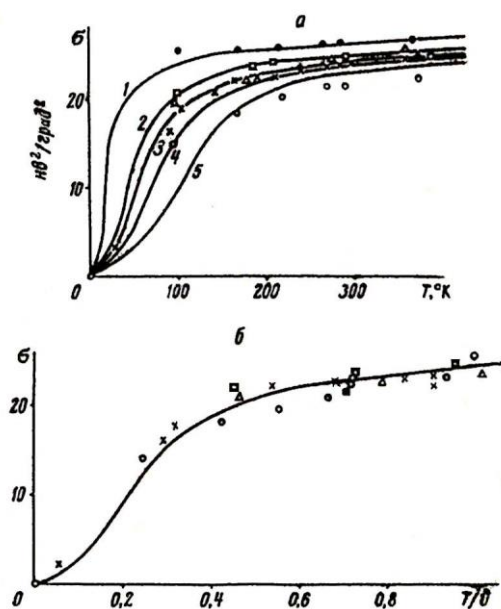


Рисунок 21 Зависимость коэффициента от температуры (обозначения те же, что и на рис. 20).

Учитывая общность природы таких понятий, как емкость и проводимость, автор применил тот же метод сравнения для коэффициентов σ - они сравниваются при одинаковой относительной температуре T/ϑ . Сплошная кривая, соответствующая опытным значениям теплоемкости, перенесена с рис. 20-б на рис. 21-б. Опытные значения коэффициента σ (изображены точками) на рис. 21-б взяты из графиков рис. 21-а. Как видим, во всем диапазоне изменения температуры коэффициент σ практически равен теплоемкости C_μ , умноженной на коэффициент пропорциональности

$$R_{\Psi\mu} = 10^{-12} \text{ кг-атом}/(\text{ф}\cdot\text{град}). \quad (453)$$

Благодаря применению относительной температуры T/ϑ все кривые σ (рис. 21-а), подобно кривым теплоемкости по Шредингеру, собрались в одну общую кривую (рис. 21-б).

Опытные значения коэффициента σ , заимствованные из работы [19], приведены также в табл. 1. Они сравниваются с теоретическими значениями σ_t того же коэффициента, найденными по теплоемкостям.

Таблица 1. **Коэффициенты σ для различных металлов, $\text{нв}^2/\text{град}^2$.**

| Металл | Т, °К | | | | | | | | | | | | R _{фр} ·10 ¹² кг- атом ф·град |
|---------------|----------------|------|----------------|------|----------------|------|----------------|------|----------------|------|----------------|------|--|
| | 103 | | 173 | | 223 | | 273 | | 291 | | 373 | | |
| | σ _T | σ | σ _T | σ | σ _T | σ | σ _T | σ | σ _T | σ | σ _T | σ | |
| | | | | | | | | | | | | | |
| Алюми- ний | 11 | 15 | 18 | 18,1 | 19,5 | 19,8 | 20,9 | 20,9 | 21,2 | 21,3 | 22,2 | 22,7 | 0,93 |
| Железо | 13 | 31 | 21,4 | 29,8 | 24,8 | 29,3 | 26,5 | 29,7 | 27,2 | 29,9 | 29,2 | 28,5 | 1,07 |
| Манга- нин | - | 59,4 | - | 41,6 | - | 35,8 | - | 34,1 | - | 33,4 | - | 29,7 | - |
| Медь | 15,7 | 18,5 | 21 | 21,7 | 22,5 | 22,6 | 23,3 | 23 | 23,5 | 23,2 | 24 | 23,2 | 1,0 |
| Свинец | 25,2 | 25,5 | 25,5 | 25,4 | 26 | 25,2 | 26,4 | 25,3 | 26,5 | 25,1 | 27 | 25,1 | 1,0 |
| Серебро | 20,1 | 20,4 | 23,2 | 22,9 | 24 | 23,6 | 24,1 | 23,3 | 24,2 | 23,3 | 24,5 | 23,7 | 1,0 |
| Цинк | 18,7 | 22 | 22,6 | 23,9 | 23,6 | 24 | 24 | 24,5 | 24,1 | 24,3 | 24,2 | 23,3 | 1,0 |

Анализ имеющихся опытных данных показывает, что предсказания общей теории оправдываются очень хорошо: коэффициент σ есть величина переменная, изменяющаяся по тому же закону, что и теплоемкость. Это заставляет внести в известные законы Видемана-Франца и Лоренца серьезные поправки. Во-первых, металлы надо сравнивать не при одинаковых абсолютных температурах T , а при одинаковых относительных температурах T/ϑ : одинаковым значениям T соответствуют разные теплоемкости (рис. 20-а) и коэффициенты σ (рис. 21-а). Во-вторых, следует пользоваться не постоянным значением коэффициента σ [формула (448)], а переменным, определяемым формулами (452) и (453) или кривой на рис. 21-б.

§ 50. Шестой главный закон движения (увлечения).

1. Вывод вспомогательных формул.

Согласно закону переноса, распространение любого заряда сопровождается переносом всех остальных, входящих в соответствующий ансамбль. Количественная сторона эффекта увлечения одних зарядов другими характеризуется перекрестными проводимостями. При этом действует всеобщий закон, определяющий взаимный (симметричный) характер увлечения зарядами друг друга. Предстоит установить количественную сторону этого эффекта. Причем вначале надо вывести вспомогательные расчетные формулы, связывающие перекрестные емкости, взятые при постоянных потенциалах.

Введем новую функцию, представляющую собой следующую комбинацию энергии и зарядов с потенциалами:

$$\mathbf{A} = \mathbf{U} - \sum_{k=1}^r P_k E_k \quad \text{дж.} \quad (454)$$

Сумма правой части этого уравнения содержит \mathbf{r} слагаемых, причем величина \mathbf{r} может изменять значения в пределах от 0 до \mathbf{n} .

Дифференцирование уравнения (454) дает

$$d\mathbf{A} = d\mathbf{U} - \sum_{k=1}^r P_k dE_k = \sum_{k=1}^r E_k dP_k \quad \text{дж.} \quad (455)$$

В частном случае из уравнений (454) и (455) получаются все известные характеристические функции, или так называемые термодинамические потенциалы: энергия (при $\mathbf{r} = 0$), свободная энтальпия (при $\mathbf{r} = \mathbf{n}$), энтальпия и свободная энергия (при $0 < \mathbf{r} < \mathbf{n}$) [5]. Для дальнейшего важное значение имеет случай, когда $\mathbf{r} = \mathbf{n}$. При этом из выражений (8) и (455) получаем

$$d\mathbf{A} = - \sum_{k=1}^n E_k dP_k \quad \text{дж.} \quad (456)$$

Для термомеханической системы ($\mathbf{n} = 2$) эта формула определяет свободную энтальпию

$$d\Phi = d\mathbf{A} = \mathbf{V}d\mathbf{p} - \Theta d\mathbf{T} \quad \text{дж.} \quad (457)$$

Воспользуемся из уравнения (456) двумя слагаемыми, помеченными индексами \mathbf{i} и \mathbf{r} . Величина $d\mathbf{A}$ есть полный дифференциал, поэтому:

$$\mathbf{E}_i = (\partial \mathbf{A} / \partial \mathbf{P}_i)_{\mathbf{Pr}}; \quad \mathbf{E}_r = (\partial \mathbf{A} / \partial \mathbf{P}_r)_{\mathbf{Pi}}. \quad (458)$$

Продифференцируем \mathbf{E}_i по \mathbf{P}_r и \mathbf{E}_r по \mathbf{P}_i . Имеем

$$(\partial \mathbf{E}_i / \partial \mathbf{P}_r)_{\mathbf{Pi}} = \partial^2 \mathbf{A} / (\partial \mathbf{P}_i \partial \mathbf{P}_r); \quad (459)$$

$$(\partial \mathbf{E}_r / \partial \mathbf{P}_i)_{\mathbf{Pr}} = \partial^2 \mathbf{A} / (\partial \mathbf{P}_r \partial \mathbf{P}_i). \quad (460)$$

Отсюда видно, что

$$(\partial \mathbf{E}_i / \partial \mathbf{P}_r)_{\mathbf{Pi}} = (\partial \mathbf{E}_r / \partial \mathbf{P}_i)_{\mathbf{Pr}}. \quad (461)$$

Это равенство выражает известное математическое правило взаимности, согласно которому перекрестные производные, взятые от одноименных величин, между собою равны. Применительно к двум степеням свободы соотношение (461) выглядит следующим образом:

$$(\partial \mathbf{E}_1 / \partial \mathbf{P}_2)_{\mathbf{P}_1} = (\partial \mathbf{E}_2 / \partial \mathbf{P}_1)_{\mathbf{P}_2}. \quad (462)$$

Для термомеханической системы получаем

$$(\partial \mathbf{V} / \partial \mathbf{T})_{\mathbf{p}} = - (\partial \Theta / \partial \mathbf{p})_{\mathbf{T}}. \quad (463)$$

Формулы (461) – (463) содержат все необходимое, чтобы найти уравнение закона увлечения.

2. Дифференциальное уравнение закона.

Сопоставление соотношений (223) и (461) показывает, что перекрестные проводимости \mathbf{K}_{irP} и \mathbf{K}_{riP} (емкости при постоянных потенциалах), входящие в обобщенные уравнения переноса (221), между собой равны, т.е.

$$\mathbf{K}_{irP} = \mathbf{K}_{riP}. \quad (464)$$

Из сравнения равенств (219) и (462) видно, что ($\mathbf{n} = 2$)

$$\mathbf{K}_{12P} = \mathbf{K}_{21P}. \quad (465)$$

Аналогично для общего уравнения переноса (229) при $\mathbf{n} = 2$ из выражений (233) и (465) получаем

$$\mathbf{B}_{12} = \mathbf{B}_{21}. \quad (466)$$

В общем случае \mathbf{n} степеней свободы для уравнения (234) из выражений (236) и (464) находим

$$\mathbf{B}_{ir} = \mathbf{B}_{ri}. \quad (467)$$

Точно так же для всех частных уравнений переноса § 34 имеем

$$\alpha_{12} = \alpha_{21}; \quad (468)$$

$$\alpha_{ir} = \alpha_{ri}; \quad (469)$$

$$\beta_{12} = \beta_{21}; \quad (470)$$

$$\beta_{ir} = \beta_{ri}; \quad (471)$$

$$\mathbf{L}_{12} = \mathbf{L}_{21}; \quad (472)$$

$$\mathbf{L}_{ir} = \mathbf{L}_{ri}; \quad (473)$$

$$\mathbf{M}_{12} = \mathbf{M}_{21}; \quad (474)$$

$$\mathbf{M}_{ir} = \mathbf{M}_{ri}. \quad (475)$$

Соотношения (464) – (475) представляют собой дифференциальные уравнения закона увлечения. Они справедливы для любых условий – стационарного и нестационарного режимов, любого числа степеней свободы и т.д., а также для любого уровня мироздания. В частности, они справедливы для уравнений (335). Нестационарным уравнениям переноса (345) и (349)

отвечают равенства (472) и (473). Для нестационарных уравнений (395) и (396), описывающих процесс распространения нанозарядов (полей) справедливы соотношения

$$L_{12\text{нан}} = L_{21\text{нан}}; \quad (476)$$

$$L_{i\text{гнан}} = L_{гi\text{нан}}. \quad (477)$$

Частным случаем уравнений (468) - (475) являются так называемые соотношения взаимности Онзагера в его термодинамике необратимых процессов (§ 86).

3. Формулировка закона.

Закон увлечения, как уже отмечалось, свидетельствует о наличии симметрии во взаимном увлечении потоков. Согласно этому закону, **любая данная (например, первая) сила влияет на поток другого (второго) заряда количественно так же, как вторая сила влияет на поток первого заряда.**

В физическом плане понять механизм симметричного изменения свойств движения очень легко, если вспомнить, что заряды объединены между собой в особые более или менее устойчивые ансамбли. В ансамблях между различными квантами зарядов существует связь определенной интенсивности. Интенсивностью связи определяется величина перекрестных коэффициентов переноса, а обоюдный характер делает эти коэффициенты одинаковыми.

Например, если речь идет о термоэлектрической системе, то сила связи между термонами и электронами определяет величину перекрестных проводимостей $\mathbf{V}_{\Theta\psi}$ и $\mathbf{V}_{\psi\Theta}$. Первый коэффициент характеризует силу, с которой термоны увлекаются электронами под действием разности электрических потенциалов, а второй – силу, с которой электроны увлекаются термонами под действием разности температур.

равенство перекрестных коэффициентов $\mathbf{V}_{\Theta\psi}$ и $\mathbf{V}_{\psi\Theta}$ вызвано следующими обстоятельствами. При перемещении термонов относительно электронов (и наоборот) совершается работа, которая по физическому смыслу представляет собой работу трения, или диссипации (ее можно назвать также работой увлечения). Очевидно, процессы увлечения термонами электронов и электронами термонов должны протекать так, чтобы одинаковыми оказались работы (не силы, не пройденные зарядами пути и не величины самих зарядов, а именно работы) связанных зарядов против сил связи. Но равенство работ трения это и есть равенство коэффициентов $\mathbf{V}_{\Theta\psi}$ и $\mathbf{V}_{\psi\Theta}$. Чтобы в этом

убедиться, достаточно внимательно посмотреть на полученные ранее тождества (464) – (477). Все они могут быть приведены к следующему общему виду:

$$\partial \mathbf{P}_i \partial \mathbf{E}_i = \partial \mathbf{P}_r \partial \mathbf{E}_r \quad \text{дж.} \quad (478)$$

В левой и правой частях этого равенства стоят работы трения (диссипации) связанных зарядов \mathbf{i} и \mathbf{r} (подробнее о диссипации говорится в следующей главе).

Таким образом обнаруживается исключительно важное с теоретической и практической точек зрения единство физического механизма следующих эффектов: проявления связи между различными свойствами движения, увлечения заряда другим и трения (диссипации).

Глава VI. Диссипация движения.

§ 51. Седьмой главный закон движения (диссипации).

1. Вывод дифференциального уравнения закона.

Следующим по сложности явлением (формой движения) служит диссипация. Суть этого явления состоит в том, что перенос любого заряда сопровождается совершением работы против сил связи этого заряда с другими зарядами. Соответствующая работа есть работа трения, или диссипация. Явление диссипации занимает более высокую ступень в общей классификации усложняющегося движения. Оно включает в себя все более простые явления.

Количественная сторона рассматриваемого эффекта определяется законом диссипации. Этим законом замыкается система главных принципов (законов) общей, или единой, теории. Главные принципы, будучи выведенными из основного постулата, в свою очередь служат фундаментом для получения других законов, которым подчиняются различные формы движения, в том числе самые сложные. Такая преемственность объясняется тем, что главные принципы непосредственно и полностью определяют поведение простейших форм движения, а эти последние входят в качестве неперменных составных частей во все более сложные.

Для вывода дифференциального уравнения закона диссипации рассмотрим процесс распространения заряда в проводнике (системе), изображенном на рис. 8. Торцовые плоскости, отвечающие значениям координат \mathbf{x} и $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$, являются изопотенциальными поверхностями со значениями потенциала $\mathbf{P} + d\mathbf{P}_d$ и \mathbf{P} соответственно. Выделенная система на рис. 8 заштрихована.

Будем считать, что режим стационарный. При этом заряд как бы пронизывает рассматриваемую систему. Он входит в нее слева через торцовую поверхность с координатой \mathbf{x} и выходит справа через торцовую поверхность с координатой $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$. Обмена зарядом на боковой (цилиндрической) поверхности си-

стемы нет, так как градиент потенциала в направлении, перпендикулярном к оси \mathbf{x} , равен нулю.

Количество заряда, перенесенного через систему при $\mathbf{n} = 1$, определяется выражениями (238) и (241), преобразованными к виду

$$d\mathbf{E} = \mathbf{J}\mathbf{F}dt = \mathbf{I}dt. \quad (479)$$

Переход заряда $d\mathbf{E}$ через контрольную поверхность на входе и на выходе из системы сопровождается совершением работы, величина которой находится по формуле (10). При входе заряда в систему через часть контрольной поверхности с потенциалом $\mathbf{P}' = \mathbf{P} + d\mathbf{P}_d$ заряд $d\mathbf{E}$ совершает работу

$$dQ' = \mathbf{P}'d\mathbf{E} = (\mathbf{P} + d\mathbf{P}_d)d\mathbf{E} \quad \text{дж.} \quad (480)$$

Согласно правилу знаков (§ 9) работа dQ' положительна. При этом надо говорить, что окружающая среда совершает работу над системой.

Выходя из системы через контрольную поверхность с потенциалом $\mathbf{P}'' = \mathbf{P}$, заряд совершает работу

$$dQ'' = \mathbf{P}d\mathbf{E} \quad \text{дж.} \quad (481)$$

Эта работа отрицательна. При этом говорят, что система совершает работу на окружающей средой.

Работа dQ' входа заряда в систему превышает работу dQ'' выхода из системы. Разность работ

$$dQ_d = dQ'' - dQ' = \mathbf{P}''d\mathbf{E} - \mathbf{P}'d\mathbf{E} = \mathbf{P}d\mathbf{E} - (\mathbf{P} + d\mathbf{P}_d)d\mathbf{E} = -\mathbf{P}_dd\mathbf{E} \quad \text{дж,} \quad (482)$$

или

$$dQ_d = -\mathbf{P}_dd\mathbf{E} \quad \text{дж.} \quad (483)$$

Величина dQ_d представляет собой ту работу, которую совершает заряд, проходя внутри системы. Согласно выражению (483), работа dQ_d пропорциональна разности потенциалов $d\mathbf{P}_d$ и количеству протекшего заряда $d\mathbf{E}$.

В общем случае работа dQ_d диссипации может быть как положительной, так и отрицательной – все зависит от характера изучаемого процесса. Для того процесса, который изображен на рис. 8, разность $d\mathbf{P}_d$ является отрицательной, а работа dQ_d – положительной.

Знак минус в правой части уравнения (483) поставлен по той причине, что потенциалы в нашем мире условно считаются положительными, а сопряженные с ними заряды самопроизвольно распространяются в сторону от большего значения потенциала к меньшему (рис. 3, вверху). Если принять противоположный характер распространения заряда – от меньшего потенциала к большему (рис. 3, внизу), – то в уравнении (483)

должен появиться знак плюс. Такой вид имеет дифференциальное уравнение диссипации для антимира.

2. Термическая работа, или теплота, диссипации.

Из дифференциального уравнения диссипации (483) видно, что прохождение любого заряда через систему сопровождается совершением работы dQ_d , именуемой **работой трения**. Природа этого эффекта понятна: заряд при своем распространении преодолевает силовое воздействие (сопротивление) со стороны других зарядов.

Опыт показывает, что независимо от рода рассматриваемой степени свободы системы (элементарной формы движения) работа трения **всегда** проявляется в виде **термической работы**. Иными словами, перенос любого заряда всегда сопровождается выделением или поглощением (возникновением или уничтожением) определенного количества термического заряда.

В отдельных случаях, когда термический заряд в системе выделяется, происходит его рассеяние в окружающей среде. На этом основании работа трения называется также термической работой **диссипации** (или просто работой диссипации), а соответствующий ей термический заряд – термическим зарядом диссипации (по-латински *dissipare* - рассеивать).

Термическую работу часто называют **теплотой**.

Таким образом, эффект диссипации сопровождается изменением активности (потенциала) любой данной формы движения и превращением ее в активность (и количество) термической. Если заряд распространяется в сторону убывающего потенциала, то активность данной формы движения убывает, а термической – возрастает. Если заряд движется в обратном направлении, то активность данной формы движения возрастает за счет активности (и количества) термической. Это есть своеобразный вид взаимных превращений активностей различных форм движения. Он находит широкое применение на практике, например, в электрических нагревательных устройствах, при добывании теплоты (и огня) с помощью трения и т.п.

3. Формулировка закона.

Количественная сторона эффекта диссипации определяется дифференциальным уравнением (483), которое выражает **пятый главный закон (принцип) общей теории – закон диссипации.**

Согласно закону диссипации, **количество тепла диссипации, выделяемого (рождаемого) или поглощаемого (уничтожаемого) на некотором участке проводника, равно разности потенциалов на этом участке, умноженной на количество перенесенного заряда.** При этом имеется в виду разность потенциалов, обусловленная только эффектом трения (§ 52).

Необходимо особо подчеркнуть, что теплота диссипации способна не только рождаться, но и уничтожаться. Этот факт зафиксирован в формулировке как закона диссипации, так и основного постулата (речь идет о плюс- и минус-трении).

Теплота диссипации рождается во всех тех случаях, когда данный заряд распространяется в сторону убывающего потенциала (рис. 8). В физике принято рассматривать процессы только такого направления. В антимире рождение теплоты диссипации соответствует процессу распространения заряда в сторону возрастающего потенциала (рис. 3, внизу).

Теплота диссипации уничтожается во всех тех случаях, когда заряд распространяется в сторону возрастающего потенциала. Такие условия перемещения заряда не являются редкостью. Они встречаются в природе так же часто, как и процессы обратного направления. В антимире уничтожение теплоты диссипации отвечает процессу переноса заряда в сторону убывающего потенциала.

На рис. 22 приведены соответствующие примеры. На схемах **а** и **б** этого рисунка суммарная разность потенциалов между точками **А** и **В** проводника остается отрицательной, поэтому общее количество тепла диссипации оказывается положительным (в сумме теплота диссипации рождается). Но на участке **CD** проводника заряд течет в сторону возрастающего потенциала, следовательно, здесь теплота диссипации отрицательна (она уничтожается).

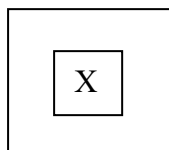


Рисунок 22 Схема распространения заряда в проводнике с участком **CD**, на котором теплота (термический заряд) диссипации уничтожается.

[В уцелевшем корректорском экземпляре книги рис. 22 отсутствует. - ВВА]

Сделанный вывод можно подтвердить с помощью уравнения (483). Согласно этому уравнению, количество тепла диссипации, поглощенного проводником на участке **CD**

$$Q_{дCD} = - \Delta P_{дCD} \Delta E = - (P_D - P_C) \Delta E \quad \text{дж.} \quad (484)$$

Эта теплота отрицательна, т.к. $P_D > P_C$. Она в процессе переноса заряда ΔE уничтожается. Суммарное количество тепла диссипации, выделившегося на участке **AB**,

$$Q_{дAB} = Q_{дAC} + Q_{дDB} - Q_{дCD} = - (P_B - P_A) \Delta E \quad \text{дж.} \quad (485)$$

Эта теплота положительна, т.к. $P_A > P_B$.

К возрастанию потенциала вдоль проводника (рис. 22-а) приводит так называемый линейный эффект. Этот эффект возникает во всех случаях, когда данный заряд распространяется в неоднородном поле не сопряженного с ним потенциала. Скачки потенциала (рис. 22-б) наблюдаются в местах контакта разнородных тел. Оба эффекта – линейный и контактный – встречаются, например, в термодинамических парах (гл. XII).

Процессы взаимодействия тел природы, в которых наблюдаются линейный и контактный эффекты, столь многочисленны, что фактически человек сталкивается с поглощением теплоты диссипации на каждом шагу. Ученые давно обнаружили эти эффекты в электрических явлениях. Однако правильно расшифровать их физическую природу до последних лет не удавалось. Возможность теоретически предсказать и экспериментально обнаружить неисчислимое количество реальных процессов, в которых происходит не только выделение, но и поглощение теплоты диссипации, следует рассматривать как крупное принципиальное достижение общей теории. Нелишне напомнить, что времен Клаузиуса принято считать, что в природе возможны только процессы выделения теплоты диссипации (плюс-трения).

§ 52. Примеры применения закона.

1. Закон сохранения энергии Майера.

Рассмотрим несколько конкретных примеров применения закона диссипации к различным процессам на уровне макро-, микро- и субмикромиров. Часть этих примеров, относящихся к макромиру, хорошо известна, однако она получила правильное

толкование только в рамках общей теории. До этого общего закона диссипации не существовало, поэтому упомянутым примерам не придавали должного значения. Обсуждая конкретные примеры, особое внимание обратим на тонкости, которые при использовании закона диссипации не следует упускать из виду, чтобы не впасть в ошибку. Начнем с обсуждения закона сохранения энергии Майера.

В 1842 г. Майер наблюдал превращение механической работы в работу трения, т.е. теплоту, на примере вращения мешалки, приводимой в движение падающим грузом, в воде калориметра. Примерно в это же время аналогичные опыты были поставлены Джоулем. Работа падающего груза сопоставлялась с повышением температуры воды, и таким образом был найден термический эквивалент работы. С этими опытами обычно связывается открытие закона сохранения энергии.

Из предыдущего ясно, что Майер и Джоуль фактически открыли не закон сохранения энергии, а лишь опытным путем нащупали совершенно незнакомый им эффект диссипации. Могучая интуиция увела обоих ученых от идей диссипации, и они сделали обобщающий вывод об эквивалентности теплоты и работы. Однако из опытов Майера и Джоуля практически и нельзя было бы установить закон диссипации, так как механическая (гидродинамическая) форма движения не была ими расшифрована в деталях.

Любопытно отметить, что Гельмгольц (1847) обобщил закон сохранения энергии на все формы движения материи, отталкиваясь преимущественно от опытных данных, касающихся проявления именно диссипативного эффекта. Таким образом, закон сохранения энергии обязан своим происхождением эффекту диссипации, т.е. в основе его открытия лежит недоразумение. Идеи сохранения оказались настолько важными, что они заслонили своеобразие (диссипативный характер) наблюдаемых процессов превращения, и принцип диссипации был сформулирован в качестве одного из главных законов природы лишь в 1956 г. в общей теории. Значительно ближе подошел Джоуль (а также Ленц) к закону диссипации при исследовании электрических явлений.

2. Закон Джоуля-Ленца.

Тепловое действие электрического тока было открыто Джоулем в 1843 г. и Ленцем в 1844 г. С тех пор соответствующий закон носит название закона Джоуля-Ленца. Согласно

этому закону, количество выделяющегося тепла (так называемая джоулева теплота)

$$Q_d = - \Delta \phi I_{\Psi} \Delta t = - \Delta \phi \Delta \Psi \quad \text{дж} \quad (486)$$

или (в дифференциальной форме)

$$dQ_d = - d\phi d\Psi \quad \text{дж}, \quad (487)$$

где I_{Ψ} - сила электрического тока, а;

$\Delta \phi$ - разность потенциалов на концах проводника, в;

Δt - время, сек;

$\Delta \Psi$ - количество электрического заряда, протекающего через проводник, к.

Выражение (487) широко используется для практических расчетов. Оно является частным случаем общего дифференциального уравнения (483) закона диссипации. Эта формула служит недвусмысленным намеком на существование общего принципа диссипации. Однако этот намек в свое время не был правильно понят.

3. Гидродинамические явления.

При движении объема dV жидкости (или газа) по трубе совершается работа

$$dQ_d = - dp dV \quad \text{дж} \quad (488)$$

или (в конечных разностях)

$$Q_d = - \Delta p \Delta V \quad \text{дж}. \quad (489)$$

Эту работу совершает жидкость, преодолевающая внутреннее сопротивление системы. Работа Q_d трения превращается в теплоту, т.е. в процессе течения жидкости активность механической формы движения превращается в термическую, причем количественной мерой превращения является величина Q_d . Формула типа (489) иногда применяется в гидродинамических расчетах для определения потерь энергии в трубопроводах, например, с целью нахождения потребной мощности вентилятора. Однако при использовании подобного рода формул надо иметь в виду определенные тонкости, чтобы избежать ошибок. Об этих тонкостях говорится в конце настоящего параграфа.

Приведенные примеры исчерпывают известные случаи использования закона диссипации на практике. Причем все они обычно рассматриваются в качестве иллюстрации к закону сохранения энергии. Им не принято придавать смысла закона диссипации. Все эти примеры относятся к макромиру. Принято считать, что в условиях микромира диссипация отсутствует.

4. Микро- и наномир.

Всеобщий закон диссипации действует на любом уровне мироздания. При этом форма закона, выраженная уравнением (483), не изменяется при переходе с одного уровня на другой. Но способ применения закона сильно зависит от конкретных условий, особенно если сочетаются макро-, микро- и нанотела.

Отличительная особенность микромира состоит в том, что термический заряд выделяется и поглощается в виде отдельных элементарных квантов – термонов. Энергия, которую уносит или приносит каждый такой термон, определяется температурой рассматриваемой системы (частицы). Суммарный эффект диссипации зависит от общего числа родившихся или поглощенных (уничтоженных) термонов.

В качестве примера микроскопического процесса, сопровождаемого рождением термонов, можно привести аннигиляцию электрона-частицы и позитрона-частицы. Этот процесс характеризуется большой разностью потенциалов ΔP , поэтому эффект диссипации играет в нем важную роль.

Известен также обратный процесс рождения пары частиц – электрона и позитрона – из фотонов. В этом процессе происходит уничтожение квантов термического заряда – термонов. За их счет скачкообразно возрастает активность электрической формы движения в условиях мира и антимира.

Что касается наномира (субмикромир), то в нем эффекты диссипации проявляются крайне слабо (мало заметно). Это относится даже к процессам аннигиляции поля и антиполя. Соответствующие процессы происходят, например, в зоне встречи электрических нанозарядов и антинанозарядами, если взаимодействуют между собой положительный и отрицательный макроскопические или микроскопические электрические заряды.

На факт существования эффектов диссипации в наномире указывают формулы (370), (407) и (409). Если бы при распространении нанозарядов трение (диссипация) отсутствовало бы, тогда проводимость $L_{\text{нан}}$ была бы равна бесконечности и потенциал мгновенно принимал бы одно и то же постоянное значение P_0 во всех точках неограниченного пространства. Такая картина наблюдалась бы для любого источника – плоского, цилиндрического и сферического. Именно благодаря трению скорость распространения нанозарядов не бесконечно велика, а предельное распределение потенциала для цилиндрического и сферического источников соответствует кривым 2 и 3 на рис.

19. Этот вывод является единственным, который объясняет все наблюдаемые в экспериментах результаты.

4. Примеры неправильного применения закона диссипации.

Закон диссипации характеризует потери активности движения данной формы, связанные с преодолением зарядом dE внутреннего сопротивления проводника. В связи с этим разность потенциалов ΔP_d , входящая в дифференциальное уравнение (483) диссипации, должна быть обязательно обусловлена только потерями на трение. В противном случае неизбежны ошибки.

Если система располагает одной степенью свободы (гипотетический случай, к которому иногда можно свести возникшую на практике задачу), то любая разность (любое изменение) потенциалов dP в ней может быть вызвана только диссипацией – положительной или отрицательной. Поэтому в условиях одной степени свободы ($n = 1$) закон диссипации, выраженный дифференциальным уравнением (483), может использоваться без всяких оглядок.

Если система располагает несколькими степенями свободы ($n > 1$), то картина существенно изменяется. При этом подставлять наблюдаемое в опыте значение разности потенциалов dP в формулу (483) без предварительного анализа явления нельзя. Иначе может быть получен неверный результат.

Действительно, согласно основному постулату, каждый потенциал есть однозначная функция всех зарядов. Поэтому разность dP данного потенциала может быть обусловлена не только переносом данного заряда (диссипацией), но и изменениями всех других зарядов из числа n связанных степеней свободы. В этих условиях из общей (наблюдаемой) разности dP надо выделить диссипативную часть dP_d , вызванную внутренним сопротивлением системы, и только эту диссипативную разность dP_d подставлять в уравнение (483) закона диссипации.

Легче всего диссипативная часть разности потенциалов выделяется в том случае, если известно сопротивление системы. При этом из уравнения (483) закона диссипации целесообразно исключить разность потенциалов, выразив ее непосредственно через сопротивление. Например, из формул (313) и (483) получаем

$$Q_d = -\Delta P_d \Delta E = JFR \Delta E = IR \Delta E_{дж}. \quad (490)$$

Здесь величину заряда можно выделить через поток или, наоборот, поток – через заряд. Из выражений (314) и (490) находим

$$Q_d = J^2 F^2 R \Delta t = I^2 R \Delta t \quad дж \quad (491)$$

или

$$Q_d = (R/\Delta t) \Delta E^2 \quad дж \quad (492)$$

Формулы, подобные (490) – (492), можно получить для любого вида сопротивления. Преимущество этих формул заключается в том, что они не содержат разность потенциалов, которая может возникать вследствие целого ряда причин, а не только вследствие наличия внутреннего сопротивления. Это исключает возможность ошибки.

Рассмотрим несколько конкретных примеров неправильного применения закона диссипации.

Первым характерным примером может служить гидрокINETическая система, для которой по формуле (489) определяют гидродинамические потери на трение. Система располагает двумя степенями свободы – гидродинамической и кинетической. Поэтому разность давлений Δp в общем случае может быть вызвана не только диссипацией, но и изменением второго заряда – количества движения K , т.е. скорости ω жидкости.

В частном случае стационарного течения несжимаемой жидкости по каналу постоянного сечения (рис. 23-а) полная

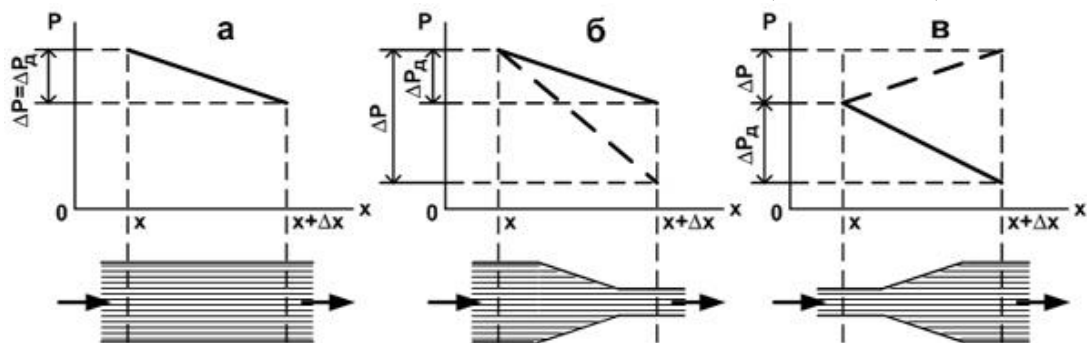


Рисунок 23 Схема течения жидкости на цилиндрическом (а), сужающемся (б) и расширяющемся (в) участках канала.

разность давлений Δp на участке канала Δx равна ее диссипативной составляющей Δp_d . При этом скорость жидкости по длине канала не изменяется, так как вторая – кинетическая – форма движения себя не проявляет. В этом случае в расчетную формулу (489) подставляется наблюдаемое значение $\Delta p = \Delta p_d$.

Если канал имеет переменное сечение, то скорость потока изменяется по длине: происходит превращение активности гидродинамической формы движения в активность кинетической и наоборот. В этих условиях фактическая разность давлений Δp может быть больше ($\Delta p > \Delta p_d$, рис. 23-б) или меньше ($\Delta p < \Delta p_d$, рис 23-в) диссипативной составляющей Δp_d . Подставить величину Δp в формулу (489) было бы неверно. Для правильного определения теплоты диссипации надо из разности Δp выделить величину Δp_d и ею воспользоваться для расчета.

При сильном увеличении сечения канала (рис. 23-в) давление на выходе может стать больше давления на входе. Это не значит, что жидкость должна потечь в обратном направлении или теплоты диссипации должна не выделяться, а поглощаться. Это только означает, что в дело вмешалась вторая степень свободы и поэтому надо быть начеку, чтобы не ошибиться.

Второй характерный пример относится кинетическогравитационной системе – тележке на рельсах. Если тележка движется с трением по горизонтально расположенным рельсам, то ее скорость ω постепенно уменьшается. Теплота диссипации определяется по формуле

$$Q_d = - \Delta \omega \Delta K \quad \text{дж.} \quad (493)$$

В данном случае разность скоростей $\Delta \omega$ отрицательна, ее появление обусловлено эффектом трения, гравитационная форма движения на величину $\Delta \omega$ не влияет, так как тележка движется горизонтально.

Если тележку заставить двигаться по инерции в гору, то наблюдаемое уменьшение скорости $\Delta \omega$ будет заметно превышать диссипативное $\Delta \omega_d$. Превышение $\Delta \omega$ над $\Delta \omega_d$ связано с действием сил гравитации. При этом активность кинетической формы движения превращается в активность гравитационной. Величиной $\Delta \omega$ было бы неправильно пользоваться для расчетов по формуле (493).

Еще более резкая разница между $\Delta \omega$ и $\Delta \omega_d$ получится, если тележка ударится о препятствие. При абсолютно упругом соударении наблюдаемое изменение скорости

$$\Delta \omega = 2\omega \quad \text{м/сек,}$$

ибо тележка после удара изменяет скорость на обратную, в то время как $\Delta\omega_d$ имеет небольшое значение. Ошибка при подстановке в выражение (493) вместо разности $\Delta\omega_d$ величины $\Delta\omega$ получается максимальной. При абсолютно неупругом (пластическом) соударении тележка останавливается, поэтому ошибки в расчетах не возникает, т.к.

$$\Delta\omega = \Delta\omega_d = \omega \quad \text{м/сек.}$$

Во всех подобных случаях расчет заметно упрощается, если в формулу для теплоты (или термического заряда) диссипации вместо разности потенциалов ΔP подставить величину заряда (потока) и сопротивление системы. Именно с этой целью правые части формул (490) – (492) преобразованы так, чтобы можно было пользоваться более удобными для расчета величинами.

Формулы типа (489) и (493), записанные в конечных разностях, в общем случае справедливы для сравнительно малых разностей потенциалов Δp и $\Delta\omega$. При значительных разностях потенциалов расчетная формула должна быть получена путем соответствующего интегрирования общего выражения (489). При этом должна быть учтена связь, существующая между величинами dP и dE . Например, формула (493) для абсолютно неупругого соударения тележки с препятствием имеет вид

$$Q_d = (1/2)m\omega^2 \quad \text{дж,} \quad (494)$$

так как разность $\Delta\omega = \omega$, а изменение количества движения и изменение скорости связаны соотношением

$$dK = md\omega \quad \text{н·сек/м.}$$

§ 53. Термический заряд диссипации.

1. Количество заряда.

Дифференциальное уравнение диссипации (483) определяет термическую работу, которую совершает выделяющийся или поглощаемый системой термический заряд диссипации в процессе распространения любого данного заряда. Количество выделившегося или поглощенного термического заряда легко находится с помощью выражения (59), записанного в виде

$$dQ_d = Td\Theta_d \quad \text{дж,} \quad (495)$$

и формулы (483):

$$d\Theta_d = dQ_d/T = - (dP_d dE)/T \quad \text{дж/град,} \quad (496)$$

где T – температура системы, °К.

Количество термического заряда диссипации пропорционально dP_d и количеству протекшего через систему заряда dE и обратно пропорционально температуре T .

Из предыдущего ясно, что величина $d\Theta_d$ может быть как положительной, так и отрицательной. Термический заряд системой выделяется (величина $d\Theta_d$ положительна), если данный заряд распространяется в сторону убывающего потенциала и поглощается (величина $d\Theta_d$ отрицательна), если данный заряд распространяется в обратную сторону.

Закон диссипации есть универсальный закон природы, он справедлив для любых форм движения, в том числе для термической. Поэтому распространение термического заряда также сопровождается выделением или поглощением термического заряда диссипации (плюс- или минус-трением).

В частном случае термических явлений из выражения (496) находим

$$d\Theta_d = - (dT_d d\Theta) / T_{дж} / \text{град}. \quad (496)$$

Аналогичные формулы можно написать для любых других явлений.

2. Скорость возникновения или уничтожения термического заряда и теплоты диссипации.

Разделив величину $d\Theta_d$ на объем системы dV и время dt , получим количество термического заряда диссипации, который возникает или уничтожается в единице объема за единицу времени. Эту величину назовем удельной скоростью возникновения или уничтожения термического заряда диссипации и обозначим буквой σ :

$$\sigma = d\Theta_d / (dV dt) = - (dP_d dE) / (T dV dt) = (WV) / (C D T dV dt) \text{ вт} / (\text{м}^3 \cdot \text{град}). \quad (498)$$

В частном случае, если рассматриваются поток J [формула (238)] и сила Y [формула (247)], из выражения (498) находим

$$\sigma = (JY) / T \text{ вт} / (\text{м}^3 \cdot \text{град}), \quad (499)$$

так как $dV = F dx$.

Для термических явлений

$$\sigma = (J_\Theta Y_\Theta) / T \text{ вт} / (\text{м}^3 \cdot \text{град}). \quad (500)$$

Частная формула (499) совпадает с соответствующим выражением Онзагера в его термодинамике необратимых процессов.

Теплота и термический заряд диссипации связаны между собой соотношением (495). Следовательно, количество тепла

диссипации, возникающего или уничтожающегося в единице объема системы за единицу времени может быть найдено по общей формуле

$$T\sigma = (Td\Theta_d)/(dVdt) = - (dP_d dE)/(dVdt) = (WV)/(CDdVdt) \text{ вт/м}^3. \quad (501)$$

В частном случае потока J и силы Y

$$T\sigma = JY \text{ вт/м}^3, \quad (502)$$

причем для термических явлений

$$T\sigma = J_\Theta Y_\Theta \text{ вт/м}^3. \quad (503)$$

Выражения (499) и (502) используются при анализе теории Онзагера.

§ 54. Необратимый и обратимый процессы.

1. Количественная мера необратимости.

Вопрос о необратимости реальных процессов является одним из самых важных и вместе с тем самых трудных и запутанных вопросов теории. За последние сто лет ему было посвящено бесчисленное множество исследований, однако, мягко выражаясь, это не сделало его менее запутанным.

Упомянутый вопрос однозначно, просто и естественно решается в рамках общей теории, которая вносит в него полную ясность и дает необходимые качественные и количественные определения. Термин необратимый процесс возник в связи с тем, что на основе теории Клаузиуса было обнаружено появление теплоты диссипации в реальных процессах. Вместе с тем были не известны процессы, в которых теплота диссипации поглощалась бы. Это послужило основанием для заключения об одностороннем, т.е. необратимом, превращении всех форм движения материи в термическую. В результате все **реальные** процессы получили наименование **необратимых**.

В настоящей книге также применяется термин необратимый процесс. Однако в него вкладывается тот смысл и необратимые процессы наделяются теми свойствами, которые непосредственно вытекают из общей теории. На этой основе ниже разбирается несколько широко распространенных заблуждений, касающихся определения и толкования терминов обратимый и необратимый процессы.

В общей теории термин необратимый, или реальный, процесс сохраняется за теми процессами, которые протекают с выделением или поглощением термического заряда диссипа-

ции, причем под процессом понимается всякий перенос обобщенного заряда. Следовательно, главным признаком любого реального, или необратимого, процесса является возникновение или уничтожение термического заряда диссипации.

О количественной стороне необратимости любого процесса можно судить по величине выделяющегося или поглощаемого термического заряда диссипации. Поэтому **величина термического заряда диссипации есть количественная мера необратимости** любого данного процесса переноса обобщенного заряда.

Если при течении через систему некоторого заряда количество термического заряда диссипации велико, то велика и степень необратимости рассматриваемого процесса течения; если количество термического заряда диссипации мало, то мала и степень необратимости процесса. В пределе, если количество термического заряда диссипации обращается в нуль, процесс течения становится **обратимым**.

На практике судить о степени необратимости процесса по количеству термического заряда диссипации не всегда удобно, так как не всегда легко удастся определить величину термического заряда диссипации. Поэтому ниже даются более простые и удобные количественные характеристики обратимых и необратимых процессов.

2. Критерий необратимости.

Согласно закону диссипации, необратимому процессу должны отвечать конечные разности потенциалов ΔP_d , под действием которых происходит перенос данного заряда. При этом возникает и уничтожается заметное количество термического заряда диссипации. Обратимому процессу переноса заряда соответствуют бесконечно малые, в пределе нулевые, разности потенциалов ΔP_d , или нулевые количества термического заряда диссипации. Следовательно, количественной характеристикой процесса может служить также разность потенциалов ΔP_d .

Однако сама по себе разность потенциалов еще не есть исчерпывающая характеристика необратимости процесса, ибо эффект диссипации должен рассматриваться не изолированно, а в сравнении с основным эффектом переноса данного заряда. На базе такого сравнения возникает наиболее удобная количественная характеристика степени необратимости любого процесса – критерий необратимости.

Критерий необратимости, определяющий относительную роль эффекта диссипации, т.е. степень необратимости процесса переноса заряда через систему, может быть найден путем сопоставления количества тепла диссипации с работой входа заряда в систему:

$$\mathbf{K}_d = dQ_d/dQ' = - (dP_d dE)/(P' dE) = - dP_d / P'. \quad (504)$$

Это отношение показывает, какую долю от общей работы входа соответствующего рода составляет работа диссипации (т.е. эффекта трения). Поэтому оно названо **критерием необратимости** процесса.

Для системы конечных размеров (длиной Δx) критерий необратимости имеет вид

$$\mathbf{K}_d = - \Delta P_d / P', \quad (505)$$

где

$$\Delta P_d = P'' - P'.$$

Критерий необратимости представляет собой отношение разности потенциалов, под действием которой происходит перенос заряда, к значению потенциала на входе в систему.

Заметим, что для обозначения необратимых и обратимых процессов употребляются еще многие другие термины. Например, необратимые процессы называют часто нестатическими, а обратимые – квазистатическими. В соответствии с этим критерий \mathbf{K}_d может быть назван критерием нестатичности процесса. Кроме того, для необратимых и обратимых процессов употребляются также термины неравновесные и квазиравновесные (соответственно критерий \mathbf{K}_d становится критерием неравновесности процесса) и т.д.

Рассмотрим теперь некоторые характерные черты необратимых и обратимых процессов.

3. Необратимый процесс.

Если в формуле (505) разность ΔP_d соизмерима с величиной P' (критерий \mathbf{K}_d порядка единицы), то степень необратимости процесса является большой и процесс оказывается существенно необратимым. Условие протекания необратимого процесса имеет вид

$$\mathbf{K}_d = - \Delta P_d / P' \approx 1. \quad (506)$$

При этом работа диссипации соизмерима с основной работой входа заряда в систему.

Из структуры критерия необратимости (505) непосредственно следует, что эффект необратимости зависит только от

потенциала и притом двух его значений – P' и P'' , или, что то же самое, от значений величин ΔP_d и P' . Никакие другие характеристики процесса на степень его необратимости не влияют.

С увеличением потенциала P' и уменьшением разности ΔP_d степень необратимости падает. Эффект диссипации уменьшается до нуля, если P' стремится к бесконечности или ΔP_d – к нулю. Первый путь достижения обратимости в принципе недоступен, так как невозможно иметь бесконечно большой потенциал, второй – практически не реализуем, ибо при сильном уменьшении величины ΔP_d интенсивность процесс переноса заряда получается предельно низкой.

О связи между интенсивностью переноса заряда и разностью потенциалов ΔP_d , характеризующей эффект необратимости, можно судить, например, по формуле (314), преобразованной к виду

$$\Delta E / \Delta t = \Delta P / R. \quad (507)$$

Из этой формулы следует, что при неограниченном уменьшении ΔP_d , связанном со снижением эффекта диссипации, должно неограниченно возрастать время Δt протекания единицы заряда через систему. Отмеченная связь между ΔP_d и Δt породила представление о том, что обратимые процессы есть бесконечно медленные процессы. Это представление в общем случае является неверным, так как из той же формулы (507) видно, что бесконечно медленный процесс можно осуществить при конечной разности ΔP_d и бесконечно большом сопротивлении R системы. Такой процесс является хотя и бесконечно медленным, но существенно необратимым.

4. Обратимый процесс.

С уменьшением критерия K_d степень необратимости процесса уменьшается. В пределе, когда критерий K_d стремится к нулю, процесс становится обратимым. Обратимому процессу, следовательно, отвечает условие

$$K_d = - \Delta P_d / P' \ll 1. \quad (508)$$

При этом работа диссипации ничтожна мала в сравнении с основной работой входа заряда в систему.

Обратимый процесс в отличие от необратимого, который именуется **реальным**, может быть назван **идеальным** процессом. В идеальном процессе поток заряда не встречает на своем пути внутри системы никакого сопротивления. В результате на

преодоление внутреннего трения не затрачивается никакой работы.

Согласно требованию (508), процесс становится в полном смысле слова обратимым (идеальным), если разность $\Delta P_d = 0$. Но из формулы (507) следует, что при $\Delta P_d = 0$ поток обобщенного заряда также обращается в нуль, т.е. всякий перенос заряда прекращается. На этом основании можно сделать вывод о том, что обратимые процессы являются предельной абстракцией и их в природе вообще не существует. Ведь совместить процесс переноса, для которого разность ΔP_d должна быть не равна нулю, с эффектом обратимости, для которого $\Delta P_d = 0$, практически невозможно.

По сути дела для инженера совершенно безразлично то обстоятельство, что он не может осуществить рассмотренную выше предельную абстракцию – идеальный (обратимый) процесс – точно так же, как, скажем, не может создать идеальную изоляцию или идеальную систему. Но для него исключительно важно уметь оценить степень необратимости реального процесса, с которым ему приходится иметь дело на практике, чтобы знать эффективность проектируемого устройства, а также установить, каким теоретическим аппаратом надо пользоваться в расчетах и какую при этом можно совершить ошибку. Если относительная необратимость, определяемая критерием (505), невелика (например, составляет несколько процентов или доли процента), тогда реальный (необратимый) процесс вполне допустимо рассматривать как **практически обратимый** и пользоваться для его расчета теоретическим аппаратом, предназначенным для изучения идеальных (обратимых) взаимодействий. Это сильно упрощает все расчеты, так как позволяет не учитывать эффекта диссипации, но не существенно ухудшает результаты.

Общая теория дает возможность точной количественной оценки степени необратимости любого реального процесса и вводит понятие так называемого практически обратимого процесса. Ни одна другая теория этого сделать не может. Это имеет важное значение не только для макрофизики, но и особенно для микрофизики, где все существующие теории относятся лишь к равновесным (идеальным) условиям (процессам).

Анализ методами общей теории степени необратимости различных реальных процессов позволяет прийти к интересным заключениям. В частности, было установлено, что некоторые процессы, наблюдаемые в природе, ошибочно относят к числу обратимых, например, эффекты выделения и поглощения

теплот Пельтье и Томсона в термоэлектрической паре Зеебека - § 95. На самом деле они (как и вообще все процессы) являются необратимыми. Физическая суть эффектов Пельтье и Томсона всегда понималась неправильно – это типичные примеры существенно необратимых процессов, точнее – они имеют чисто диссипативную природу.

В других случаях реальные практически обратимые процессы неправильно считают существенно необратимыми, например, процессы изменения состояния газа в цилиндре двигателя внутреннего сгорания – § 80.

Известны попытки доказать факт существования в природе обратимых (идеальных) процессов исходя из так называемого принципа микроскопической обратимости. Однако все эти попытки не выдерживают критики по следующим причинам.

Закон диссипации есть всеобщий закон природы. Он одинаково справедлив как для макроскопических, так и для микроскопических объектов. Поэтому микромир нельзя считать свободным от диссипации и, следовательно, принцип микроскопической обратимости, если его понимать как утверждение обратимости явлений на уровне микромира, есть ошибочный принцип.

Таким образом, общая теория позволяет внести полную ясность в вопрос об обратимости и необратимости любых реальных – макроскопических и микроскопических – процессов.

§ 55. Закон минимальной диссипации.

1. Нестационарные условия.

Учеными давно замечены определенные тенденции развития самопроизвольных процессов в природе. В разное время эти тенденции были зафиксированы в виде особых принципов. Больше всего таких принципов существует в механике. Например, известен принцип наименьшего действия Гамильтона-Остроградского и Мопертюи-Лагранжа, принцип наименьшего принуждения Гаусса, принцип наименьшей кривизны пути Герца, принцип наименьшей потенциальной энергии и т.д. Известная теорема Пригожина относится к тому же классу принципов: она охватывает немеханические явления в условиях малого отклонения системы от равновесия.

Анализ показывает, что все подобного рода принципы и наблюдаемые в природе тенденции находят строгое обоснование и объяснение в общей теории. С помощью ее законов можно вывести, как частный случай, упомянутые и многие другие принципы, причем для понимания происходящего важное значение имеет закон диссипации. Из этого закона следует, что природе присуще свойство наименьших потерь, или, иначе говоря, свойство экономии активности любого данного движения. Суть этого свойства заключается в следующем.

Если неравновесную систему предоставить самой себе, то в ней возникает самопроизвольное нестационарное перераспределение зарядов. Все процессы в такой системе протекают в направлении установления равновесия, т.е. а направлении снижения имеющейся разности потенциалов ΔP_d и количества переданного заряда ΔE . При этом между изменением потенциала и переданным зарядом существует жесткая связь, определяемая законом состояния: в данном элементарном объеме уменьшение потенциала в точности соответствует потерянным заряду. В каждый данный момент потенциал имеет наименьшее возможное значение, дозволенное ушедшим зарядом. Ему соответствует наименьшее количество ушедшего заряда, определяемое минимальной разностью потенциалов.

Но согласно закону диссипации (483), это должно означать, что все процессы идут в направлении уменьшения диссипативных потерь, причем в каждый данный момент выделяется наименьшее возможное количество тепла диссипации. Согласно уравнению (498), это соответствует наименьшей возможной скорости рождения термического заряда диссипации. Этот вывод из закона диссипации имеет важное теоретическое и практическое значение и носит название закона минимального возникновения термического заряда диссипации, или короче – **закона минимальной диссипации**.

В простейших случаях знания потоков и сил или зарядов и потенциалов вполне достаточно для того, чтобы, пользуясь уравнением закона диссипации, непосредственно вычислить термический заряд диссипации, а также найти все остальные характеристики изучаемого процесса. При этом нет надобности прибегать к закону минимальной диссипации. Вместе с тем на практике часто встречаются более сложные случаи, когда заранее не ясно, какие окончательные свойства должен приобрести установившийся процесс. В этих условиях неоценимую услугу оказывает закон минимальной диссипации. При этом составляется уравнение для скорости возникновения термического за-

ряда диссипации, выраженное через определенные характеристики процесса, и находится минимум соответствующей функции путем ее дифференцирования и приравнивания полученного результата нулю. В найденной таким способом формуле содержатся необходимые сведения об изучаемом процессе. Для нестационарных систем закон минимальной диссипации позволяет установить, например, форму фронта затвердевания в металлургических отливках сложной конфигурации и т.д.

2. Стационарные условия.

Если условия на границах препятствуют переходу нестационарной системы в равновесное состояние, то устанавливается стационарный процесс переноса зарядов. В течение всего периода его установления действует закон минимальной диссипации. Следовательно, и в момент наступления стационарного режима (при $t \rightarrow \infty$) также соблюдается этот закон. Поэтому всякий стационарный процесс переноса зарядов характеризуется минимально возможной скоростью возникновения термического заряда диссипации, т.е. для стационарного процесса [формула (498)]

$$\sigma = \sigma_{\min} \quad \text{вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{град}). \quad (509)$$

Весьма разнообразны возможности приложения к стационарным системам. В настоящее время он широко применяется на практике. Например, с помощью закона минимальной диссипации найден диаметр пятна в вольтовой дуге – при электрическом разряде (О.И. Авсиевич и И.Г. Некрашевич) и т.д.

3. Равновесные условия.

Если условия на границах допускают установление равновесия в системе, то в этом частном случае закон минимальной диссипации дает нулевую скорость возникновения термического заряда диссипации, т.е.

$$\sigma = 0. \quad (510)$$

Этот простейший частный случай закона минимальной диссипации чрезвычайно широко применяется в химии при изучении равновесия химических реакций. Равенство (510) означает, что термический заряд равновесной системы не изменяется со временем. В процессе нестационарного установления равновесия термический заряд диссипации выделяется. Отсюда следует, что к моменту установления равновесия вели-

чина термического заряда системы приобретает постоянное, но максимальное значение

$$\Theta = \Theta_{\max} \quad \text{дж/град.} \quad (511)$$

В химию этот результат попал из классической термодинамики, которая способна изучать только равновесные системы. Разумеется, там принято говорить не о термическом заряде, а об энтропии.

4. Теорема Пригожина.

На основе соотношения взаимности Онзагера Пригожин доказал теорему, согласно которой при весьма малом отклонении системы от состояния равновесия соблюдается принцип минимального возникновения энтропии (термического заряда). Как видим, теорема Пригожина есть следствие общего закона минимальной диссипации, который справедлив для любых отклонений системы от состояния равновесия.

5. Принцип наименьшего действия.

Действие имеет размерность энергии, умноженной на время, или количества кинетического движения, умноженного на перемещение. Согласно принципу наименьшего действия, на практике реализуются только те движения механической системы, которые соответствуют минимальному действию. Покажем, что принцип наименьшего действия есть частный случай закона минимальной диссипации. нагляднее и проще всего это можно сделать следующим образом.

Для кинетической формы движения из формул (17) и (28) получаем

$$\begin{aligned} dU &= \omega dK = (dx/dt) dK \quad \text{дж} \\ \text{или} \quad dUdt &= dx dK \quad \text{дж·сек.} \end{aligned} \quad (512)$$

Это равенство в дифференциальной форме определяет действие. В правую его часть входят количества зарядов для перемещательной и кинетической форм движения. Согласно принципу минимальной диссипации, процесс всегда протекает так, что в любой данный момент эти величины имеют наименьшее возможное значение. Следовательно, наименьшим должно быть и действие.

С помощью уравнения (496) формулу (512) можно переписать следующим образом:

$$dUdt = T^2(d\Theta_{dx}/dP_x)(d\Theta_{dK}/d\omega) \quad \text{дж·сек.} \quad (513)$$

В правую часть входят термические заряды диссипации для перемещательной ($d\Theta_{\text{дх}}$) и кинетической ($d\Theta_{\text{дк}}$) форм движения, отнесенных к единице потерянной силы (dP_x) и потерянной скорости ($d\omega$). Их можно назвать удельными термическими зарядами диссипации. Для самопроизвольного процесса они имеют наименьшие значения.

Аналогичные иллюстрации можно найти и для других упомянутых выше принципов.

6. Принцип наименьшей потенциальной энергии.

Этот принцип механики вытекает как частный случай из закона сохранения энергии и всеобщего принципа притяжения и отталкивания. Два любых заряда, испытывающих взаимное притяжение, будут сближаться до тех пор, пока этому станут препятствовать внешние связи. Фиксированному взаимному положению зарядов соответствует минимальная возможная (при данных связях) энергия, поскольку при сближении зарядов работа берется со знаком минус, так как она совершается в направлении действия силы. Эту энергию положения (связи) в физике принято называть потенциальной.

§ 56. Определение кванта термического заряда.

1. Определение с помощью законов Планка и Вина.

Из предыдущего должно быть ясно, что введение понятия термического заряда имеет много исключительно важных последствий. Более того, можно даже утверждать, что создание общей теории стало возможным только благодаря тому, что термические явления были интерпретированы с помощью понятия термического заряда.

Разумеется, в этом вопросе решающую роль сыграл не сам факт высказывания идеи о существовании термического заряда или идеи о необходимости замены энтропии чем-то другим, вроде термического заряда. Такие идеи высказывались и ранее. Но доведение этой идеи до логического завершения – вот что особенно важно. Такое завершение идея термического заряда впервые получила в общей теории.

Теперь наступает самый ответственный момент проверки общей теории – необходимо найти величину элементарного кванта термического заряда – термон τ . Факт существования

термона был предсказан общей теорией, поэтому вопрос его определения – это вопрос большой принципиальной важности. Можно предложить много более или менее точных способов обнаружения и определения величины термона τ . Ниже рассматриваются три таких способа, основанных на использовании самых различных принципов и явлений. Эти способы хорошо иллюстрируют характерные свойства термона и универсальность его роли в природе.

Анализ процессов аннигиляции, субстанциональной и некоторых других форм движения показывает, что в микромире эффект диссипации сопровождается выделением фотонов. Отсюда с неизбежностью должен следовать вывод о том, что задача выделить термон из фотона, определить его численную величину и тем самым положить начало изучению свойств так называемых элементарных частиц на новой основе – с позиции общей теории.

Фотону-частице присущи термическая, дебройлевская, субстанциальная, метрическая, хроная, импульсная, спинная и многие другие формы движения. Наличие термической формы движения говорит о том, что фотон содержит один или несколько термонов τ и ему можно приписать определенную температуру T .

Для определения величин τ и T применительно к фотону можно воспользоваться двумя известными законами – Планка и Вина, имеющими солидное экспериментальное обоснование. Согласно закону Планка, энергия фотона выражается через частоту излучения следующим образом [формула (77)]:

$$U_{\text{дб}} = \nu h \quad \text{дж.}$$

Закон смещения Вина характеризуется уравнением (80)

$$\nu_{\text{max}}/T = b \quad 1/(\text{сек} \cdot ^\circ\text{K}),$$

где b - постоянная, определяемая формулой (81).

Приравняв частоты ν и ν_{max} , из формул (63), (77) и (80) получим

$$U = T\tau = Thb \quad \text{дж,} \quad (514)$$

где τ - постоянная, равная величине термона,

$$\tau = hb = 3,89472 \cdot 10^{-23} \quad \text{дж/град.} \quad (515)$$

Выражение (515) найдено для условий равновесного излучения абсолютно черного тела. Температура тела предполагается равной температуре фотона, причем

$$T = U/\tau = U/(hb) = \nu/b \quad ^\circ\text{K}.$$

Приведенные рассуждения представляют интерес не только потому, что позволяют найти искомую величину τ , но

еще и потому, что поднимают важный вопрос о необходимости ревизии существующих представлений об энергетических свойствах фотона, как, впрочем, и об энергетических свойствах любых других так называемых элементарных частиц. Полную энергию фотона надо определять не по формуле (77) Планка, а по более общей формуле (180). Характер распределения энергии между различными формами движения подлежит особому изучению.

2. Определение с помощью закона Видемана-Франца.

Величина термона может быть установлена также из совсем другого круга идей – из сопоставления потоков термического и электрического зарядов, характеризующихся законом отношения проводимостей. Постоянство отношения проводимостей обусловлено связью, существующей между термонами и электронами. Зная макроскопические потоки термического и электрического зарядов, нетрудно найти величину термона. В данном случае сопоставляются эффекты проводимости на двух уровнях – макроскопическом и микроскопическом. Макроскопические потоки берутся из экспериментальных данных, посвященных количественному обоснованию закона Видемана-Франца для металлов. Для перехода к микромиру в рассмотрение вводятся термический и электрический заряды отдельного атома.

С целью решения поставленной задачи перепишем уравнение (449) закона отношения проводимостей для термоэлектрической системы следующим образом:

$$\sigma = (\tau \Delta \phi) / (k e \Delta T) \quad \text{в}^2 / \text{град}^2. \quad (516)$$

Эта формула получена путем замены в уравнении (449) емкостей $K_{\Theta\mu}$ и $K_{\Psi\mu}$ их микроскопическими значениями, отнесенными к одному атому:

$$\chi_{\Theta} = K_{\Theta\mu} / N_A = \tau / \Delta T \quad \text{дж} / \text{град}^2; \quad (517)$$

$$\chi_{\Psi} = K_{\Psi\mu} / N_A = k e / \Delta \phi \quad \phi, \quad (518)$$

где ΔT – изменение температуры атома под действием одного термона, град;

$\Delta \phi$ – изменение электрического потенциала атома под действием k электронов;

N_A – число Авогадро.

Разности потенциалов ΔT и $\Delta \phi$ для атома неизвестны. Их можно исключить с помощью уравнения состояния (147), имеющего для термоэлектрического ансамбля вид:

$$\varphi = \Psi_{\mu} R_{\Psi_{\mu}} T \quad \text{в}, \quad (519)$$

где Ψ_{μ} - электрический заряд килограмм-молекулы (или атома) рассматриваемого вещества, k .

Применительно к электрическому заряду ke одного атома это уравнение дает

$$\Delta\varphi = ke R_{\Psi_{\mu}} N_A \Delta T \quad \text{в}. \quad (520)$$

Здесь постоянная $R_{\Psi_{\mu}}$ умножена на число Авогадро и взяты конечные изменения потенциалов в связи с дискретным (квантовым) характером изменения зарядов атома.

Из сопоставления выражений (516) и (520) окончательно получаем

$$\tau = \sigma/a \quad \text{дж/град}, \quad (521)$$

где

$$a = R_{\Psi_{\mu}} N_A = 6,025 \cdot 10^{14} \text{ 1/(ф·град)}. \quad (522)$$

Здесь коэффициент $R_{\Psi_{\mu}}$ принят равным его значению, определяемому формулой (453) (см. также табл. 1).

Для вычисления величины термона можно воспользоваться экспериментальными коэффициентами σ , приведенными в табл. 1. Разумеется, этот коэффициент надо взять для температуры, при которой каждый атом располагает одним термоном. Порядок этой температуры может быть найден по формуле (517), в которую можно подставить найденное ранее значение τ [формула (515)] и известное значение емкости. Например, термoeмкость одного атома серебра [5]

$$\chi_{\Theta} = K_{\Theta_{\mu}}/N_A = 1,29 \cdot 10^{-25} \text{ дж/град}^2. \quad (523)$$

Следовательно, температура атома серебра изменяется от одного термона на величину

$$\Delta T = \tau/\chi_{\Theta} = 300 \quad \text{град}. \quad (524)$$

При этой температуре каждый атом килограмм-атома простого вещества содержит по одному термону, т.е. вещество полностью насыщается термонами. После этой температуры наблюдается заметная стабилизация значений теплоемкости и коэффициента σ (рис. 20 и 21). Если вещество имеет сложный состав, то при температуре 300 °К каждая молекула должна иметь столько термонов, сколько атомов содержится в молекуле. Этот вывод следует из закона Неймана и Коппа, т.е. из закона тождественности свойств.

Для температуры 300 °К коэффициент σ серебра равен 23,3 ав²/град² (табл. 1), а величина термона, вычисленная по формуле (521),

$$\tau = 3,87 \cdot 10^{-23} \quad \text{дж/град}. \quad (525)$$

Как видим, это значение τ мало отличается от найденного ранее – формула (515). Однако при оценке величины (525) надо принять во внимание недостаточную точность исходных экспериментальных данных.

Интересно отметить, что электрический потенциал одного атома изменяется под действием электрона на величину

$$\Delta\phi = e/\chi_{\Psi A} = 0,029 \quad \text{в.} \quad (526)$$

Здесь заряд электрона соответствует формуле (65), а электроемкость килограмм-атома серебра при $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$ [5]

$$\mathbf{K}_{\Psi\mu} = 3,33 \cdot 10^9 \quad \text{ф/кг-атом.} \quad (527)$$

Заметим также, что из отношений (515) и (521) вытекает следующее любопытное равенство:

$$\sigma = abh \quad \text{в}^2/\text{град}^2, \quad (528)$$

связывающее основные константы, характерные для процессов излучения и проводимости.

3. Определение с помощью молекулярно-кинетической теории.

В элементарной молекулярно-кинетической теории газов, разработанной Больцманом, Максвеллом, Гиббсом и другими авторами, принимается, что молекулы газа располагают только кинетической формой движения, которая отождествляется ими с термической. Основная формула кинетической теории выражает давление, оказываемое газом на стенки сосуда, через кинетическую энергию его молекул. При этом полная кинетическая энергия килограмм-молекулы газа

$$U_{\mu} = (3/2)\mathbf{R}_{\mu}\mathbf{T} = (3/2)\mathbf{N}_A\mathbf{k}\mathbf{T} \quad \text{дж/кг-моль}, \quad (529)$$

где \mathbf{R}_{μ} - универсальная газовая постоянная:

$\mathbf{R}_{\mu} = 8316,96 \text{ дж/(кг-моль-град)}$;

\mathbf{k} - постоянная Больцмана,

$$\mathbf{k} = \mathbf{R}_{\mu}/\mathbf{N}_A = 1,38044 \cdot 10^{-23} \quad \text{дж/град.} \quad (531)$$

Если в правой части формулы (529) отбросить множитель \mathbf{N}_A , то получится энергия одной молекулы. При этом надо опустить также множитель $1/2$, который в соответствии с уравнениями (12) и (170) характеризует процесс последовательного заряжания килограмм-молекулы газа термонами. Остаются температура \mathbf{T} и перед нею множитель

$$\tau = 3\mathbf{k} = 4,14132 \cdot 10^{-23} \quad \text{дж/град}, \quad (532)$$

который, согласно уравнению (63), должен иметь смысл элементарного кванта термического заряда.

Новая величина τ получена при обстоятельствах, очень похожих на те, которые привели к формулам (515) и (525).

Действительно, значение термона (515) найдено путем отождествления термической формы движения с волновой, значение (532) – путем отождествления термической формы движения с кинетической. Величина (525) получена с помощью с помощью коэффициента σ , который должен соответствовать температуре насыщения (заполнения) термонами каждого атома. Эта температура на основе предварительного расчета была принята равной 300 °K, а в качестве эталонного металла условно было выбрано серебро. Аналогично коэффициент k в формуле (532) должен соответствовать температуре заполнения термонами каждой молекулы газа. В качестве такой температуры в формулах (530) и (531) незримо фигурирует величина $T = 273$ °K, соответствующая нормальным физическим условиям. Именно при нормальных физических условиях определена универсальная газовая постоянная (530). Однако эти условия – чистая условность, которая никак не связана с числом термонов в молекулах газа. Поэтому величина (532) только случайно близка к (515) и (525) благодаря тому, что нормальная физическая температура близка к температуре насыщения.

Существует большое количество других способов определения величины термона. Например, для этой цели могут быть использованы уравнения состояния, закон отношения потоков (§ 66), контактный и линейный эффекты в термодинамической паре (гл. IX) и т.д. По-видимому, наилучшими окажутся способы, выражающие термон через электрон, величина которого известна с наибольшей возможной достоверностью.

Вычисление величины элементарного кванта термического заряда различными методами – это шаг принципиальной важности, который будет иметь много последствий в микроскопической теории.

§ 57. Термический заряд и энтропия.

1. Свойства термического заряда.

Образно выражаясь, общая теория начинается там, где кончается энтропия и начинается термический заряд. Теперь, после установления основных законов и понятий общей теории, появилась возможность сравнить наиболее характерные особенности термического заряда и энтропии. При этом с самого

начала надо подчеркнуть, что во всех своих главных свойствах термический заряд принципиально отличается от энтропии, поэтому недопустимо смешивать эти величины.

Понятие термического заряда было введено автором в **1956** г. в качестве основы первого опубликованного варианта общей теории. Термический заряд существует реально. Он однозначно с качественной и количественной стороны характеризует элементарную термическую форму движения во всех ее проявлениях на любом уровне картины мира.

Термический заряд обладает квантовыми (дискретными) свойствами. Элементарным квантом термического заряда служит термон τ , величина которого определяется формулами (515), (525) и (532). Наиболее характерно свойства термона проявляются в кванте электромагнитного излучения (света) – фотоне. Термон τ представляет собой фундаментальную физическую постоянную. Согласно четвертому дополнительному постулату (§ 8), в природе должен существовать также антитермон $\bar{\tau}$, который еще предстоит обнаружить экспериментально.

Термическому заряду присуща способность самопроизвольно распространяться в направлении убывания температуры. Температура есть потенциал, сопряженный с термическим зарядом, т.е. является движущей силой процесса переноса термического заряда. Произведение температуры T на количество перенесенного заряда dQ равно термической работе dQ_0 [формула (59)].

Перемещение любого заряда, в том числе термического, в сторону уменьшения сопряженного с ним потенциала сопровождается возникновением (рождением) новых термонов, а в обратном направлении – уничтожением (поглощением) имеющих термонов.

2. Свойства энтропии.

Энтропия S введена в науку Клаузиусом в 1865 г. Она была предназначена для реабилитации термодинамики Карно, который основывался на теории теплорода. К тому времени стало ясно, что теплота не есть невесомая неуничтожимая жидкость (флюид), ибо она может превращаться в эквивалентных количествах в работу. Поэтому Клаузиус представил количество тепла dQ_0 в виде произведения температуры T на изменение энтропии dS системы формула (60):

$$dQ_0 = TdS \quad \text{дж.}$$

При введении энтропии Клаузиус совершил следующие два «преступления», которые заставили науку вариться в собственном соку в течение последующих ста лет.

Первое преступление заключается в том, что Клаузиус отказался от теории теплорода только наполовину. Он сделал теплоту уничтожимой, так как она может исчезать и возникать за счет активностей других форм движения, но сохранил за нею право перетекать из тела в тело (§ 58).

Второе преступление выразилось в том, что Клаузиус дал «обоснование» справедливости формулы (60). Ошибочное по существу [9], по форме это обоснование накрепко привязало энтропию к состояниям покоя (равновесия) системы и к идеальным (обратимым) процессам.

В результате свойства энтропии выглядят следующим образом.

Энтропия есть параметр состояния, характеризующий свойства макроскопической системы в условиях равновесия. Энтропия системы может изменяться, но переходить из тела в тело она не в состоянии. Переходит только теплота. Таким образом, энтропия приобретает смысл удобного расчетного параметра, который получается, если количество тепла разделить на температуру. За сто лет в энтропии невозможно было обнаружить другого физического смысла.

По Клаузиусу, реальный (необратимый) процесс теплообмена между двумя телами происходит следующим образом (рис. 24). Первое тело теряет количество тепла dQ_0 . Это тепло приобретает второе тело. Вследствие теплообмена энтропия первого тела уменьшается на величину

$$dS' = dQ_0/T' \quad \text{дж/град,}$$

а энтропия второго тела возрастает на величину

$$dS'' = dQ_0/T'' \quad \text{дж/град.}$$

Знаменатель второй дроби T'' меньше, чем знаменатель первой дроби T' , поэтому суммарное изменение энтропии двух тел всегда больше нуля, т.е.

$$dS = dS'' - dS' = dQ_0/T'' - dQ_0/T' > 0. \quad (533)$$

Отсюда видно, что необратимые взаимодействия сопровождаются возрастанием энтропии. Но на сколько увеличивается энтропия – этого вопроса теория Клаузиуса решить не в состоянии. В результате количественная сторона всех реальных процессов оказалась за семью замками. Максимум, что можно было сделать для реальных процессов в рамках идеи о переносе теплоты, это написать следующее знаменитое соотношение:

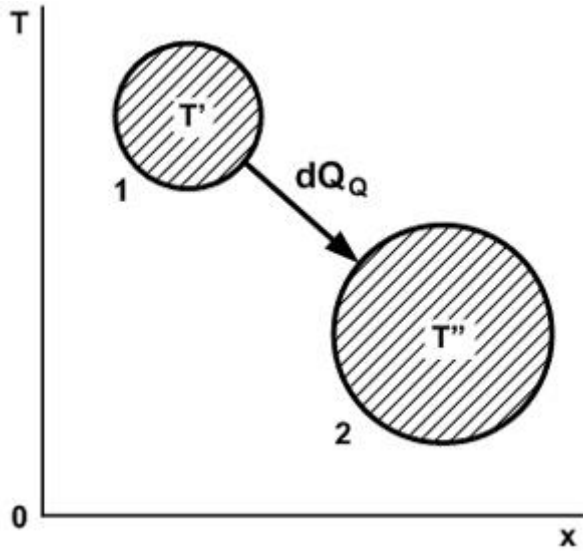


Рисунок 24 Схема переноса теплоты от тела 1 к телу 2, по Клаузиусу.

$$dS \geq dQ_Q/T \quad \text{дж/град.} \quad (534)$$

Знак равенства относится к идеальным процессам, а знак неравенства – к реальным.

Теория Клаузиуса, сделавшая энтропию, как и всю термодинамику, принадлежностью равновесных состояний, завела науку в тупик, ибо лишила ее возможности изучать реальные (необратимые) процессы.

3. Физический смысл энтропии.

Понятие энтропии приводит к тем же результатам, которые дает термический заряд в идеальных условиях равновесия системы. Следовательно, энтропию можно рассматривать как частный случай термического заряда, относящийся к простейшим условиям равновесных (идеальных) состояний макроскопической системы.

При такой постановке вопроса энтропия приобретает смысл макроскопического по размерам термического заряда, находящегося в состоянии покоя. Иными словами, энтропия – это огромное скопление покоящихся термонов, которые вследствие их большого количества не проявляют своих зернистых свойств. В этом заключается единственно правильная трактовка понятия энтропии. Разобраться в сути этого понятия оказалось возможным только благодаря тому, что удалось встать высоко на пригорке общей теории, с которого видна не только эн-

тропия, но и ее окрестности. Ведь общая теория изучает движение, частным случаем которого является покой, характеризующий энтропией.

Разумеется, ни сам создатель энтропии Клаузиус, ни все его последователи никогда не вкладывали в энтропию подобного смысла. Но такая точка зрения вполне законна, ибо энтропия на уровне макромира определяет термическую форму движения в состоянии равновесия (покоя) тела. Именно для этих целей она была изобретена. Те же самые функции выполняет термический заряд, когда не перемещается, - он тоже в одном из частных случаев характеризует термические свойства покоящегося макроскопического тела. Это сходство имеет принципиальное значение. Все остальное несущественно.

В частности, не существенно, что Клаузиус наделил энтропию целым рядом мистических свойств, например, способностью только возрастать в реальных процессах с трением и т.д. Изрядное количество мистики внес в энтропию сам способ ее вывода. Однако эти мистические свойства принимать во внимание не следует, ибо нельзя требовать от Клаузиуса, чтобы он на основе анализа частного понятия покоя сделал правильные выводы о более общем понятии движения. Всякая подобного рода экстраполяция свойств таит в себе неограниченные возможности односторонних оценок и ошибок. Наоборот, перейти от более общего понятия к частному не составляет труда. При этом происходит как бы интерполяция свойств, и любая частность приобретает многогранную полнокровную окраску.

В своем первобытном состоянии энтропия – это полумистическая величина, которой не дозволяется ни характеризовать иные уровни мироздания, кроме макроскопического, ни перемещаться, ни обладать дискретными (зерновыми) свойствами, ни тем более уменьшаться и т.д. По сути дела энтропия ранее и не могла восприниматься иначе как удобный расчетный прием для оценки равновесия тел. Только общая теория позволила вложить определенный и ясный физический смысл в энтропию и расчленить связанные с нею представления на отдельные – годные и негодные – составляющие. Все, что касается оценки с помощью энтропии реальных процессов, т.е. движения, все это должно быть отсечено и отброшено, ибо движение есть компетенция термического заряда. В частном случае макроскопического покоя термический заряд обладает свойствами, которые совпадают с рациональным зерном свойств энтропии. Поэтому, если энтропию излечить от ее пороков, то

она превращается в весьма скромный частный случай термического заряда.

Разумеется, энтропия не имеет смысла функции (энтропии) Больцмана, равной логарифму вероятности состояния механической системы, которая содержит большое число хаотически движущихся частиц. Она не имеет также смысла функции (энтропии) Шеннона, равной логарифму вероятности осуществления исхода некоторого опыта. В первом случае речь идет о кинетической (механической) форме движения, во втором – об информационной. Обе эти формы движения ничего общего не имеют с термической, поэтому сходство между энтропией Клаузиуса и «энтропиями» Больцмана и Шеннона существует только на словесном уровне – на уровне неверно присвоенных наименований.

§ 58. Понятие потока теплоты.

1. Особенность термической формы движения.

Выше было показано, что активность любой формы движения в процесс преодоления зарядом внутреннего сопротивления системы превращается в активность (и количество) термической и наоборот. Процесс распространения термического заряда в этом отношении не является исключением. Но возникающий и уничтожающийся в этом процесс термический заряд диссипации не отличается по своей природе от основного термического заряда, и поэтому выделить его в явлении практически не представляется возможным. В других явлениях, например, таких, как электрические, диффузионные, гидравлические и т.д., термический заряд диссипации легко обнаруживается. Отмеченное обстоятельство имеет чрезвычайно важное значение, ибо оно в течение длительного времени (более ста лет) затрудняло правильное понимание истинного физического механизма термических явлений, что сдерживало развитие науки.

Разберемся более подробно в особенностях термических явлений и выясним причину, по которой так долго не удавалось нащупать противоречий в тех представлениях, кстати сказать, ошибочных, которые сложились в науке на основе повседневного опыта многих поколений людей. Для этого сравним процесс переноса любого данного заряда с процессом переноса термического.

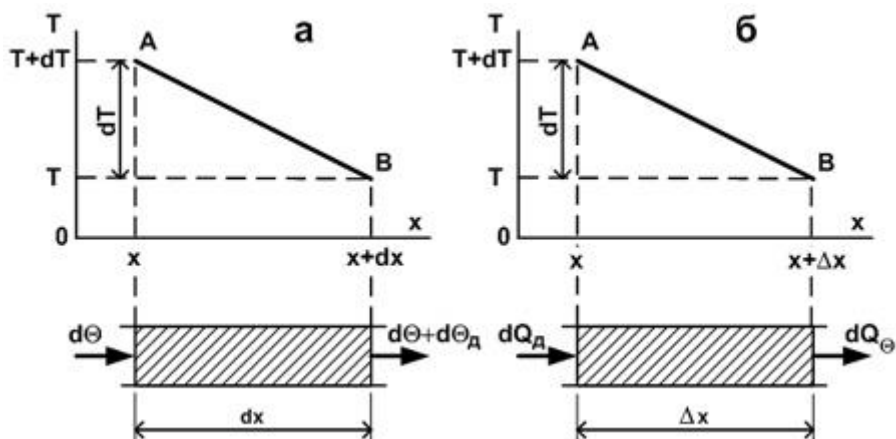


Рисунок 25 Схема течения термического заряда (а) и термической работы – теплоты (б) по проводнику.

В § 51 было установлено, что распространение любого заряда вдоль системы сопровождается уменьшением активности движения с \mathbf{P}' до \mathbf{P}'' . При этом работа $d\mathbf{Q}'$ входа заряда в систему по абсолютной величине всегда больше работы $d\mathbf{Q}''$ выхода. Недостающая работа $d\mathbf{Q}_d$ диссипации для любой формы движения, кроме термической, обнаруживается в виде соответствующих тепловых эффектов.

В случае переноса термического заряда с трением все количественные соотношения остаются в силе, но качественно получается нечто иное. Возникающая термическая форма движения совпадает по своей природе с основным явлением переноса термического заряда. В результате термический заряд диссипации присоединяется к основному заряду и течет вместе с ним в направлении убывающих значений температуры. Никаких внешних тепловых эффектов, связанных с появлением термического заряда диссипации, не наблюдается.

Иными словами, благодаря тому, что термическая форма движения, как и все другие, подчиняется общим количественным законам диссипации, в системе возникает термический заряд диссипации. Но появление термического заряда диссипации делает термическую форму движения качественно отличной от других, так как при этом не происходит возникновения новой формы движения. Рождается лишь дополнительное количество термической формы движения, активность которой

непрерывно снижается по мере распространения термического заряда вниз по температурной горке.

Этому качественному различию можно дать соответствующую количественную оценку. Для начала определим величину термического заряда, который входит и выходит из системы.

Предположим, что в систему слева (рис. 25) входит заряд $d\Theta$. Это же количество заряда выходит из системы справа. Но в процессе на участке dx возникает заряд диссипации $d\Theta_d$ [формула (496)]. Следовательно, суммарное количество заряда, выходящего за время dt из системы,

$$d\Theta_\Sigma = d\Theta + d\Theta_d \quad \text{дж/град.} \quad (535)$$

Количество вышедшего термического заряда превышает количество вошедшего на величину заряда диссипации.

Найдем теперь работу, которую совершает термический заряд при своем движении по системе. Термическая работа входа (в сечении x), как известно,

$$dQ_\Theta' = (T + dT)d\Theta \quad \text{дж.} \quad (536)$$

Термическая работа в других сечениях складывается из термической работы основного (первичного) заряда $d\Theta$ и термической работы дополнительного заряда диссипации $d\Theta_d$. Например, термическая работа в сечении $x + dx$

$$dQ_\Theta'' = Td\Theta + Td\Theta_d = T(d\Theta + d\Theta_d) = Td\Theta_\Sigma \quad \text{дж}$$

или [с учетом формулы (496)]

$$dQ_\Theta'' = T[d\Theta + (dTd\Theta/T)] = (T + dT)d\Theta \quad \text{дж.} \quad (537)$$

Сопоставив формулы (536) и (537), видим, что

$$dQ_\Theta' = dQ_\Theta'' = (T + dT)d\Theta \quad \text{дж.} \quad (538)$$

Получен чрезвычайно важный результат: полная работа термического заряда в любом сечении системы является одной и той же. Разумеется, речь идет об одномерном температурном поле и стационарном режиме.

Для всех других явлений, кроме термических, работа dQ' больше работы dQ'' на величину работы диссипации. В термических явлениях благодаря совершению работы диссипации и возникновению вследствие этого дополнительного термического заряда полная работа сохраняется неизменной на всем протяжении проводника.

Найденный результат приводит ко многим важным следствиям.

2. Поток термической работы, или теплоты.

Прежде всего обратим внимание на следующее обстоятельство: в любых других процессах течение заряда с трением в направлении уменьшения потенциала, кроме термических, величина заряда остается неизменной, но уменьшается работа, которую совершает заряд. При этом недостающая работа соответствующего рода компенсируется появлением новой, термической формы движения. В противоположность этому распространение термического заряда связано с возрастанием величины самого заряда, но работа заряда остается неизменной.

Постоянство термической работы вдоль проводника позволяет принять идею о том, что переносится (течет) не термический заряд, который возрастает в процессе течения, а именно термическая работа, которая остается постоянной. Термическая работа в данном случае должна выступать в совершенно несвойственной ей роли – в качестве некоторого субстрата переноса.

В примитивной форме эта идея заложена в теории теплорода. Как уже отмечалось, теплород – это невесомая и неуничтожимая жидкость (флюид), которая, перетекая из тела в тело, якобы создает все тепловые эффекты. На базе теории теплорода в 1822 г. Фурье были разработаны математические основы теории теплопроводности. После открытия закона сохранения энергии теория теплорода была отброшена. Но представление о теплоте как субстрате переноса сохранилось. Именно поэтому до наших дней остались неизменными основы теории теплопроводности, которые первоначально базировались на теории теплорода.

Равенство (538) в полной мере объясняет причину того, что идея о переносе термической работы (теплоты) на первом этапе развития теории не наталкивается на логические противоречия и не приводит к количественным ошибкам. Неприятности начинаются лишь с того момента, когда теория захватывает сферы влияния и пытается изучать различные формы движения с помощью старых логически несовершенных приемов. Тогда сразу же выясняется, что приходится сопоставлять между собой совершенно несопоставимые понятия – электрический заряд, массу и т.д., которые суть заряды, с теплотой, являющейся работой. Более подробно обо всех этих противоречиях и возникших трудностях говорится далее.

В связи с тем, что неверное по своей физической сути понятие потока теплоты находит широкое практическое применение, рассмотрим количественные соотношения, которые вытекают из такой постановки вопроса.

Если работу термического заряда условно рассматривать как поток теплоты, то можно аналогично предыдущему ввести понятие удельного потока теплоты

$$\mathbf{J}_Q = dQ_Q / (F dt) \quad \text{Вт/м}^2,$$

определяемой формулой (318). Удельный поток теплоты или просто поток теплоты соответствует тому количеству тепла, которое проходит через единицу площади изотермической поверхности в единицу времени. Выражение (318) по форме очень похоже на общее выражение (316), но по существу между ними лежит непроходимая пропасть, для преодоления которой потребовалось сто лет напряженных поисков.

Связь между старыми и новыми представлениями определяется с помощью формул (328) и (329). В практических расчетах можно пользоваться не только потоком \mathbf{J}_Θ и коэффициентом \mathbf{L}_Θ , но и потоком \mathbf{J}_Q и коэффициентом \mathbf{L}_Q , вытекающим из ошибочного представления о том, что объектом переноса в термических явлениях служит термическая работа (теплота). В некоторых случаях, например в теории теплопроводности, применение понятия потока теплоты значительно упрощает расчеты.

3. Термический заряд, или энтропия, и теплота диссипации.

В рамках идеи о переносе теплоты невозможно непосредственно обнаружить теплоту диссипации. Это и понятно, ибо при течении теплоты ее количество остается неизменным вдоль всего проводника. Поэтому не может возникнуть даже и мысли о том, что термическая форма движения в процессе переноса непрерывно обогащается за счет потерь, обусловленных преодолением внутреннего термического сопротивления системы.

При сложившейся ситуации, чтобы найти теплоту диссипации, надо вначале ввести понятие термического заряда и определить, насколько он изменяется от сечения к сечению в процессе переноса теплоты. Исторически в этом вопросе роль термического заряда сыграла энтропия. Поэтому в приведенных ниже рассуждениях под словами термический заряд нужно понимать энтропию.

Если вдоль системы (рис. 25-б) проходит количество тепла dQ_Q , то для сечения \mathbf{x} (на входе в систему) это соответствует величине термического заряда

$$d\Theta' = dQ_Q / (T + dT) \quad \text{дж/град,}$$

а для сечения $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$ (на выходе из системы) – величине термического заряда

$$d\Theta'' = dQ_Q / T \quad \text{дж/град.}$$

Разность

$$d\Theta_d = d\Theta' - d\Theta'' = dQ_Q / (T + dT) - dQ_Q / T = - (dQ_Q dT) / [T(T + dT)] \quad \text{дж/град}$$

соответствует приращению термического заряда в условиях, когда теплота dQ_Q проходит путь $d\mathbf{x}$. Величина $d\Theta_d$ всегда положительна, так как приращение температуры dT в направлении потока теплоты отрицательно. По Клаузиусу, в природе не существует процессов, в которых теплота самопроизвольно переходила бы от холодных тел к горячим. Это непосредственно зафиксировано им в его формулировке так называемого второго начала термодинамики («теплота не может переходить сама собой от более холодных тел к более горячим»).

Последнее равенство можно переписать в виде

$$d\Theta_d = dT dQ_Q / T^2 \quad \text{дж/град.} \quad (539)$$

Здесь в знаменателе отброшена величина dT как бесконечно малая по сравнению с T .

Как видим, при такой постановке вопроса нет надобности говорить о течении термического заряда. Достаточно предполагать, что течет теплота, а термический заряд является лишь расчетной величиной, позволяющей оценить эффект диссипации применительно к отдельным сечениям системы. В классической термодинамике и термодинамике необратимых процессов Онзагера так именно и поступают. Там вместо термического заряда используется понятие энтропии, которой категорически запрещено обладать свойством перемещения.

Полученная новая формула (539) легко приводится к общему уравнению (496), выражающему закон диссипации, если вспомнить, что термическая работа dQ_Q и термический заряд $d\Theta$ связаны между собой соотношением (59). Но такая операция предполагает, что субстратом переноса служит термический заряд. Если под субстратом переноса понимается непосредственно термическая работа dQ_Q , то формула (539) становится уже похожей на выражения (496) и (497).

Теперь, зная приращение термического заряда, нетрудно определить теплоту диссипации по уравнению (495). Подставив в него величину $d\Theta_d$ из выражения (539), получим

$$dQ_d = dT dQ_Q / T \quad \text{дж.} \quad (540)$$

Эта формула также не совпадает с общим выражением (483) для закона выделения теплоты диссипации. Кроме того, в формуле (540) физический смысл величины dQ_d остается неясным, так как известно, что теплота dQ_Q в процессе течения сохраняется неизменной. Следовательно, для величины dQ_d в общей теплоте dQ_Q как бы не остается места. Факт появления теплоты dQ_d в этих условиях приобретает мистическую окраску и затрудняет понимание того, что происходит на самом деле.

Как видим, природа приложила все усилия к тому, чтобы замаскировать истинный физический механизм термических явлений. Невозможность обнаружить в опыте теплоту диссипации, непонятное назначение величины dQ_d , определяемой формулой (540) и возникающей сверх всякой меры [сверх основного количества тепла dQ_Q , которое проходит через систему и фигурирует в формулах (539) и (540)], и, наконец, наличие равенства (538), которое прямо указывает на то, что разумнее всего говорить не о переносе какой-либо другой величины, а именно о переносе работы, - все это должно наводить на мысль об исключительности термической формы движения, о том, что для нее не писаны общие законы, которым подчиняются все остальные формы движения, и уводить в сторону от правильного понимания, а следовательно, и успешного решения поставленной проблемы.

Отсюда должны быть ясными (в физическом плане) трудности, с которыми пришлось столкнуться при разработке общей теории, которая ставит термическую форму движения на один уровень со всеми остальными и заставляет ее подчиняться общим (единым) законам природы. Понятно также, почему (в психологическом плане) с таким трудом воспринимаются и прививаются новые взгляды, опрокинувшие традиционное, берущее свое начало в повседневном опыте и в средневековой теории флюидов (теплорода) представление о теплоте как о переносимой субстанции.

4. Скорость возникновения термического заряда, или энтропии, и теплоты диссипации.

Отнесем приращение термического заряда диссипации $d\Theta_d$ [формула (539)] к объему системы $dV = Fdx$ и времени dt .

Получим удельную скорость возникновения термического заряда (в единице объема за единицу времени):

$$\sigma = - (1/T)(dQ_Q/Fdt)(1/T)(dT/dx) = J_Q Y_Q / T \quad \text{вт/(м}^3 \cdot \text{град)}, \quad (541)$$

где J_Q - поток теплоты [формула (317)], вт/м²;

Y_Q - сила для потока теплоты,

$$Y_Q = - (1/T)(dT/dx) \quad 1/\text{м}. \quad (542)$$

Формула (541) похожа на общее выражение (499) или частную формулу (500). Однако сила Y_Q уже не имеет того простого и ясного физического смысла, каким она располагает в общей теории.

Количество тепла диссипации и термический заряд диссипации связаны соотношением (495). Поэтому, умножив левую и правую части равенства (541) на T , получим

$$T\sigma = J_Q Y_Q \quad \text{вт/м}^3. \quad (543)$$

Удельная скорость возникновения теплоты диссипации пропорциональна потоку теплоты J_Q и силе Y_Q . По внешнему виду выражение (543) похоже на формулы (502) и (503).

Уравнения, выведенные в предположении, что в термических явлениях субстратом переноса является теплота, могут использоваться наравне с уравнениями, которые основаны на идее о переносе термического заряда. Формальная правильность этих уравнений вытекает из факта существования равенства (536). Однако при этом полностью утрачивается возможность понимания того, что происходит в термических явлениях, а за ними и во всех остальных.

§ 59. Напряженность и индукция поля.

1. Напряженность.

Процессы переноса обусловлены действием всеобщего принципа притяжения и отталкивания зарядов. Эта же причина лежит в основе эффекта диссипации: распространение любого данного заряда сопровождается преодолением сил, действующих на него со стороны других зарядов и ансамблей. В результате, если заряд переносится в направлении действия сил, то термический заряд диссипации выделяется, если в противоположном направлении, то поглощается.

Величина силы P_x , оказывающей сопротивление переносу заряда dE , может быть найдена с помощью закона диссипации.

Если заряд dE перемещается на расстояние dx (см. рис. 8, слева), то совершаемая работа

$$dQ_d = P_x dx \quad \text{дж.} \quad (544)$$

Эта работа в точности соответствует теплоте диссипации. Поэтому, приравняв правые части выражений (483) и (544), получим

$$P_x = - (dP_d/dx)dE \quad \text{н.} \quad (545)$$

Сила, действующая на заряд dE , пропорциональна величине заряда, коэффициентом пропорциональности служит градиент потенциала.

Введем обозначение (213)

$$G = - dP_d/dx.$$

Величина G называется напряженностью, или силой, поля. Из равенств (213) и (545) находим

$$G = - dP_d/dx = P_x/dE. \quad (546)$$

Напряженность поля численно равна силе, действующей на единицу заряда.

2. Индукция.

Если распространение данного заряда происходит в вакууме, то все предыдущие соотношения остаются в силе. Однако проводимости вакуума имеют вполне определенные конкретные значения. Им отвечают определенные градиенты потенциалов. Обозначив все величины для вакуума индексом «В», получим

$$dQ_{d,в} = P_{x,в} dx \quad \text{дж.} \quad (547)$$

$$P_{x,в} = - (dP_d/dx)_в dE \quad \text{н.} \quad (548)$$

$$H = - (dP_d/dx)_в = P_{x,в}/dE, \quad (549)$$

Величина H называется индукцией поля [формула (375)]. Она численно равна силе, действующей на единичный заряд в вакууме. В условиях стационарного режима и многослойного тела связь между напряженностью и индукцией устанавливается формулой (380).

Напряженность и индукция впервые были введены в науку применительно к электрическим и магнитным явлениям на основе крайне формальных соображений исходя из действующих на электрический и магнитный заряды сил. В общей теории эти понятия имеют обобщенный смысл. Они характеризуют силовые свойства любых полей. При этом ключевым является понятие напряженности. С помощью понятия индукции, как уже отмечалось ранее, удастся рассматривать не абсолютные, а относительные величины потоков нанозарядов.

Из формул (544) и (549) видно, что силовое взаимодействие зарядов имеет диссипативную природу. Об этом свидетельствует тот факт, что в эти формулы входит диссипативная разность потенциалов dP_d . Это соображение является важным дополнением к существующим в физике взглядам.

Понятия напряженности и индукции используются в дальнейшем для вывода закона силового взаимодействия тел (гл. VII).

§ 60. Закон Хаббла.

1. Содержание закона.

В § 52 были рассмотрены некоторые характерные примеры применения закона диссипации. Они касались в основном макромира. В адрес микро- и наномиров были сделаны лишь краткие замечания. Теперь предстоит подробнее остановиться на диссипативных свойствах микро- и субмикромиров. Обсуждению этого вопроса посвящены все оставшиеся параграфы главы. Начнем с изучения диссипативных свойств микрочастицы – фотона.

В 1929 г. известный американский астроном Хаббл экспериментально установил, что частота света (фотонов), доходящего до нас от далеких галактик, уменьшается, фотон как бы краснеет. Уменьшение частоты тем больше, чем дальше от наблюдателя расположена галактика. Этот опытный факт получил наименование **закона Хаббла**.

Математически закон Хаббла обычно принято выражать следующей зависимостью:

$$\mathbf{v} = \mathbf{H}x \quad \text{км/сек,} \quad (550)$$

где \mathbf{v} – так называемая лучевая скорость движения (в направлении от земного наблюдателя) источника света – звезды или звездного образования, км/сек;

x – расстояние до источника, Мпс *;

H – постоянная Хаббла, уточненное значение которой найдено Сандейджем,

$$H = 75 \text{ км/}(\text{сек} \cdot \text{Мпс}). \quad (551)$$

Формула (550) говорит о том, что покраснение фотона приписывается эффекту Доплера. По теории эффекта Доплера частота ν_0 излучаемого и частота ν наблюдаемого света при

* 1 Мпс = 10^6 парсек = $30,8 \cdot 10^{18}$ км.

наличии относительного движения источника и наблюдателя связаны следующей приближенной зависимостью, справедливой при малой относительной скорости \mathbf{v}/\mathbf{c} :

$$\nu = \nu_0[1 - (\mathbf{v}/\mathbf{c})] \quad 1/\text{сек}, \quad (552)$$

где \mathbf{c} – скорость света в вакууме, м/сек.

Следовательно, формулы (550) и (552) можно переписать также в виде

$$\Delta\nu/\nu_0 = \mathbf{v}/\mathbf{c} = (\mathbf{H}/\mathbf{c})\mathbf{x}, \quad (553)$$

где $\Delta\nu$ – уменьшение частоты фотона на расстоянии \mathbf{x} ,

$$\Delta\nu = \nu_0 - \nu \quad 1/\text{сек}.$$

Формула (553) лучше выражает суть закона Хаббла: уменьшение частоты фотона пропорционально расстоянию до источника света.

2. Диссипативный характер закона.

В соответствии с общей теорией уменьшение частоты фотона, характеризуемое законом Хаббла, объясняется не эффектом Доплера, как это обычно принято считать, а эффектом диссипации [5].

Согласно закону диссипации, перенос определенного количества волнового (дебройлевского) заряда $d\mathbf{E}_{\text{дб}}$ [формулы (82) и (85)] сопровождается совершением термической работы диссипации

$$dQ_{\text{д.дб}} = - d\nu d\mathbf{E}_{\text{дб}} \quad \text{дж.} \quad (554)$$

Аналогичным образом для переноса импульса (количества движения) получаем

$$dQ_{\text{д.к}} = - d\omega d\mathbf{K} \quad \text{дж.} \quad (555)$$

Подобные же выражения можно написать для всех остальных зарядов, входящих в микроансамбль, именуемый фотоном. И формул (554) и (555) видно, что частота излучения и скорость света уменьшаются в направлении распространения фотонного газа, так как приращения $d\nu$ и $d\omega$ отрицательны.

Отмеченные эффекты диссипации проявляются дополнительно к тем эффектам, которые определяются уравнением состояния (181) или (182) и характеризуют изменения потенциалов фотона вследствие изменения величины квантов его зарядов.

Количественная сторона эффекта диссипативного уменьшения потенциалов ν и ω находится с помощью дифференциального уравнения обмена на поверхности излучателя. Оно составляется путем приравнивания правых частей урав-

нений переноса типа (249) и (267) или (368) и (370) для явлений отдачи и проводимости. Уравнение обмена свидетельствует о том, что количество заряда, покинувшего поверхность излучателя посредством отдачи, равно количеству заряда, прошедшего в окружающую среду посредством проводимости. Находим

$$- dv/dx = (\alpha_{дб}/L_{дб})v = A_{дб}v \quad 1/(м \cdot сек); \quad (556)$$

$$- d\omega/dx = (\alpha_K/L_K)\omega = A_K\omega \quad 1/сек, \quad (557)$$

где $A_{дб}$ и A_K - коэффициенты затухания частоты и скорости:

$$A_{дб} = \alpha_{дб}/L_{дб} \quad 1/м; \quad (558)$$

$$A_K = \alpha_K/L_K \quad 1/м. \quad (559)$$

Интегрирование уравнений (556) и (557) дает:

$$v = v_0 \exp(-A_{дб}x) \quad 1/сек; \quad (560)$$

$$\omega = \omega_0 \exp(-A_Kx) \quad м/сек. \quad (561)$$

После разложения экспоненты в ряд для относительно малых расстояний получаются приближенные зависимости:

$$\Delta v/v_0 = A_{дб}x \quad (562)$$

или

$$x = B_{дб}(\Delta v/v_0) \quad м; \quad (563)$$

$$\Delta \omega/\omega_0 = A_Kx \quad (564)$$

или

$$x = B_K(\Delta \omega/\omega_0) \quad м, \quad (565)$$

где

$$B_{дб} = 1/A_{дб} \quad м; \quad (566)$$

$$B_K = 1/A_K \quad м. \quad (567)$$

Частота и скорость света уменьшаются с расстоянием по экспоненциальному закону [формулы (560) и (561)]. При относительно небольших расстояниях этот закон мало отличается от линейного. Тогда оказываются справедливыми приближенные формулы (562) – (565).

Для определения характера изменения длины волны λ света с расстоянием надо привлечь формулу (78), согласно которой скорость света пропорциональна частоте. Из выражений (78), (560) и (561) получаем

$$\lambda = \lambda_0 \exp[(A_{дб} - A_K)x] \quad м, \quad (568)$$

где λ_0 - начальная длина волны,

$$\lambda_0 = \omega_0/v_0 \quad м. \quad (569)$$

Если коэффициенты затухания частоты и скорости одинаковы, т.е.

$$A_{дб} = A_K \quad 1/м, \quad (570)$$

То формула (568) приводит к следующему весьма интересному равенству:

$$\lambda = \lambda_0 = \text{const} \quad м. \quad (571)$$

Длина волны излучаемого света при заметном уменьшении его частоты и скорости должна оставаться неизменной.

Численные значения коэффициентов $A_{дб}$ и $B_{дб}$ в выведенных формулах могут быть найдены с помощью эмпирического закона Хаббла. Сопоставив формулы, получаем

$$A_{дб} = H/c = 8,12 \cdot 10^{-27} \text{ 1/м} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ 1/Мпс}; \quad (572)$$

$$B_{дб} = 1/A_{дб} = c/H = 1,23 \cdot 10^{26} \text{ м} = 4000 \text{ Мпс}. \quad (573)$$

Отсюда следует, что в вакууме эффект затухания частоты света вследствие диссипации крайне мал. Например, частота уменьшается вдвое на расстоянии $8,5 \cdot 10^{22}$ км, т.е. примерно через десять миллиардов лет полета. При больших космических расстояниях с этим эффектом не считаться нельзя.

3. Теория расширяющейся Вселенной.

Суть вопроса заключается в том, что в 1922 г. ленинградским математиком А.А. Фридманом было получено частное решение уравнений тяготения Эйнштейна в предположении, что космическое пространство изотропно и имеет равномерное распределение масс. Анализ этого решения показывает, что возможны нестационарные состояния Вселенной. При этом частота света от далеких звездных образований может смещаться к красному концу спектра благодаря двум причинам – эффекту Доплера и гравитационному красному смещению. Экспериментально обнаруженное Хабблом красное смещение превышает гравитационное, поэтому разница была приписана эффекту Доплера. Так возникла идея о расширении Вселенной, а формула, выражающая закон Хаббла была представлена в виде уравнения (550).

Смысл эффекта гравитационного красного смещения заключается в воздействии гравитационных масс на массу фотона. Если излучатель фотонного газа находится в поле тяготения с потенциалом, большим чем на Земле, то земной наблюдатель увидит красное смещение. Например, соответствующие условия возникают, если излучателем служит звезда с массой, превышающей массу Земли.

Впервые эффект притяжения света к гравитационным массам был предсказан Золднером еще в 1801 г. [8]. Этот эффект имеет ту же природу, что и гравитационное красное смещение. Оба они являются частными случаями многочисленных эффектов, которые предсказывает общая теория. Все они содержатся, например, в уравнении (184) состояния фотонного газа.

Эффект красного смещения, обнаруженный Хабблом, имеет не доплеровскую, а диссипативную природу. Поэтому наблюдаемое «расширение» Вселенной является кажущимся. Закон Хаббла надо трактовать не в смысле формулы (550), а в смысле уравнения (562) общей теории [точнее, в смысле уравнения (560)].

Анализ имеющихся в распоряжении астрономов экспериментальных данных показывает, что при сравнительно малых расстояниях до наблюдателя эффектом диссипации можно пренебречь по сравнению с двумя другими Доплера и гравитационного красного смещения. При этом весьма вероятно появление фиолетового смещения. Фиолетовое смещение соответствует «посинению» света. Например, свет синее, когда звездный объект приближается к земному наблюдателю (эффект Доплера). Ведь фактически во Вселенной галактики и другие звездные объекты перемещаются в самых разнообразных направлениях. Поэтому, если случайно эффект Доплера превосходит два других эффекта, то получается посинение света. Опытные данные (например, Шепли) подтверждают этот вывод: у некоторых ближайших галактик наблюдается именно фиолетовое смещение, т.е. увеличение частоты света. Оно целиком определяется эффектом Доплера (галактики приближаются к наблюдателю).

При средних расстояниях эффект диссипации соизмерим с эффектами Доплера и гравитационного красного смещения. В этих условиях суммарное смещение спектра иногда может быть не только красным, но и фиолетовым.

Наконец, при слишком больших расстояниях эффект диссипации значительно превосходит два других (Доплера и гравитационного красного смещения), поэтому очень удаленные звездные объекты всегда должны давать и дают только красное смещение.

Очевидно, что на чудовищно больших расстояниях эффект диссипации должен смещать световой спектр в область радиодиапазона. В связи с этим целесообразно осуществить экспериментальный поиск таких радиоспектров.

Открытое не так давно Сандейджем очень сильное красное смещение квазаров (квазизвездные источники радиоизлучения), не соответствующее их расстояниям до наблюдателя, можно в частности объяснить неоднородностью межзвездного пространства в отношении проводимости волнового заряда. Ведь ниоткуда не следует, что все участки Вселенной должны обязательно обладать совершенно одинаковым сопротивлением.

Кроме того, в данном случае может сработать закон состояния, который заставляет частоту изменяться под действием различных зарядов.

Об особенностях действия эффекта диссипации можно судить также по характеру доходящего до нас излучения четырех «пульсаров», открытых английскими радиоастрономами Мюллардской обсерватории Кембриджского университета. Впервые один такой пульсар наблюдала 6 августа 1967 г. молодая аспирантка упомянутой обсерватории Жакелин Белл.

Пульсары – это звездные объекты, представляющие собой пульсирующие источники радиоизлучения. Каждый пульсар излучает волны одновременно в определенном диапазоне частот, причем до земного наблюдателя длинные волны доходят с запаздыванием на несколько секунд по сравнению с короткими. Это объясняется неодинаковым действием эффекта диссипации на излучения различной частоты. В общем случае диссипация уменьшает частоту волны и скорость распространения излучений. Наблюдения пульсаров показывают, что скорость низкочастотного излучения уменьшается быстрее, чем высокочастотного. Все эти данные очень хорошо подтверждают – с качественной и количественной стороны – выводы общей теории. В частности, они свидетельствуют о непостоянстве скорости света в вакууме и т.д.

В связи с обсуждением свойств пульсаров интересно отметить следующее. Некоторые ученые высказали предположение о том, что излучение пульсаров обусловлено деятельностью внеземных цивилизаций. Противников этой гипотезы поражает большая мощность излучений, большое количество пульсаров и т.д. Трудно сомневаться в том, что во Вселенной не существует бесконечно большого числа цивилизаций с неизмеримо более высоким уровнем развития, чем земная. О бесчисленном множестве цивилизаций должны свидетельствовать бесконечно большие размеры Вселенной, содержащей неисчислимо множество планет, звезд и галактик. Что касается уровня развития, то о нем можно судить по длительности существования миров. Имеется бесконечное множество миров, существующих неизмеримо дольше Земли.

§ 61. Радиус видимости Вселенной.

1. Определение понятия.

В настоящее время с фотонами связаны наши главные возможности наблюдения и изучения Вселенной. Поэтому интересно разобрать вопрос о том, как далеко в принципе можно углубиться во Вселенную с помощью фотонных приборов. Для ответа на поставленный вопрос надо ввести понятия предельного радиуса видимости Вселенной. Суть этого понятия заключается в следующем.

Наблюдаемую часть Вселенной иногда называют Метагалактикой, или мегамиром. Размеры видимой Метагалактики, вообще говоря, непрерывно увеличиваются по мере улучшения инструментальных возможностей астрономов. Но очевидно, что должны существовать известные **пределы видимости**, которые не могут быть превзойдены ни при каком развитии инструментальной техники. Речь идет о том, что световой луч, пущенный наблюдателем в любом конкретном направлении, рано или поздно обязательно должен «упереться» в какое-нибудь космическое тело. Если пускать луч последовательно во всех направлениях, то получатся неодинаковые пути, пройденные

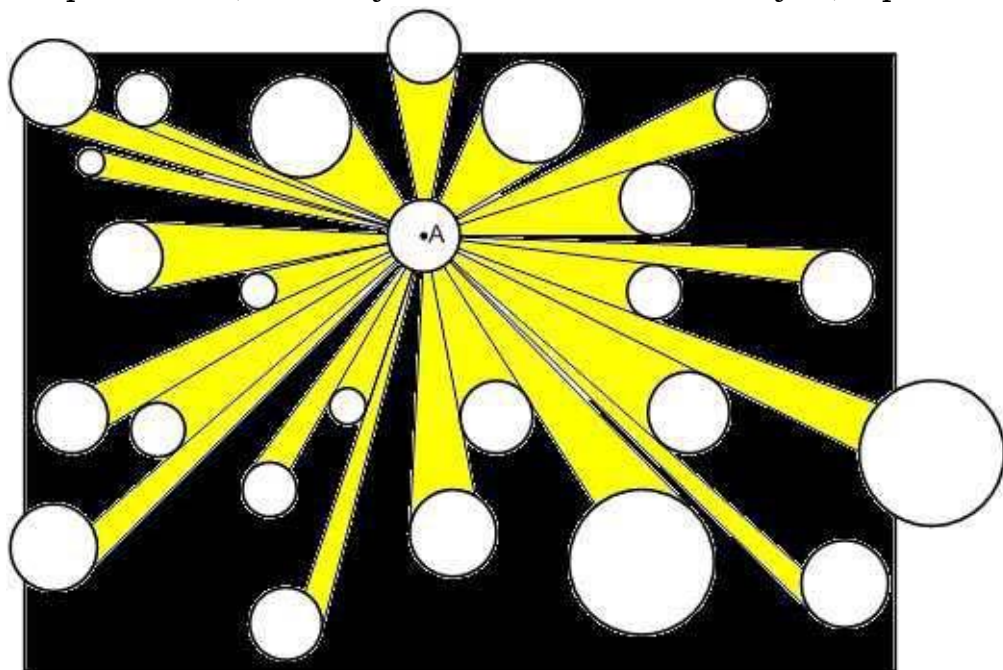


Рисунок 26 Схема к определению среднего радиуса видимости Вселенной.

светом до момента его столкновения с телами. Соответствующие пути на рис. 26 изображены линиями, исходящими из точки А.

Среднее расстояние до космических тел, взятое для всех направлений, назовем предельным **радиусом видимости** Вселенной. Радиус видимости представляет собой размер, имеющий фундаментальное значение для понимания многих явлений, наблюдаемых в бесконечной Вселенной. За пределы этого радиуса световой луч проникнуть не может. Аналогичным образом от тел, находящихся вне этого радиуса, луч не может дойти до наблюдателя, так как неизбежно будет поглощен промежуточными телами.

Таким образом, можно считать, что любой наблюдатель находится в окружении стены, состоящей из небесных тел, в основном звезд. Различные точки этой стены удалены от него на разные расстояния, что хорошо видно из рис. 26. Поэтому для удобства рассуждений будем условно считать, что наблюдатель находится в центре сферической полости, имеющей радиус видимости Вселенной. Так может думать каждый наблюдатель, находящийся в любой точке Вселенной.

Стена, образующая воображаемую сферическую полость, состоит главным образом из звезд. Если некоторый луч при столкновении со звездой полностью не поглощается, то радиус видимости оказывается больше, чем в случае поглощения.

2. Вывод расчетных формул.

Для определения радиуса **R_в** видимости выделим во Вселенной сферическую оболочку радиусом **r** и толщиной **dr**. Объем оболочки

$$dV = 4\pi r^2 dr \quad \text{м}^3. \quad (574)$$

В этом объеме находится **dN** звезд, средний радиус которых равен **r_з** и средняя плотность вещества - **ρ_з**. Каждая звезда заслоняет на расстоянии **r** от источника поток лучей с телесным углом

$$d\Omega_p = \pi r_z^2 / r^2. \quad (575)$$

Число **dN** звезд может быть найдено по средней плотности **ρ_в** вещества в наблюдаемой части Вселенной:

$$\rho_v = (4/3)\pi r_z^3 \rho_z (dN/dV) \quad \text{кг/м}^3. \quad (576)$$

Полный телесный угол лучей, заслоненных **dN** звездами, находится из формул (574) – (576):

$$d\Omega' = d\Omega_z dN = 3\pi(\rho_v/\rho_z)(dr/r_z). \quad (577)$$

Фактически угол $d\Omega$ заслонения лучей несколько меньше из-за частичного перекрытия звездами друг друга. Эффект перекрытия (заслонения) звезд учитывается коэффициентом перекрытия

$$k = d\Omega_{\text{пер}}/d\Omega', \quad (578)$$

где $d\Omega_{\text{пер}}$ - телесный угол, на который звезды перекрывают друг друга.

Из выражений (577) и (578) находим

$$d\Omega = (1 - k)d\Omega' = 3\pi(1 - k)(\rho_B/\rho_3)(dr/r_3). \quad (579)$$

Как видим, телесный угол заслонения лучей пропорционален радиусу. При интегрировании левой и правой частей уравнения (579) в пределах от $\Omega = 0$ до $\Omega = 4\pi$ и от $r = 0$ до $r = R_B$ будем считать коэффициент k постоянным и равным среднему его значению $k_{\text{ср}}$ на расстоянии R_B . Окончательно имеем

$$R_B = (4/3)[1/(1 - k_{\text{ср}})] (\rho_3/\rho_B) r_3 \quad \text{м.} \quad (580)$$

Эффект частичной или полной проницаемости звезд для лучей может быть приближенно учтен путем введения в формулу (580) коэффициента k . Получаем

$$R_B = k(4/3)[1/(1 - k_{\text{ср}})] (\rho_3/\rho_B) r_3 \quad \text{м.} \quad (581)$$

Величина k при отсутствии проницаемости равна единице. Если лучи поглощаются вторым слоем звезд, то $k = 2$, если третьим, то $k = 3$ и т.д.

Приближенно можно принять, что величина $k_{\text{ср}} = 1/2$, так как коэффициент k при $r = 0$ равен нулю, а при $r = R_B$ - единице, причем изменение k с радиусом r отвечает уравнению прямой линии.

3. Обсуждение результатов.

Выведенные формулы весьма приближенны. Однако, несмотря на это, они позволяют сделать много интересных и важных в принципиальном отношении выводов.

Прежде всего, ответим на поставленный выше вопрос о возможностях, которыми располагают фотонные приборы. С этой целью определим радиус видимости применительно к фотонному газу.

Для фотонов $k = 1$. Если принять, что $\rho_3 = 1,5 \text{ г/см}^3$; $\rho_B = 10^{-29} \text{ г/см}^3$; $\rho_3 = 10^6 \text{ км}$, тогда радиус видимости

$$R_B = 4 \cdot 10^{35} \text{ км} = 0,42 \cdot 10^{23} \text{ световых лет} = 0,13 \cdot 10^{23} \text{ парсек}^*. \quad (582)$$

* 1 световой год = 0,308 парсек = 9500 млрд. км.

Найденная величина радиуса видимости говорит о том, что астрономы еще располагают большими возможностями проникновения в глубь Вселенной с помощью приборов, основанных на улавливании фотонов (видимого света, электромагнитного излучения и т.п.). В настоящее время удастся «видеть» на расстояниях около десятка миллиардов световых лет. Принципиально говоря, путем усовершенствования техники наблюдений эта граница может быть расширена примерно в миллиард раз. На более далеких расстояниях Вселенную рассматривать с помощью фотонов невозможно, так как они будут поглощены промежуточными телами. Для расширения радиуса видимости надо перейти от фотонов к другим частицам или полям, которые способны пронизывать звезды. При этом в принципе может быть достигнут бесконечно большой радиус видимости.

Следует заметить, что увеличить в миллиард раз границы наблюдаемого с помощью фотонов мира можно только теоретически. На самом деле значительно раньше эффект диссипации ослабит сигналы до слишком низкого уровня. Кроме того, при больших расстояниях наблюдениям начнет мешать эффект частичного заслонения звезд. Этот эффект будет сказываться значительно раньше, если наблюдать не отдельные звезды, а более крупные объекты, например, галактики. Следовательно, недалек тот день, когда возможности дальнейшего проникновения в космос с помощью фотонных приборов будут полностью исчерпаны.

Таким образом, расчеты, выполненные на основе идей общей теории, показывают, что радиус видимости Вселенной крайне велик. Благодаря этому обстоятельству на Земле существуют условия, благоприятные для жизни. О различных других возможных вариантах этих условий, зависящих от величины радиуса R_v , говорится ниже.

§ 62. Дыхание Вселенной.

1. Влияние радиуса видимости.

С помощью понятия радиуса видимости можно установить одно любопытное свойство мироздания. Это свойство проявляется по-разному в зависимости от величины радиуса R_v и скорости ω распространения различных излучений. При очень малом радиусе R_v и очень большой скорости ω происходит по-

чти мгновенный перенос излучений между космическими телами. При этом Вселенная в целом должна быть строго стационарной и иметь во всех точках неизменные и одинаковые значения всех потенциалов. Почти вся энергия Вселенной должна быть сосредоточена в ее звездах.

С увеличением радиуса R_v и уменьшением скорости ω распространения излучений большое количество энергии приходится на излучения, которые путешествуют в пределах сферы видимости. При этом Вселенная начинает как бы «дышать». Это проявляется в периодических изменениях состояний отдельных ее объектов. Состояния изменяются под действием волн излучений, доходящих до этих объектов.

При очень больших расстояниях R_v и очень малых скоростях ω преобладающая часть энергии мира должна содержаться в излучениях, ведущих бродячий образ жизни. Отдельные космические тела должны при этом остывать до весьма низких энергий.

Процессы «дыхания», происходящие при определенном радиусе видимости, например, том, который наблюдается в реальной Вселенной, решающим образом зависят от скорости ω распространения излучений. Что касается скорости реального электромагнитного излучения – фотонов (микромир), то она известна. О скорости распространения субмикроскопических полей сейчас пока трудно сказать что-нибудь определенное.

В настоящее время принято считать, что все поля, в том числе электрическое и магнитное, распространяются со скоростью света. На самом деле такой вывод не соответствует действительности. Есть основания предполагать, что субмикроскопические поля, определяемые квантино (в том числе термины), имеют совсем другой порядок скоростей, чем микроскопические (в том числе фотоны). При этом скорость квантино, как и квантов, есть потенциал и, следовательно, является величиной переменной. В принципе она может изменяться от нуля до бесконечности.

2. «Дыхание» мировых констант.

Скорость ω распространения квантино оказывает решающее влияние на эволюцию микромира, в частности на значения так называемых мировых, или абсолютных, констант, каковыми служат величины квантов элементарных зарядов. Чем

больше скорости квантино, тем меньше должны изменяться («дышать») мировые константы в разные космические эпохи.

Для установления характера изменения величины мировых констант со временем надо знать количество нанозаряда, излучаемого квантами элементарных зарядов в единицу времени, скорость распространения нанополей и радиус видимости Вселенной. Для определения двух первых характеристик можно использовать величину относительного количества излучений, находящихся в мировом пространстве, а также известные значения различных потенциалов. Однако при этом надо обязательно принять во внимание закон диссипации, ибо без учета этого закона можно прийти к абсурдным выводам, которые рассматриваются в следующем параграфе.

§ 63. Полевые парадоксы Вселенной.

1. Происхождение парадоксов.

Из понятия радиуса видимости Вселенной вытекает, что Земля окружена сплошной стеной (оболочкой радиуса $R_в$), состоящей из звезд. Эта стена непрерывно в течение многих миллиардов лет излучает внутрь сферы различные корпускулы (микромир) и поля (наномир).

Вообразим себе на минуту следующую жуткую картину: во Вселенной вдруг перестал действовать всеобщий закон диссипации. Тогда в точке, где располагается земной наблюдатель, рано или поздно неизбежно установятся значения различных потенциалов, изменяющиеся от тех значений, которые эти потенциалы (в среднем) имеют на звездах, и до значений, стремящихся к бесконечности.

В первом случае речь должна идти об элементарных формах движения, заряды которых полностью поглощаются толщей звезд, т.е. стенкой, образующих сферу. В этом случае звезды, расположенные вне радиуса видимости, на потенциалы в точке наблюдателя влиять не могут, так как идущее от этих звезд излучение поглощается в пути, за пределами и в пределах сферы видимости. Примером может служить электромагнитное излучение (свет). При электромагнитном излучении в точке, где находится наблюдатель, установится средняя температура звезд.

Во втором случае речь идет о формах движения, заряды которых в большей или меньшей степени пропускаются звез-

дами. При этом соответствующие потенциалы приобретут еще большие значения, чем в первом случае, поскольку на их величину должны влиять не только звезды, образующие сферу оптической видимости, но и остальные звезды, располагающиеся далеко за ее пределами. Если звезды полностью пропускают некоторый заряд, то сопряженный с ним потенциал должен иметь значение, стремящееся к бесконечности, так как он создается бесконечно большим количеством звезд всей Вселенной. Примером может служить гравитационная форма движения. По существующим сейчас представлениям в рассматриваемых условиях гравитационный потенциал должен иметь бесконечно большое значение. О такой тяжести каждый немедленно превратится в лепешку, толщина которой стремится к нулю.

Применительно к другим элементарным формам движения получается аналогичная пренеприятнейшая картина.

Все перечисленные эффекты образования высоких значений различных потенциалов будем называть **полевыми** (от слова поле) **парадоксами**. Парадоксами потому, что полевых эффектом на самом деле нет.

2. Объяснение парадоксов.

Полевые парадоксы невольно возникают в воображении ученых, если им не знаком закон диссипации. Но, к счастью, закон диссипации действует всегда и везде, независимо от того, знают его ученые или нет, и поэтому все полевые эффекты (их бесчисленное множество, как и форм движения) фактически отсутствуют.

Само собою разумеется, что различного рода космические объекты типа пыли, элементарных частиц, облаков и т.д., расположенные на пути лучей к наблюдателю существа дела не меняют и не могут заменить эффекта диссипации. По существующим сейчас представлениям упомянутые космические объекты являются единственной причиной ослабления лучей света. Однако на полевом эффекте их наличие никак не может сказаться. Если пыль поглощает соответствующие лучи, то это может несколько уменьшить радиус видимости. Но со временем пыль должна приобрести температуру звезд и перестать влиять на процесс.

Единственной причиной отсутствия в реальном мире полевых эффектов является действие закона диссипации.

Величина любого потенциала в каждой данной точке внутри сферы видимости зависит от расстояния этой точки до сферы видимости, точнее – от сопротивления, которое оказывает космос распространению сопряженного с потенциалом заряда.

Если бы радиус видимости был мал, тогда влиянием диссипации можно было бы пренебречь и полевые парадоксы превратились бы в реальную действительность.

С увеличением радиуса видимости любой заряд вследствие диссипации достигает наблюдателя при пониженном значении потенциала. В условиях очень больших расстояний это понижение потенциала столь существенно, что на Земле влияние излучений космической стены проявляется крайне незначительно.

Возникает вопрос, а куда девается та теплота диссипации, которая в большом количестве выделяется в сфере видимости в результате переноса через нее бесчисленного множества зарядов? Вся она благополучно поглощается сферой видимости, т.е. вновь усваивается излучающими телами. Можно предположить, что благодаря диссипации вакуум космоса должен обладать температурой, превышающей абсолютный нуль. Измерения, выполненные космическими лабораториями, подтверждают этот вывод. На температуру космоса должны влиять также отрицательные процессы диссипации, связанные с переносом антизарядов и античастиц.

§ 64. Фотометрический парадокс Шезо-Ольберса.

1. Содержание парадокса.

В 1774 г. Шезо и в 1826 г. Ольберс обнаружили так называемый фотометрический парадокс, сущность которого сводится к тому, что равномерно распределенные в бесконечном пространстве звезды должны раскалить небо до температуры Солнца. Но на самом деле этого не происходит. Поэтому полученный Шезо теоретический результат был назван парадоксом.

2. Объяснение парадокса.

Ученые почти два столетия ломали голову над весьма убедительными доводами Шезо: если какая-то область пространства окружена стеной из звезд, то рано или поздно все тела

этой области должны приобрести температуру стены. Аналогичная картина получается в наглухо закрытой духовке с помещенными в нее предметами.

Выйти из логического тупика, обнаруженного Шезо, было невозможно без знания закона диссипации. Закон диссипации хорошо объясняет причину, почему на Земле температура не равна средней температуре звезд. Термино, испускаемые звездами, достигают Земли при крайне низких температурах благодаря большим расстояниям и проводимости $L_{\text{нан}}$ космоса, не равной бесконечности – формула (409).

Фотометрический парадокс Шезо является частным случаем бесчисленной совокупности полевых парадоксов, предсказываемых общей теорией для условий, в которых отсутствует эффект диссипации.

§ 65. Гравитационный парадокс Неймана-Зеелигера.

1. Содержание парадокса.

В 1877 г. немецкий физик Нейман и в 1899 г. его соотечественник астроном Зеелигер открыли так называемый гравитационный парадокс, согласно которому, если верна механика Ньютона, сила тяжести в любой точке бесконечной Вселенной, включая Землю, должна быть равна бесконечности. Но в действительности этого не наблюдается. Следовательно, как предположил Зеелигер, закон Ньютона нуждается в поправке.

Ученые установили, что если в законе тяготения Ньютона сила притяжения будет обратно пропорциональна расстоянию не точно во второй степени, то гравитационной смерти можно избежать. Однако этот вывод кажется мало убедительным, так как закон Ньютона подтверждается опытом с большой точностью.

2. Объяснение парадокса.

Парадокс Неймана-Зеелигера, как и парадокс Шезо, является частным случаем полевых парадоксов общей теории. Для его расшифровки не требуется исправлять закон Ньютона. Тем более, что этот закон, как будет показано в § 83, хорошо отражает наблюдаемые в природе закономерности.

Отсутствие эффекта Неймана-Зеелигера объясняется действием закона диссипации на уровне наномира. Гравитационное поле звезд достигает Земли при крайне низких гравитационных потенциалах, что обусловлено большими расстояниями до звезд и проводимостью $L_{\text{нан}}$ космоса по отношению к гравитино, не равной бесконечности.

В парадоксе Неймана-Зеелигера следует обратить внимание еще на одно обстоятельство. Согласно Нейману-Зеелигеру, гравитационный потенциал в любой точке должен достигать бесконечно большого значения. Это может быть только в условиях, если принять, что звезды абсолютно проницаемы для гравитационного поля (гравитино). При этом коэффициент k в формуле (581) должен быть равен бесконечности, радиус видимости R_v также должен обратиться в бесконечность.

На самом деле такие условия являются грубым приближением к действительности. По-видимому, гравитационное поле звездами поглощается по крайней мере, частично. Поэтому в гравитационном парадоксе правильнее будет говорить не о бесконечном значении гравитационного потенциала, а о конечном.

Существует простая возможность измерить пропускательную способность небесных тел по отношению к гравитационному полю. Для этого надо определить силу тяжести конкретного груза (например, на пружинных весах) при различной его ориентации относительно Луны или Солнца. Груз располагается в определенной точке поверхности Земли. Одно измерение соответствует непосредственному расположению груза под Луной или Солнцем. Второе измерение делается после поворота Земли при ее суточном вращении на 180° . Сила тяжести груза во втором случае окажется иной, чем в первом. При этом на силе тяжести отразится не только изменение расстояния между грузом и Луной или Солнцем, но также факт поглощения гравитино толщей Земли. Полученные результаты можно использовать для суждения о пропускательной способности звезд (а также для изучения пропускательной способности различных участков самой Земли). Таким образом можно уточнить гравитационный парадокс Неймана-Зеелигера.

Глава VII. Увлечение движения.

§ 66. Закон отношения потоков.

1. О новой форме движения.

Рассмотренные выше формы движения отличаются сравнительной простотой. Каждая последующая форма движения (явление) будет сложнее предыдущей. Именно в такой последовательности можно себе мыслить эволюцию движения.

Настоящая глава посвящена явлению, которое будем именовать увлечением движения. Суть этого явления заключается в том, что перенос любого данного заряда сопровождается одновременным переносом всех остальных, входящих в состав соответствующего ансамбля. Этот эффект обусловлен наличием силовых связей между различными квантами зарядов. Достаточно подействовать на один из них сопряженной с ним разностью потенциалов, чтобы увлечь тем самым все остальные. Количественная сторона увлечения определяется перекрестными коэффициентами переноса. При этом срабатывает всеобщий закон увлечения (§ 50).

Явление увлечения составляет следующую по сложности ступень в общей классификации (и эволюции) движения. Оно включает в себя все предыдущие более простые формы движения и, значит, подчиняется всем рассмотренным выше законам, выведенным для этих простых форм. Вместе с тем явлению увлечения, как и всем другим явлениям, находящимся на различных ступенях эволюции движения, присущи свои специфические особенности, подчиняющиеся своим специфическим законам. Таким специфическим законом, характеризующим форму движения увлечения, служит закон отношения потоков, который рассматривается в настоящем параграфе.

2. Вывод дифференциального уравнения закона.

Заметим, кстати, что закон отношения проводимостей (§ 48) связывает между собой проводящие и емкостные свойства среды. Он не содержит никаких сведений о количествах пере-

носимых зарядов. Поэтому его действие распространяется на самые общие условия, когда разности потенциалов и отвечающие им потоки имеют произвольные значения. Если несколько ограничить общность условий, то можно прийти к новому, чрезвычайно интересному закону, который выводится следующим образом.

Предположим, что система располагает двумя степенями свободы (при одной степени свободы теряется смысл закона отношения проводимостей и потоков). Тогда об относительных величинах потоков \mathbf{W}_1 и \mathbf{W}_2 или об относительном количестве переданных зарядов $d\mathbf{E}_1$ и $d\mathbf{E}_2$ можно судить по величине коэффициента [формулы (229) и (230)]

$$\sigma_{w_1w_2} = \mathbf{W}_1/\mathbf{W}_2 = d\mathbf{E}_1/d\mathbf{E}_2 = (\mathbf{B}_{11}\mathbf{V}_1 + \mathbf{B}_{12}\mathbf{V}_2)/(\mathbf{B}_{21}\mathbf{V}_1 + \mathbf{B}_{22}\mathbf{V}_2) \quad (583)$$

Если система располагает тремя степенями свободы ($n = 3$), то соответствующих отношений потоков может быть несколько:

$$\sigma_{w_1w_2} = \mathbf{W}_1/\mathbf{W}_2 = d\mathbf{E}_1/d\mathbf{E}_2; \quad (584)$$

$$\sigma_{w_1w_3} = \mathbf{W}_1/\mathbf{W}_3 = d\mathbf{E}_1/d\mathbf{E}_3; \quad (584)$$

$$\sigma_{w_2w_3} = \mathbf{W}_2/\mathbf{W}_3 = d\mathbf{E}_2/d\mathbf{E}_3. \quad (584)$$

В общем случае для n степеней свободы из формулы (234) получаем

$$\sigma_{w_iw_k} = \mathbf{W}_i/\mathbf{W}_k = d\mathbf{E}_i/d\mathbf{E}_k = \sum_{r=1}^n B_{ir}V_r / \sum_{r=1}^n B_{kr}V_r. \quad (585)$$

Аналогичные отношения можно составить для любых частных потоков, рассмотренных в § 34. Однако такая запись не характерна, ибо силы \mathbf{V} в общем случае могут принимать произвольные значения, поэтому коэффициенты σ суть величины переменные, зависящие от произвольно задаваемых (режимных) характеристик процесса.

Предположим далее, что рассматривается случай, когда все силы \mathbf{V} , кроме какой-нибудь одной, равны нулю. В этих частных условиях коэффициенты σ приобретают смысл физических коэффициентов, именно – производных свойств третьего порядка. Они уже не зависят от режимных характеристик процесса.

Действительно, при $n = 2$ из формулы (583) получаем ($\mathbf{V}_2 = 0$).

$$\sigma_{1121} = \mathbf{W}_1/\mathbf{W}_2 = d\mathbf{E}_1/d\mathbf{E}_2 = \mathbf{B}_{11}/\mathbf{B}_{21} \quad (586)$$

или (при $\mathbf{V}_1 = 0$).

$$\sigma_{1222} = \mathbf{W}_1/\mathbf{W}_2 = d\mathbf{E}_1/d\mathbf{E}_2 = \mathbf{B}_{12}/\mathbf{B}_{22}. \quad (587)$$

Произведение коэффициентов

$$\sigma_{1122} = \sigma_{1121}\sigma_{1222} = \mathbf{B}_{11}/\mathbf{B}_{22}. \quad (588)$$

Здесь перекрестные коэффициенты \mathbf{B}_{12} и \mathbf{B}_{21} сократились на основе закона увлечения (466).

С помощью законов переноса и отношения проводимостей коэффициенты (586) – (588) можно переписать следующим образом:

при

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_2 &= \mathbf{X}_2 = \mathbf{Y}_2 = \mathbf{0} \\ \sigma_{1121} &= \mathbf{W}_1/\mathbf{W}_2 = \mathbf{J}_1/\mathbf{J}_2 = \mathbf{I}_1/\mathbf{I}_2 = \mathbf{dE}_1/\mathbf{dE}_2 = \\ &= \mathbf{B}_{11}/\mathbf{B}_{21} = \alpha_{11}/\alpha_{21} = \beta_{11}/\beta_{21} = \mathbf{L}_{11}/\mathbf{L}_{21} = \\ &= \mathbf{M}_{11}/\mathbf{M}_{21} = \mathbf{K}_{11P}/\mathbf{K}_{21P} = \mathbf{A}_{21P}/\mathbf{A}_{11P}; \end{aligned} \quad (589)$$

при

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_1 &= \mathbf{X}_1 = \mathbf{Y}_1 = \mathbf{0} \\ \sigma_{1222} &= \mathbf{W}_1/\mathbf{W}_2 = \mathbf{J}_1/\mathbf{J}_2 = \mathbf{I}_1/\mathbf{I}_2 = \mathbf{dE}_1/\mathbf{dE}_2 = \\ &= \mathbf{B}_{12}/\mathbf{B}_{22} = \alpha_{12}/\alpha_{22} = \beta_{12}/\beta_{22} = \mathbf{L}_{12}/\mathbf{L}_{22} = \\ &= \mathbf{M}_{12}/\mathbf{M}_{22} = \mathbf{K}_{12P}/\mathbf{K}_{22P} = \mathbf{A}_{22P}/\mathbf{A}_{12P}. \end{aligned} \quad (590)$$

Произведение коэффициентов

$$\begin{aligned} \sigma_{1122} &= \sigma_{1121}\sigma_{1222} = \mathbf{B}_{11}/\mathbf{B}_{22} = \alpha_{11}/\alpha_{22} = \\ &= \beta_{11}/\beta_{22} = \mathbf{L}_{11}/\mathbf{L}_{22} = \mathbf{M}_{11}/\mathbf{M}_{22} = \mathbf{K}_{11P}/\mathbf{K}_{22P} = \\ &= \mathbf{A}_{22P}/\mathbf{A}_{11P}. \end{aligned} \quad (591)$$

Отсюда видно, что отношение потоков и зарядов равно отношению соответствующих проводимостей и емкостей и не зависит от режима переноса.

Аналогичным образом из общих формул (438), (439) и (585) находим:

$$\begin{aligned} \sigma_{irkr} &= \mathbf{W}_i/\mathbf{W}_r = \mathbf{J}_i/\mathbf{J}_r = \mathbf{I}_i/\mathbf{I}_r = \mathbf{dE}_i/\mathbf{dE}_r = \\ &= \mathbf{B}_{ir}/\mathbf{B}_{kr} = \alpha_{ir}/\alpha_{kr} = \beta_{ir}/\beta_{kr} = \mathbf{L}_{ir}/\mathbf{L}_{kr} = \\ &= \mathbf{M}_{ir}/\mathbf{M}_{kr} = \mathbf{K}_{irP}/\mathbf{K}_{krP} = \mathbf{A}_{krP}/\mathbf{A}_{irP}. \end{aligned} \quad (592)$$

Произведение коэффициентов

$$\begin{aligned} \sigma_{iirr} &= \sigma_{iiri}\sigma_{irrr} = \mathbf{B}_{ii}/\mathbf{B}_{rr} = \alpha_{ii}/\alpha_{rr} = \\ &= \beta_{ii}/\beta_{rr} = \mathbf{L}_{ii}/\mathbf{L}_{rr} = \mathbf{M}_{ii}/\mathbf{M}_{rr} = \mathbf{K}_{iiP}/\mathbf{K}_{rrP} = \\ &= \mathbf{A}_{rrP}/\mathbf{A}_{iiP}. \end{aligned} \quad (593)$$

Необходимо напомнить, что в формулах (589), (590) и (592) все силы (разности или градиенты потенциалов) равны нулю, кроме одной, для которой найдена соответствующая формула. Равенства (589), (590) и (592) выражают общий закон отношения потоков.

3. Формулировка закона.

Из дифференциальных уравнений (589), (590) и (592) следует, что **при наличии нескольких степеней свободы и действии только одной термодинамической силы отношение любых двух потоков (количеств переданных зарядов) равно отношению соответствующих проводимостей и емкостей.**

В условиях действия одной разности потенциалов всегда имеется один основной поток, сопряженный с этой разностью потенциалов, и $n - 1$ увлеченных потоков. Увлеченные потоки сопряжены с нулевыми разностями потенциалов. Их происхождение целиком определяется действием эффекта увлечения. Отношение любого из этих потоков – основного или увлеченного – к любому другому есть величина вполне определенная, представляющая собой физический коэффициент, который равен отношению соответствующих проводимостей и емкостей. Этот результат, названный законом отношения потоков, имеет важное теоретическое и практическое значение.

Как уже отмечалось, разница между законами отношения проводимостей и потоков заключается в следующем. Первый закон является более общим, так как он справедлив для любых условий, когда действует любое число сил. Но он не содержит информации о величине потоков или количествах переданных зарядов. Второй закон является менее общим, так как справедлив при действии только одной силы или в условиях, близких к равновесным, когда для всех степеней свободы системы соблюдается требование (508) равновесности. Но зато второй закон содержит дополнительную по сравнению с первым законом информацию о потоках и зарядах. Закон отношения потоков совместно с законом тождественности свойств дает возможность установить группы веществ (ансамблей), в пределах которых соблюдается постоянство (одинаковость) отношения соответствующих потоков. Следует подчеркнуть, что это постоянство является **приближенным**, поскольку закон тождественности свойств есть приближенный закон.

Ценность закона отношения потоков заключается также в том, что он позволяет определять величины квантов элементарных зарядов по известным отношениям проводимостей и емкостей.

§ 67. Примеры применения закона.

1. Расчетные формулы.

В качестве примера, иллюстрирующего содержание закона отношения потоков, рассмотрим весьма характерный случай осуществления химической реакции или фазового превращения. Как известно, при химических и фазовых превращениях перенос массы под действием разности химических потенциалов, когда все остальные разности потенциалов равны нулю, сопровождается многочисленными эффектами – диффузии, тепловыми, механическими (изменениями объема), кинетическими, электрическими, магнитными и т.д. При этом, например, тепловой эффект химической реакции или фазового превращения – это типичный сопутствующий эффект увлечения. В условиях отсутствия заметных разностей потенциалов поток термического заряда, отнесенный к потоку массы, есть физический коэффициент, определяющий так называемую теплоту химического или фазового превращения.

Для простейшего случая химического превращения, когда имеется только один поток массы, общее уравнение стационарного переноса имеет вид [формулы (244) и (264)]

$$I_i = - \sum_{r=1}^{r=n} \beta_{ir} \delta P_r, \quad (594)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$;

I_i – поток заряда: химической массы m , фазовой массы $m_{фз}$, диффузионной массы $m_{дф}$, термического заряда Θ , объема V , количества кинетического движения K , электрического заряда Ψ и т.д.;

β_{ir} – коэффициент отдачи соответствующего заряда;

δP_r – напор потенциала, под действием которого происходит перенос заряда: разность химических $\delta\mu$, фазовых $\delta\mu_{фз}$ и диффузионных $\delta\mu_{дф}$ потенциалов, температур δT , давлений δp , скоростей $\delta\omega$, электрических потенциалов $\delta\phi$ и т.д.

Из формулы (594) можно получить большое количество отношений различных потоков. Все они интересны в каком-нибудь смысле. Рассмотрим некоторые из них, упомянутые в дальнейшем изложении.

Например, если все разности потенциалов, кроме химической $\delta\mu$, равны нулю, тогда формула (594) дает множество отношений, из которых очень интересны, например, следующие:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\Theta m m m} &= I_{\Theta} / I_m = \Theta / m = \beta_{\Theta m} / \beta_{m m m} = \\
 K_{\Theta m P} / K_{m m P} &\text{ Дж / (кг · град);} & (595) \\
 \sigma_{V m m m} &= I_V / I_m = V / m = \beta_{V m} / \beta_{m m m} = \\
 K_{V m P} / K_{m m P} &\text{ м}^3 / \text{кг;} & (596) \\
 \sigma_{K m m m} &= I_K / I_m = K / m = \beta_{K m} / \beta_{m m m} = \\
 K_{K m P} / K_{m m P} &\text{ м / сек;} & (597) \\
 \sigma_{\Psi m m m} &= I_{\Psi} / I_m = \Psi / m = \beta_{\Psi m} / \beta_{m m m} = \\
 K_{\Psi m P} / K_{m m P} &\text{ К / кг} & (598) \\
 &\text{и т.д.}
 \end{aligned}$$

Точно такие же соотношения получаются для субстанциальной формы движения, фазового превращения и диффузии. При этом изменяются индексы, отражающие соответствующую форму движения, а все остальное остается неизменным. Поэтому для перечисленных форм движения соотношения (595) – (598) заново выписывать не будем.

Если все разности потенциалов, кроме электрической $\delta\phi$, равны нулю, тогда получаются следующие коэффициенты:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{m \Psi \Psi \Psi} &= I_m / I_{\Psi} = m / \Psi = \beta_{m \Psi} / \beta_{\Psi \Psi \Psi} = \\
 K_{m \Psi P} / K_{\Psi \Psi P} &\text{ кг / К;} & (599) \\
 \sigma_{\Theta \Psi \Psi \Psi} &= I_{\Theta} / I_{\Psi} = \Theta / \Psi = \beta_{\Theta \Psi} / \beta_{\Psi \Psi \Psi} = \\
 K_{\Theta \Psi P} / K_{\Psi \Psi P} &\text{ Дж / (град · К);} & (600) \\
 \sigma_{V \Psi \Psi \Psi} &= I_V / I_{\Psi} = V / \Psi = \beta_{V \Psi} / \beta_{\Psi \Psi \Psi} = \\
 K_{V \Psi P} / K_{\Psi \Psi P} &\text{ м}^3 / \text{К;} & (601) \\
 \sigma_{K \Psi \Psi \Psi} &= I_K / I_{\Psi} = K / \Psi = \beta_{K \Psi} / \beta_{\Psi \Psi \Psi} = \\
 K_{K \Psi P} / K_{\Psi \Psi P} &\text{ кг · м / (сек · К)} & (602) \\
 &\text{и т.д.}
 \end{aligned}$$

Каждый из коэффициентов, входящих в группу (595) – (598) или (599) – (602), можно отнести к другим коэффициентам группы. Так получатся новые отношения потоков. Однако приведенных выше коэффициентов вполне достаточно, чтобы до конца разобраться в смысле закона отношения потоков и сделать много интересных выводов, имеющих важное принципиальное значение.

2. Анализ результатов.

Из формул (595) – (598) видно, что при наличии только одной разности потенциалов – химических $\delta\mu$ (или субстанциальных, фазовых, диффузионных) вместе с массой происходит одновременный перенос увлеченных ею термического, заряда, объема, количества кинетического движения, электрического заряда и т.д. Увлеченный термический заряд дает соответству-

ющий тепловой эффект химического (или субстанциального, фазового, диффузионного) превращения, объем – объемный эффект превращения, количество кинетического движения – кинетический эффект, особенно заметный при превращениях взрывного характера, электрический заряд – электрический эффект и т.д.

При определении термического эффекта превращения надо обязательно принимать во внимание диссипацию. Ведь при наличии конечной разности потенциалов $\delta\mu$ перенос массы сопровождается рождением (или уничтожением) термического заряда диссипации. Этот заряд присоединяется к увлеченному, и таким образом в сумме нарушается равенство (595). Если нет возможности отделить заряд диссипации от увлеченного, то надо опыты проводить при очень малой разности $\delta\mu$, чтобы превращение можно было считать практически равновесным. В этих условиях весь термический заряд можно считать увлеченным, и для него будет справедлива формула (595). Тогда эта формула даст физический коэффициент.

Для перехода от термического заряда к теплоте (термической работе) превращения надо формулу (595) умножить на температуру T этого превращения. Имеем

$$r = T\sigma_{\Theta mmm} = I_Q/I_m = Q_Q/m = \beta_{Qm}/\beta_{mm} = C_{QmP}/K_{mmP} \text{ Дж/кг.} \quad (603)$$

Здесь все величины, отмеченные индексом «Q», получены из величин, отмеченных индексом «Θ», путем умножения последних на температуру T .

Формулы (559) – (602) показывают, что при наличии одной разности электрических потенциалов $\delta\phi$ вместе с электрическим зарядом переносится также масса, термический заряд, объем, количество кинетического движения и т.д.

Следует особо подчеркнуть, что формулы (595) – (603) характеризуют явление увлечения одних зарядов другими. Поэтому они ни в коем случае не могут служить основанием для отождествления участвующих в процессе зарядов, например увлекающего заряда с увлеченным. В частности, это касается массы и увлеченной ею теплоты – формула (603). Это замечание относится к любым макроскопическим и микроскопическим явлениям.

Из выражения (603) в качестве частных случаев вытекают правило (закон) Трутона и так называемый закон эквивалентности массы и энергии Эйнштейна. Из выражения (559) получаются известные законы Фарадея. Другие выражения

также дают соответствующие частные законы, не имеющие названий. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

§ 68. Законы Фарадея.

1. Первый закон Фарадея.

В 1833-1834 гг. Фарадеем были эмпирически установлена два закона, составляющие основу современной электрохимии. Из общей теории эти законы получаются следующим образом. Перепишем соотношение (599) так:

$$\mathbf{m} = \sigma_{\mathbf{m}\Psi\Psi\Psi} \Psi \quad \text{кг.} \quad (604)$$

Равенство (604) выражает первый закон Фарадея: при электролизе за время \mathbf{t} на электродах выделяются количества вещества \mathbf{m} , пропорциональные количеству электрического заряда Ψ , прошедшего за то же время через электролит.

Как видим, этот закон есть следствие закона отношения потоков. Формулы (599) и (604) дополняют закон Фарадея, показывая, чему равно точное значение коэффициента пропорциональности.

Кроме того, закон отношения потоков позволяет сформулировать ограничения, которые должны накладываться на первый закон Фарадея. Очевидно, равенство (604) справедливо только в том случае, когда напоры всех потенциалов, кроме электрического, равны нулю.

2. Второй закон Фарадея.

При последовательном соединении нескольких электролитов количества выделяющихся веществ пропорциональны килограмм-эквивалентам этих веществ (второй закон Фарадея). Под килограмм-эквивалентом понимается отношение μ/\mathbf{z} , где μ - атомная или молекулярная масса иона (микроансамбля), \mathbf{z} - его валентность. Иными словами, величина μ/\mathbf{z} представляет собой массу микроансамбля, переносимого (увлеченного) единичным квантом электрического заряда. Следовательно,

$$\sigma_{\mathbf{m}\Psi\Psi\Psi} = (\mu/\mathbf{z})\Psi_{\mathbf{F}} \quad \text{кг/к,} \quad (605)$$

где $\Psi_{\mathbf{F}}$ - электрический заряд (фарадей), переносающий один килограмм-эквивалент вещества:

$$\Psi_{\mathbf{F}} = 9,64870 \cdot 10^7 \quad \text{к/кг-моль.} \quad (606)$$

Из выражений (604) и (605) имеем:

$$\mathbf{m} = (\mu/\mathbf{z})(\Psi/\Psi_{\mathbf{F}}) \quad \text{кг.} \quad (607)$$

Заметим, что для потоков массы и электрического заряда закон тождественности свойств дает плохие результаты: требуется брать слишком узкие группы веществ, чтобы получить одинаковые значения коэффициента $\sigma_{m\psi\psi\psi}$. Это объясняется тем, что ионы одинаковой валентности обычно сильно разнятся по массе.

§ 69. Тепловой эффект химической реакции.

1. Расчетная формула.

Тепловой эффект химической реакции определяется по формуле (603). Перепишем ее следующим образом:

$$r/T = \sigma_{\Theta m m m} = \Theta/m \quad \text{дж/(кг·град)} \quad (608)$$

Применительно к одной килограмм-молекуле вещества получаем

$$r_{\mu}/T = \sigma_{\Theta m m m \mu} = \Theta_{\mu} \quad \text{дж/(кг-моль·град)}, \quad (609)$$

где Θ_{μ} - термический заряд, соответствующий одной килограмм-молекуле вещества.

2. Результаты экспериментов.

На рис. 27 приведены конкретные данные для очень характерной реакции окисления различных элементов. Термический заряд, увлеченный массой реагирующих элементов, отнесен к одному атому кислорода в формуле окисла. Температура $T = 298^{\circ}\text{K}$.

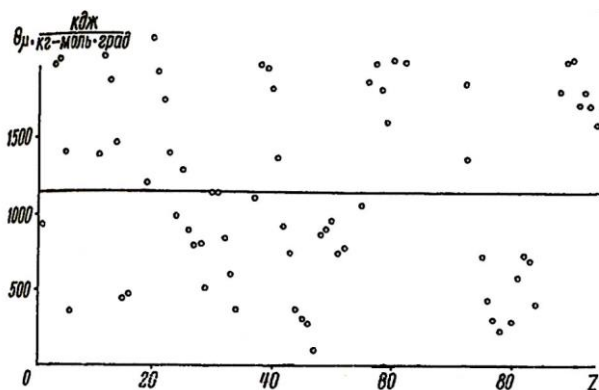


Рисунок 27 Зависимость удельного термического заряда, увлеченного химической массой при окислении элементов, от их атомного номера.

Из приведенных данных видно, что закон тождественности свойств (постоянство коэффициента $\sigma_{\Theta m m m \mu}$) для рассматриваемой реакции соблюдается плохо. Еще хуже он соблюдается в условиях действия закона Фарадея.

§ 70. Закон Трутона.

1. Содержание закона.

Рассмотрим теперь фазовые превращения – испарение и конденсацию, плавление и затвердевание. В 1884 г. Трутон эмпирически установил правило, согласно которому для одной килограмм-молекулы всех веществ отношение теплоты r_μ к температуре T испарения (парообразования) есть величина постоянная.

Нетрудно увидеть, что правило (точнее закон) Трутона есть следствие закона отношения потоков и тождественности свойств общей теории. Согласно закону отношения потоков, увлеченная массой теплота испарения определяется формулой (609), которую можно дополнить отношением емкостей. Имеем

$$\frac{r_\mu}{T} = \sigma_{\Theta m m m \mu} = \Theta_\mu = \beta_{\Theta m \mu} / \beta_{m m \mu} = K_{\Theta m P \mu} / K_{m m P \mu} \quad \text{дж / (кг-моль-град)}. \quad (610)$$

Согласно закону тождественности, молярные емкости $K_{\Theta m P \mu}$ и $K_{m m P \mu}$ для различных веществ имеют примерно одинаковые значения. Отсюда следует постоянство отношения r_μ / T для различных веществ, что составляет содержание закона Трутона.

2. Анализ результатов.

Формула (610), полученная на основе законов общей теории, очень хорошо определяет смысл и границы применимости закона Трутона. Из этой формулы видно, что отношение r_μ / T представляет собой физический коэффициент $\sigma_{\Theta m m m \mu}$. Этот вывод есть следствие строгого закона отношения потоков. Вместе с тем вывод об одинаковости коэффициента $\sigma_{\Theta m m m \mu}$ для различных веществ есть следствие приближенного закона тождественности. Отсюда ясно, что закон Трутона есть приближенный закон. Его точность определяется точностью соблюдения закона тождественности. На практике емкости $K_{\Theta m P \mu}$ и

K_{mmP_μ} изменяются от вещества к веществу довольно заметно. Поэтому довольно заметно изменяется и отношение r_μ/T .

О характере разброса значений Θ_μ можно судить по данным, приведенным на рис. 28 (кривая 1), где среднее значение Θ_μ показано горизонтальной прямой. В пределах более узких групп веществ закон Трутона удовлетворяется лучше.

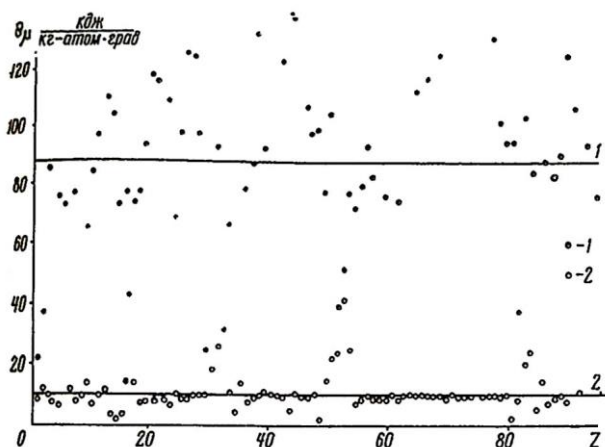


Рисунок 28 Зависимость термического заряда, увлеченного фазовой массой при испарении (1) и плавлении (2) элементов, от их атомного номера.

Заметим, что термический заряд Θ_μ , увлеченный фазовой массой при испарении, невозможно отличить (или отделить) от термического заряда диссипации. Поэтому закон Трутона применим только к равновесным (обратимым) условиям испарения. При неравновесном испарении, даже если все напоры равны нулю, кроме $\delta\mu_{фз}$, величина r_μ изменяется в зависимости от степени необратимости процесса. Эффект необратимости обнаруживает себя в том, что r_μ при конденсации должно быть больше, чем при испарении (равновесное r_μ заключено между этими двумя значениями).

Плавление твердых тел (и затвердевание жидкостей) подчиняется тем же законам общей теории, что и испарение (или конденсация). С количественной стороны процесс плавления описывается формулой (610). Закон отношения потоков является строгим законом, поэтому он справедлив для любых веществ. Но если к нему добавить закон тождественности свойств, т.е. потребовать, чтобы увлеченный термический заряд Θ_μ был одинаковым у всех веществ, то картина получится еще более пестрой, чем в случае испарения (рис. 28, кривая 2). Очевидно, для процессов плавления постоянство Θ_μ обеспечивается в рамках еще более узких групп веществ.

Приведенные соображения проливают свет на загадочные свойства закона Трутона. Он в принципе правильно описывает явление, но отличается большой неточностью. Происхождение этой неточности всегда было неясно и вызывало много недоуменных вопросов.

§ 71. Закон эквивалентности массы и энергии.

1. Вывод уравнения закона.

Формула (595) справедлива для любого уровня картины мира. В микромире перенос массы соответствует субстанциальной форме движения. Этот перенос всегда сопровождается увлечением других зарядов – термического, кинетического (импульсного), спинowego и т.д.

Например, термический заряд увлекается массой в соответствии с формулой (608), которую можно переписать в виде

$$\mathbf{r}\mathbf{m} = \mathbf{T}\Theta \quad \text{дж.} \quad (611)$$

Масса \mathbf{m} при переносе совершает субстанциальную работу [формула (51)], следовательно,

$$\Delta U_{\mathbf{m}} = Q_{\mathbf{m}Q} = \mathbf{P}_{\mathbf{c6}}\mathbf{m} = \mathbf{r}\mathbf{m} = \mathbf{T}\Theta \quad \text{дж.} \quad (612)$$

По Эйнштейну, $\mathbf{P}_{\mathbf{c6}} = \mathbf{c}^2$ [формула (52)], поэтому

$$\Delta U_{\mathbf{m}} = Q_{\mathbf{m}Q} = \mathbf{c}^2\mathbf{m} = \mathbf{r}\mathbf{m} = \mathbf{T}\Theta \quad \text{дж,} \quad (613)$$

где

$$\mathbf{P}_{\mathbf{c6}} = \mathbf{c}^2 = \mathbf{r} \quad \text{дж/кг.} \quad (614)$$

Найденный результат свидетельствует о том, что в микроскопической реакции вместе с массой передается вполне определенное количество увлеченного тепла, причем коэффициентом пропорциональности служит величина \mathbf{r} , которая является физическим коэффициентом, умноженным на температуру превращения, т.е.

$$\mathbf{r} = \mathbf{T}\sigma_{\mathbf{m}mm} = \mathbf{T}\Theta/\mathbf{m} \quad \text{дж/кг.} \quad (615)$$

Этот результат принято трактовать как эквивалентность (или пропорциональность) массы и энергии.

2. Анализ результатов.

Прежде всего обратим внимание на то обстоятельство, что равенство (613) справедливо только для практически равновесных микроскопических реакций, когда разности всех потенциалов, кроме $\delta\mathbf{P}_{\mathbf{c6}}$, равны нулю, а величина $\delta\mathbf{P}_{\mathbf{c6}}$ стремиться к нулю. При этом оказывается возможным пренебречь теплотой

диссипации и считать, что вся теплота реакции является увлеченной теплотой, подчиняющейся формуле (613).

Второе замечание касается предполагаемой всеобщности полученного результата. Эта всеобщность должна быть следствием постоянства коэффициента \mathbf{r} для различных реакций. Чтобы разобраться в этом вопросе, напомним, что в условиях микромира заряды имеют зернистую (квантовую) структуру. Термический заряд уносится в виде термонов, входящих в состав фотонов. Для установления свойств величины \mathbf{r} в формуле (613) надо знать число термонов \mathbf{k}_t и субстанционов \mathbf{k}_m , уносимых вместе с фотонами. При этом равенство (615) приобретает вид

$$\mathbf{r} = \mathbf{T}\sigma_{\text{mmm}} = (\mathbf{T}\mathbf{k}_t\tau)/(\mathbf{k}_m\mathbf{m}_{\text{кв}}) \text{ дж/кг.} \quad (616)$$

Не исключено, что правая часть формулы (161) имеет постоянное значение для одного (или \mathbf{N}_A) фотона. Но судить об этом нельзя, пока не будет установлена субстанциальная масса фотона.

Практические расчеты по формуле (613) показывают, что в тех случаях, когда в реакции выделяются фотоны, коэффициент σ_{mmm} отличается хорошим постоянством. Это означает, что для фотонов закон тождественности удовлетворяется более или менее удовлетворительно. Если увлеченная теплота относится не к фотонам, а к каким-либо другим частицам, то постоянство коэффициента σ_{mmm} соблюдается значительно хуже. Это свидетельствует о неточности соблюдения закона тождественности для соответствующих реакций.

В качестве примера на рис. 29 приведена энергия \mathbf{E} связи, приходящаяся на один нуклон в ядре. Из этого графика видно, что применительно к нуклонам закон тождественности соблюдается не лучше, чем для фазовых превращений и химических реакций (рис. 27 и 28).

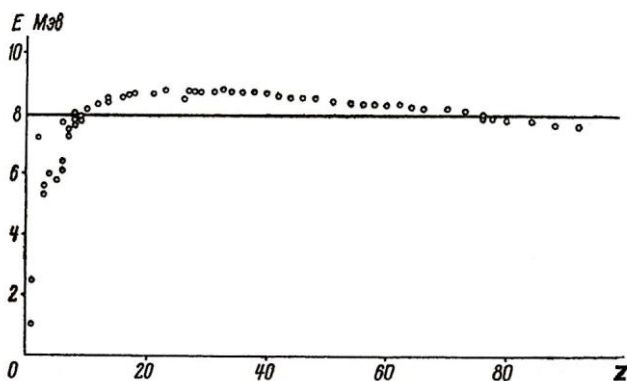


Рисунок 29 Зависимость энергии связи, приходящейся на один нуклон в ядре, от атомного номера элемента.

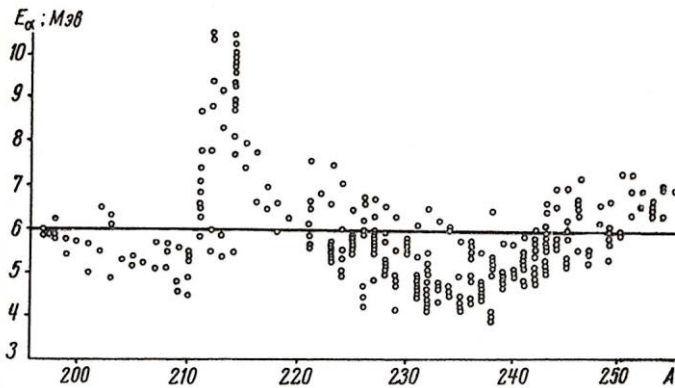


Рисунок 30 Зависимость кинетической энергии β -частицы, выделяющейся в реакции β -распада ядра, от его массового числа [11].

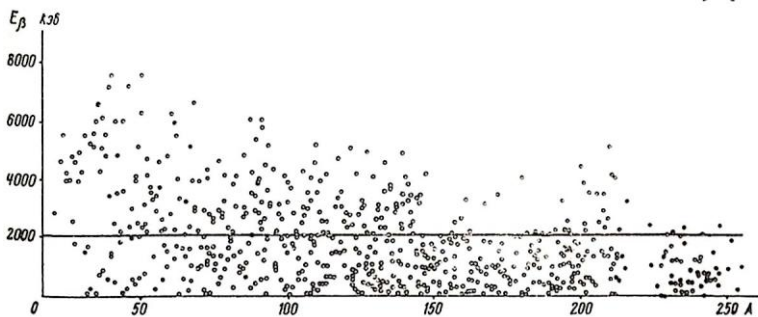


Рисунок 31 Зависимость кинетической энергии α -частицы, выделяющейся в реакции α -распада ядра, от его массового числа [18].

Аналогичные данные приведены на рис. 30 и 31 для реакций α - и β -распада. При α -распаде ядра радиоактивных элементов испускают так называемые α -частицы, представляющие собой ядра атомов гелия, при β -распаде – так называемые β -частицы, представляющие собой электроны- или позитроны-частицы. В данном случае речь идет об увлечении вместе с массой количества кинетического движения \mathbf{K} [формула (597)]. Этот случай также свидетельствует о плохом соблюдении закона тождественности свойств для различных частиц.

Необходимо, кстати, отметить, что β -спектр радиоактивного распада ядер очень похож на энергетический спектр излу-

чения абсолютно черного тела. В первом случае испускаются электроны- или позитроны-частицы, во втором – фотоны. Бета-спектр выражает зависимость числа излучаемых β -частиц в функции от их кинетической энергии. Вместо кинетической энергии на оси абсцисс можно отложить скорость частицы, являющуюся потенциалом для кинетической формы движения. В результате получится график, характеризующий зависимость числа (а следовательно, и суммарной энергии) частиц от потенциала для кинетической степени свободы.

Аналогично в законе излучения Планка спектр изображается в виде кривой, определяющей спектральную мощность излучения в функции длины волны. Вместо длины волны на оси абсцисс можно отложить обратную ей величину – частоту света, являющуюся потенциалом для волновой формы движения. Мощность излучения может быть сопоставлена с числом испускаемых фотонов. В результате получится график, характеризующий зависимость числа (или суммарной энергии) фотонов от потенциала для волновой степени свободы.

Точно такой же график можно построить для термической и других степеней свободы.

Сопоставление полученных спектров показывает их полную идентичность. Это должно свидетельствовать о сходной статистической природе процессов испускания β -частиц и фотонов. Оба процесса протекают самопроизвольно, оба сопровождаются излучением частиц, уносящих огромное количество квантов различных зарядов, и т.д. Совместный анализ упомянутых спектров позволяет сделать много важных выводов о механизме процессов излучения β -частиц и фотонов. Остановимся более подробно на одном из этих выводов.

В числе зарядов, переносимых в процессе β -распада, находится масса. Она характеризует субстанциальную форму движения. В настоящее время по изменению массы ядер принято судить о полной энергии β -распада, причем количество энергии определяется формулой (613). Эта энергия отождествляется с кинетической энергией β -частицы. Но фактически измеренная кинетическая энергия β -частицы почти всегда меньше той, которая находится по массе. Отсюда был сделан вывод о том, что избыточная энергия уносится особой частицей, получившей название нейтрино.

Из предыдущего ясно, что субстанциальную форму движения нельзя отождествлять с кинетической, поэтому бессмысленно по изменению массы судить о кинетической энергии β -

частицы. Изменение массы не имеет никакого отношения ни к полной энергии реакции β -распада, ни к ее кинетической составляющей. Поэтому нет никаких оснований разницу между субстанциальной и кинетической составляющими энергии приписывать существованию нейтрино.

Аналогично в спектре излучения фотонов нельзя разницу между субстанциальной и волновой составляющими энергии относить на счет какой-нибудь воображаемой частицы. Ниоткуда не следует, что в любой данной микроскопической реакции субстанциальная работа должна быть обязательно равна кинетической, волновой или термической. Такого равенства обычно не наблюдается. О количественной стороне расхождения между субстанциальной и кинетической работами в реакции β -распада можно судить по величине несуществующего нейтрино.

В совокупности приведенные данные говорят о том, что величина \mathbf{r} в формуле (613) может считаться постоянной только для определенных групп частиц. При переходе от одной группы к другой величина \mathbf{r} изменяется.

Следствием непостоянства величины \mathbf{r} (точнее, коэффициентов σ) явилось введение Паули (1930) понятия нейтрино, которое якобы уносит избыточную энергию, определяемую формулой (613). По поводу нейтрино Паули впоследствии высказал следующую мысль: «Эта частица, нейтрино, к существованию которой я до некоторой степени причастен, до сих пор преследует меня» [25].

Таким образом, формула (613) не является всеобщей. Ее применение ограничено равновесными реакциями и определенными группами частиц.

Наконец, третье и последнее замечание касается трактовки смысла уравнения (613). Из хода вывода этого уравнения методами общей теории следует, что в микроскопических реакциях массой увлекаются различные заряды, в том числе термический (теплота). При этом теплота (термическая работа) не есть энергия. Поэтому лишено смысла отождествление энергии, являющейся количественной мерой всех форм движения, с массой, являющейся субстанциальным зарядом. Точно так же в законе Трутона нельзя отождествлять массу с теплотой увлечения, а в первом законе Фарадея – массу с увлеченным электрическим зарядом. Аналогично этому нельзя говорить, что энергия пропорциональна массе. Массе пропорциональна только субстанциальная составляющая энергии. Все остальные составляющие пропорциональны своим зарядам: термическая состав-

ляющая – термическому заряду, электрическая – электрическому т.д.

Глава VIII. Разделение движения.

§ 72. Эффект разделения.

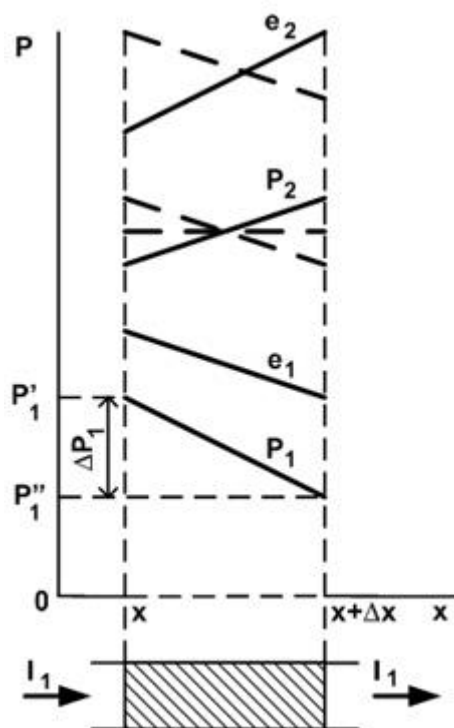
1. Характеристика новой формы движения.

Согласно принципу притяжения и отталкивания, природе присуще одновременно две прямо противоположные тенденции – к установлению равновесия путем рассредоточения движения (благодаря силам отталкивания) и к нарушению равновесия – путем концентрации движения (благодаря силам притяжения). Такое единство противоположностей сопровождает эволюцию движения на всех ее этапах. В частности, перенос движения, ведущий к установлению равновесия, всегда сопровождается эффектом разделения, т.е. созданием дополнительной разности концентраций движения. Суть этого эффекта легко пояснить на примере системы с $n > 1$, в которой имеется поток какого-либо одного заряда.

Если к системе приложена некоторая разность потенциалов ΔP_1 (рис. 32), то под ее действием происходит перенос первого заряда, а также перераспределение всех остальных. Соответствующие заряды на рис. 32 обозначены маленькими буквами, они отнесены к единице объема системы:

$$e = E/V, \quad (617)$$

Рисунок 32 Схема распределения удельных зарядов и потенциалов вдоль проводника с потоком первого заряда.



т.е. величина ϵ представляет собой объемную концентрацию заряда. Второй потенциал может принять одно из распределений, отмеченных цифрами 1, 2 и 3.

Неравномерное распределение концентрации второго заряда под действием разности первого потенциала есть **концентрационный эффект**, или **эффект разделения**.

2. Расчетные формулы.

Количественная сторона концентрационного эффекта может быть установлена, например, с помощью уравнения состояния (106). Продифференцируем его по \mathbf{x} в предположении, что коэффициенты \mathbf{a} постоянны (используем удельные величины, отнесенные к единице объема):

$$dP_1/d\mathbf{x} = a_{11}(d\epsilon_1/d\mathbf{x}) + a_{12}(d\epsilon_2/d\mathbf{x}); \quad (618)$$

$$dP_2/d\mathbf{x} = a_{21}(d\epsilon_1/d\mathbf{x}) + a_{22}(d\epsilon_2/d\mathbf{x}). \quad (618)$$

В этих уравнениях градиент первого потенциала и градиент концентрации первого заряда не равны нулю. Поэтому в общем случае не равны нулю также градиент второго потенциала и градиент концентрации второго заряда. Как правило, градиент концентрации второго заряда направлен в сторону, противоположную градиентам первых потенциала и заряда (сплошная линия 3 на рис. 32). Это легко видеть на примере частного случая, когда можно пренебречь градиентом второго потенциала ($dP_2/d\mathbf{x} = 0$). При этом из уравнения (618) получаются следующие простейшие линейные зависимости между всеми градиентами:

$$d\epsilon_2/d\mathbf{x} = - (a_{21}/a_{22})(d\epsilon_1/d\mathbf{x}); \quad (619)$$

$$dP_1/d\mathbf{x} = [(a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21})/a_{22}](d\epsilon_1/d\mathbf{x}). \quad (620)$$

Знак минус в уравнении (619) указывает на то, что градиенты концентрации первого и второго зарядов направлены в противоположные стороны, т.е. убывание вдоль проводника концентрации первого заряда приводит к возрастанию концентрации второго заряда. Иными словами, так, где первый потенциал имеет большее значение, концентрация второго заряда меньше и наоборот.

Разность концентраций второго заряда на концах проводника обозначим через

$$\Delta C_2 = \epsilon_2'' - \epsilon_2'. \quad (621)$$

Тогда суммарный эффект разделения второго заряда под действием разности ΔP_1 первого потенциала определится с помощью так называемого коэффициента разделения

$$k_{pd} = \Delta C_2 / \Delta P_1. \quad (622)$$

В частном случае вторым зарядом может служить масса.

§ 73. Примеры эффектов.

1. Эффект Соре.

В 1856 г. Людвиг обнаружил разность концентраций в пробах раствора, которые были взяты из участков сосуда с различными температурами. Позднее (1879-1881 гг.) Соре более подробно исследовал этот эффект, который с тех пор получил наименование эффекта Соре (термическая диффузия). Суть эффекта Соре заключается в том, что в растворе при наличии градиента температуры возникает градиент концентрации растворенного вещества. Концентрация вещества возрастает в направлении убывания температуры. Как видим, этот опытный факт находится в полном соответствии с выводами общей теории.

Для увеличения эффекта разделения прибегают к повторному разделению обогащенной смеси.

На практике широкое применение находит метод разделения газов, в том числе изотопов, под действием разности температур (термическая диффузия). Особенно эффективны в этом отношении колонки Клаузиуса и Диккеля, в которых разделение ускоряется конвективными токами газа. Таким способом можно добиться почти полного разделения смеси.

2. Эффект Дюфора.

Эффект Дюфора также связан с явлениями диффузии. Он обратен по отношению к эффекту Соре. В общем случае эффект, обратный данному, получается, если в явлении поток, сопряженный с первой внутренней степенью свободы системы, заменяется потоком, сопряженным со второй внутренней степенью свободы.

В 1873 г. Дюфор показал, что диффузия одного газа в другой (наличие градиента концентрации массы) приводит к возникновению градиента температуры, хотя оба газа первоначально имеют одинаковую температуру (в эффекте Соре градиент температуры вызывает возникновение градиента концентрации массы).

Необходимо отметить, что в эффекте Дюфора правильно говорить не о градиенте концентрации массы, а о градиенте

диффузионного потенциала $\mu_{дф}$, ибо движущей силой диффузии является не концентрация, а величина $\mu_{дф}$ (§ 10). Таким образом, в эффекте Дюфора градиент диффузионного (первого) потенциала вызывает появление градиента концентрации термического (второго) заряда. При этом градиент температуры (второй потенциал) не равен нулю (в эффекте Соре вторым является диффузионный потенциал, градиент которого в общем случае также не равен нулю).

3. Прочие эффекты.

Всего существует бесчисленное множество концентрационных эффектов. Все они подчиняются главным законам общей теории.

Например, в известном явлении Хитторфа под действием градиента электрического потенциала возникает градиент концентрации вещества.

Автору удалось наблюдать эффект возникновения градиента концентрации электрического заряда под действием градиента температуры в металлах [4, 5].

Еще проще наблюдать в газе появление градиента концентрации массы под действием градиента температуры [5] и т.д.

Глава IX. Взаимодействие потоков.

§ 74. Линейный эффект.

1. Особенности новой формы движения.

Еще более сложная картина получается при взаимодействии нескольких потоков. Количественная сторона этого взаимодействия определяется главными законами общей теории, в частности, законом переноса. Однако коэффициенты в этом уравнении оказываются сложными функциями, а следовательно, и термодинамических сил (разностей потенциалов). Поэтому детальное рассмотрение специфики новой формы движения – взаимодействия потоков – ограничим несколькими частными примерами, которые потребуются в дальнейшем изложении. Речь будет идти о двух потоках, направленных в противоположные или одинаковые стороны. Например, на рис. 33 первый заряд распространяется вправо под действием разности потенциалов dP_1 , а второй – влево под действием разности потенциалов dP_2 .

Любой данный заряд, перемещающаяся в неоднородном поле второго потенциала, заряжается (или разряжается) вторым зарядом. То же самое происходит со вторым зарядом,двигающимся в неоднородном поле первого потенциала.

Физический смысл этого явления легко понять, если вспомнить, что в проводнике распространяются ансамбли, увлеченные данным зарядом. Проходя между двумя точками с различными значениями некоторого потенциала, ансамбль присоединяет или отдает кванты микрочарядов, сопряженные с этим (неравномерно распределенным) потенциалом. Такое заряжа-

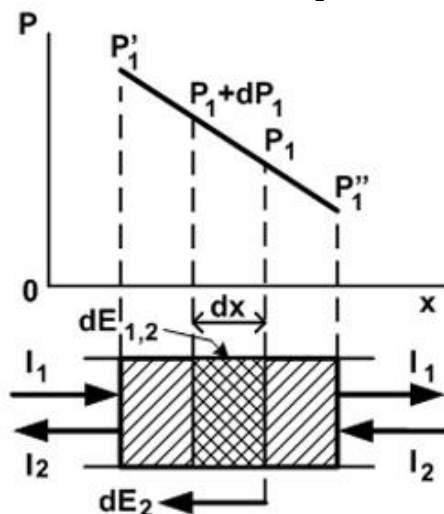


Рисунок 33 Схема заряжения второго заряда первым.

ние или разряжение микроансамбля может происходить по отношению ко всем n степеням свободы.

Простейшим примером является перемещение жидкости или газа в неоднородном температурном поле. Попадая из теплой зоны в холодную, частицы жидкости или газа теряют свой термический заряд, а из холодной зоны в теплую – приобретают его.

Распространение зарядов сопровождается эффектом диссипации. При этом имеет место перенос некоторого количества данного заряда против градиента сопряженного с ним потенциала. В результате часть термического заряда диссипации не рождается, а уничтожается. Это – первый пример отрицательной диссипации (минус-трения), обнаруженной методами общей теории.

Разумеется, форма движения взаимодействия потоков включает в себя все рассмотренные ранее более простые формы движения.

2. Работа линейного заряжания.

Количественная сторона эффекта линейного заряжания второго заряда (ансамбля) первым определяется из следующих соображений. Второй заряд $d\mathbf{E}_2$, переместившись в проводнике из сечения \mathbf{P}_1 в сечение $\mathbf{P}_1 + d\mathbf{P}_1$ (рис. 33), аккумулирует первый заряд в количестве $d\mathbf{E}_{12}$. Этот заряд совершает работу, пропорциональную потенциалу \mathbf{P}_1 второго ансамбля, величине самого заряда $d\mathbf{E}_{12}$, а также разности потенциалов $d\mathbf{P}_1$ и величине \mathbf{E}_{12} . Работа $\mathbf{P}_1 d\mathbf{E}_{12}$ соответствует собственно эффекту заряжания, т.е. посадке первого заряда на второй. Одновременно первый заряд $d\mathbf{E}_{12}$, садящийся на второй ансамбль, при его движении совершает работу против разности первого потенциала $\Delta\mathbf{P}_1$. Полная работа обращается в нуль, если любой из множителей равен нулю. Имеем

$$dQ_{21} = k_1 \mathbf{P}_1 d\mathbf{E}_{12} d\mathbf{P}_1 d\mathbf{E}_{12} \quad \text{дж.} \quad (623)$$

Потенциал \mathbf{P}_1 второго ансамбля связан с зарядом $d\mathbf{E}_{12}$ уравнением состояния

$$d\mathbf{P}_1 = \mathbf{A}_{21} d\mathbf{E}_{12} \quad (624)$$

или, если ансамбль идеальный,

$$\mathbf{P}_1 = \mathbf{A}_{21} \mathbf{E}_{12}. \quad (625)$$

Кроме того, первый заряд пропорционален второму:

$$d\mathbf{E}_{12} = k_2 d\mathbf{E}_2. \quad (626)$$

Следовательно, можно записать

$$dQ_{21} = b_{21} d\mathbf{P}_1 I_2^2 d\mathbf{E}_2 \quad \text{дж;} \quad (627)$$

$$dI_{Q21} = b_{21}dP_1I_2^3 \text{ Вт.} \quad (628)$$

Коэффициенты пропорциональности k_1 , k_2 и b_{21} могут быть вычислены теоретически или найдены из опыта.

При заряджании первого заряда совершается аналогичная работа

$$dQ_{12} = b_{12}dP_2I_1^2dE_1 \quad \text{дж;} \quad (629)$$

$$dI_{Q12} = b_{12}dP_2I_1^3 \text{ Вт.} \quad (630)$$

3. Линейная движущая сила.

Работа (627) линейного заряджания расходуется на создание дополнительной движущей силы $\delta P_{2\Delta}$ по отношению ко второму заряду. Эта движущая сила находится из равенства

$$dQ_{21} = \delta P_{2\Delta}dE_2 \quad \text{дж.} \quad (631)$$

Из выражений (627) и (631) получаем

$$\delta P_{2\Delta} = b_{21}dP_1I_2^2. \quad (632)$$

Дополнительная движущая сила по отношению ко второму заряду, возникающая в проводнике, пропорциональна разности первого потенциала и квадрату потока второго заряда.

4. Эффект линейной диссипации.

При движении второго ансамбля, заряженного первым зарядом E_{12} , против разности dP_1 первого потенциала совершается работа диссипации

$$dQ_{д21} = -dP_1dE_{12} \quad \text{дж.} \quad (633)$$

Эта работа отрицательна. Она соответствует эффекту минус-трения (минус-диссипации). Термический заряд диссипации

$$d\Theta_{д21} = -(dP_1dE_{12})/T \quad \text{дж/град.} \quad (634)$$

в проводнике поглощается (уничтожается).

Эффект минус-трения, предсказываемый общей теорией, реально существует и обнаруживается, например, в термоэлектрических явлениях.

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что линейная движущая сила, определяемая формулой (632), пропорциональна потоку второго заряда в квадрате, а поглощаемая теплота диссипации – потоку второго заряда в первой степени. Последнее видно из формул (627) и (633):

$$dQ_{д21} = -k_2dP_1dE_{12} \quad \text{дж.} \quad (635)$$

или

$$dI_{Q21} = -k_2dP_1I_2 \text{ Вт.} \quad (636)$$

§ 75. Термоэлектрические явления.

1. Расчетные формулы.

Соотношение (637) проверено с помощью экспериментальной установки, приведенной на рис. 34. Она в принципе похожа на ту, которая описана в работе [5] *. В отличие от прежней новая установка содержит два одинаковых испытуемых участка проводника – АВ и ВС. Точки А и С поддерживаются при температуре T' , точка В – при T'' . Электрический ток пускается в прямом и обратном направлениях. При этом измеряются падения электрического потенциала на участках АВ и ВС. Такая схема позволяет исключить возможные погрешности опыта.

На рис. 35 приведены результаты опытов с различными металлами. Найденные кривые в точности соответствуют уравнению (637): при нулевом токе линейная ЭДС равна нулю, с увеличением тока $\delta\phi_\Delta$

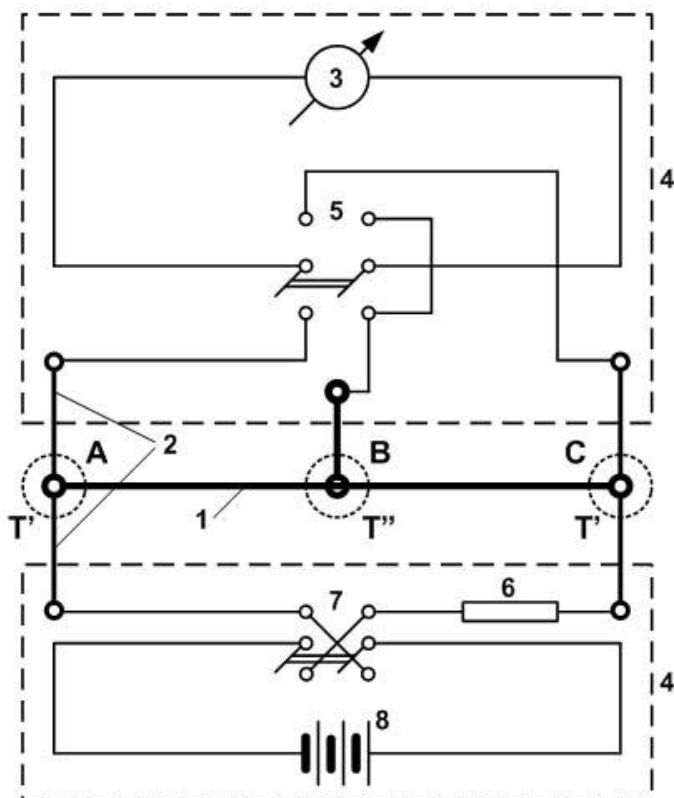


Рисунок 34 Схема экспериментального определения линейной составляющей ЭДС проводника: 1 – испытуемый проводник; 2- концы из того же металла, что и проводник; 3 – потенциометр; 4 – участки, термостатированные при комнатной температуре; 5 – переключатель; 6 – эталонное сопротивление для измерения тока в цепи; 7 – переключатель направления тока; 8 – батарея аккумуляторов.

* Из совместной работы автора с аспирантами Г.У. Бучковской и Н.П. Ивановым.

возрастает по закону квадратной параболы. При постоянном токе с увеличением разности температур

$$\Delta T = T' - T'' \quad \text{град}$$

ЭДС растет по линейному закону. От температуры проводника величина $\delta\phi_\Delta$ не зависит. Например, для хромеля при токе $I_\Psi = 0,88$ а температура T'' была равна 273 °К, а T' принимала значения 773, 1073, 1173 и 1273 °К. Во всех случаях получены практически одинаковые значения $\delta\phi_\Delta/\Delta T = 0,3$ мкВ/град. Аналогично для платины при $I_\Psi = 5,3$ а и $T'' = 77$ °К температура T' изменялась в широких пределах (имела значения 600, 950, 110 и 1300 °К), а величина $\delta\phi_\Delta/\Delta T$ оставалась практически постоянной и равной 0,55 мкВ/град.

Интересно отметить, что линейная ЭДС для меди отрицательна. Это можно объяснить участием в процессе переноса электрических ансамблей, отличных от тех, которые характерны для трех других металлов. Например, ансамбли могут разли-

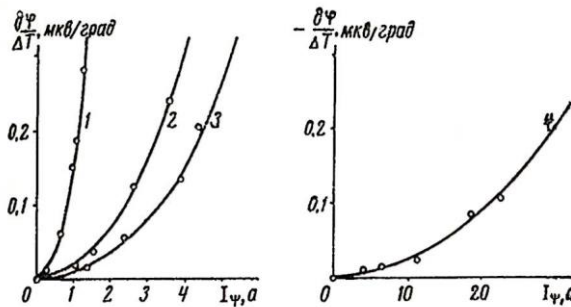


Рисунок 35 Зависимость линейной ЭДС от силы электрического тока: 1 – хромель ($\Delta T = 1300$ град); 2 – платина ($\Delta T = 1300$ град); 3 – сталь 65Г ($\Delta T = 1100$ град); 4 – медь ($\Delta T = 1200$ град).

чаться знаком переносимого заряда. При переносе заряда навстречу разности потенциалов теплота диссипации поглощается, при переносе антизаряда в том же направлении совершается работа другого знака и теплота диссипации выделяется. Линейная ЭДС оказывается отрицательной. Эта особенность линейного эффекта всегда была загадкой для ученых. Общая теория позволяет внести полную ясность во все эти вопросы.

Что касается эффекта линейной диссипации, то соответствующую теплоту принято именовать теплотой Томсона. Она многократно определялась различными авторами калориметрическим методом. Найдено, что количество тепла Томсона пропорционально потоку электрического заряда и отвечает формуле (638) общей теории.

Наличие в опытах положительной и отрицательной теплот Томсона послужило основанием считать, что соответствующий эффект является обратимым, т.е. не сопровождается трением. На самом деле эффект Томсона имеет чисто диссипативную (необратимую) природу. Выделение и поглощение теплоты диссипации свидетельствует о существовании эффектов плюс- и минус-трения. Но на основе понятия энтропии разобраться в этом вопросе было невозможно.

Таким образом, предсказания общей теории, касающиеся качественной и количественной стороны линейного эффекта, полностью оправдывается. Его изучение методами общей теории позволяет ознакомиться с очень глубокими и важными свойствами движения. О других известных трактовках линейного эффекта говорится в § 95.

§ 76. Контактный эффект.

1. Контактная разность потенциалов.

Своеобразная картина взаимодействия потоков наблюдается при контактном эффекте. Причем контактный и линейный эффекты имеют много общих черт. Рассмотрим последовательно особенности контактного эффекта. Начнем с обсуждения природы контактной разности потенциалов.

если замыкаются родственные проводники **a** и **b** (родственные тела располагают одинаковыми ансамблями форм движения, они различаются только численными значениями коэффициентов **A** в уравнении состояния) с несколькими внутренними степенями свободы, то после установления равновесного состояния на границе контакта (в спаях) появляются определенные разности потенциалов, которые именуются **контактными**. Появление контактной разности потенциалов обусловлено некоторым различием в коэффициентах **A** у родственных проводников. Это различие соответствует неточности соблюдения закона тождественности свойств.

Величина контактной разности потенциалов находится из уравнений состояния, написанных отдельно для каждого проводника. Например, из уравнений (142) получаем (тела идеальные, рассматриваются удельные заряды и коэффициенты **A**):

$$\delta P_{1к} = P_{1b} - P_{1a} = a_{11b}e_{1b} - a_{11a}e_{1a} + a_{12b}e_{2b} - a_{12a}e_{2a}; \quad (639)$$

$$\delta P_{2к} = P_{2b} - P_{2a} = a_{21b}e_{1b} - a_{21a}e_{1a} + a_{22b}e_{2b} - a_{22a}e_{2a}. \quad (639)$$

Разности, стоящие в правых частях этих формул, могут приобретать различные значения в зависимости от конкретных условий взаимодействия проводников. В частном случае, если коэффициенты \mathbf{a}_a и \mathbf{a}_b у тел \mathbf{a} и \mathbf{b} равны между собой (закон тождественности свойств соблюдается точно, хотя такой случай трудно себе представить), то контактные разности потенциалов обращаются в нуль.

Эффект контактной разности потенциалов – это исключительно широко распространенное явление природы. Его можно наблюдать между телами не только различной, но даже и одинаковой химической природы, например, на границе раздела твердой и жидкой фаз одного и того же химического вещества и т.д.

2. Работа контактного заряжения.

Если через скачок первого потенциала на границе раздела (в спае) проводников проходит второй заряд, то происходит заряжение второго ансамбля первым. Количественная сторона заряжения определяется теми же законами, что и линейного (§ 74). Например, работа контактного заряжения второго заряда первым находится по формулам типа (627) и (628):

$$dQ_{21к} = b_{21к} \delta P_{1к} I_2^2 dE_2 \quad \text{дж}; \quad (640)$$

$$dI_{Q21к} = b_{21к} \delta P_{1к} I_2^3 \quad \text{вт.} \quad (641)$$

Работа контактного заряжения первого заряда вторым вычисляется по формулам (629) и (630):

$$dQ_{12к} = b_{12к} \delta P_{2к} I_1^2 dE_1 \quad \text{дж}; \quad (642)$$

$$dI_{Q12к} = b_{12к} \delta P_{2к} I_1^3 \quad \text{вт.} \quad (643)$$

3. Эффект контактной диссипации.

Если через скачок первого потенциала проходит первый же заряд, то происходит выделение или поглощение термического заряда диссипации. Работа контактной диссипации определяется общим уравнением

$$dQ_{\text{даб}} = - \delta P_{к} dE \quad \text{дж}, \quad (644)$$

термический заряд контактной диссипации - уравнением

$$d\Theta_{\text{даб}} = - (\delta P_{к} dE) / T \quad \text{дж/град}, \quad (645)$$

где T – температура спаея, °К.

Работа и термический заряд диссипации положительны (выделяются), когда данный заряд распространяется в сторону падения сопряженного с ним потенциала, и отрицательны (по-

глощаются), когда заряд распространяется в сторону возрастания потенциала.

Контактный эффект дает второй чрезвычайно распространенный в природе пример отрицательной диссипации (минус-трения). Правильная расшифровка физического смысла контактного эффекта есть крайне важное принципиальное достижение общей теории. Этой расшифровкой наносится сокрушительный удар по идее об одностороннем развитии (деградации) Вселенной.

4. Контактная движущая сила.

Скачок потенциала δP_k в спае представляет собой движущую силу сопряженного с ним заряда. Если равновесная цепь проводников замкнута, то суммарная контактная движущая сила равна нулю. В неравновесных условиях контактные движущие силы начинают играть важную роль. Например, эти силы оказывают решающее влияние на функционирование термодинамической пары.

§ 77. Примеры явлений.

1. Термоэлектрические явления.

Весьма характерные примеры контактного эффекта дают термоэлектрические системы.

Контактные разности электрических потенциалов впервые обнаружил и исследовал Вольта в 1797 г. Согласно закону Вольта, в замкнутой цепи из проводников первого рода (в таких проводниках в зоне контакта не происходит химических реакций) суммарная разность контактных потенциалов равна нулю. Этот результат как частный случай вытекает из уравнений состояния (639), записанных для всех поверхностей контакта цепи. В частности, для круговой цепи, состоящей из двух тел, уравнения типа (639) дают:

$$\delta P_{1k} = P_{1b} - P_{1a} + P_{1a} - P_{1b} = 0; \quad (646)$$

$$\delta P_{2k} = P_{2b} - P_{2a} + P_{2a} - P_{2b} = 0. \quad (646)$$

В правых частях этих уравнений все слагаемые попарно взаимно уничтожаются.

Закон Вольта наглядно иллюстрируется рис. 36, где изображена правильно разомкнутая цепь. В такой цепи на концах

помещены одинаковые проводники, они имеют равные значения потенциала.

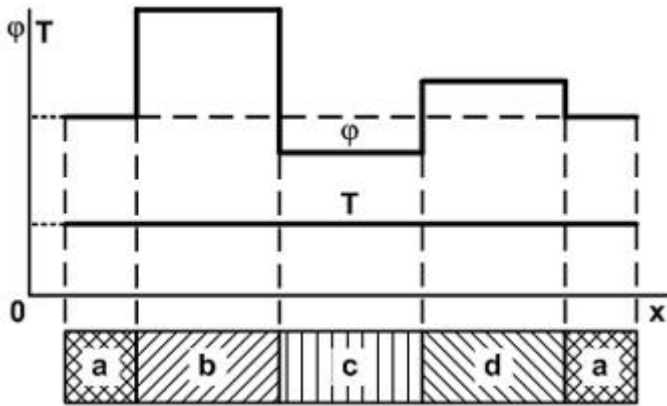


Рисунок 36 Правильно разомкнутая равновесная цепь термоэлектрических систем ($n = 2$).

Контактные разности электрических потенциалов $\delta\phi_k$ составляют основную движущую силу процесс циркуляции электрического заряда в термоэлектрической паре Зеебека (§ 75). Там не равная нулю суммарная величина $\delta\phi_k$ достигается путем создания разности температур ΔT между спаями. В одном из спаев теплота диссипации выделяется, в другом – поглощается. Эту теплоту принято именовать теплотой Пельтье. Процесс выделения и поглощения теплоты Пельтье ошибочно рассматривается как обратимый (идеальный, без трения). На самом деле эффект Пельтье имеет чисто диссипативную (необратимую) природу. Более подробно об этом говорится в § 75.

2. Прочие явления.

На рис. 37, а и б приведены примеры различных условий контактирования тел **a** и **b**. В спаях (на границе раздела) этих тел образуются скачки соответствующих потенциалов. Перенос через такой скачок не сопряженного с ним заряда сопровождается эффектом контактного заряжания, а сопряженного – контактной диссипации.

На рис. 37-б в качестве тел **a** и **b** служат пристеночный и осевой слои жидкости или газа, находящиеся в капилляре или омывающие его стенки. При этом требуется обратить внимание на следующую тонкость эффекта контактной диссипации.

Контактная работа диссипации совершается во всех случаях, когда поток заряда проходит через спай, т.е. через поверхность, отделяющую тело **a** от тела **b** (рис. 37-а). Если дан-

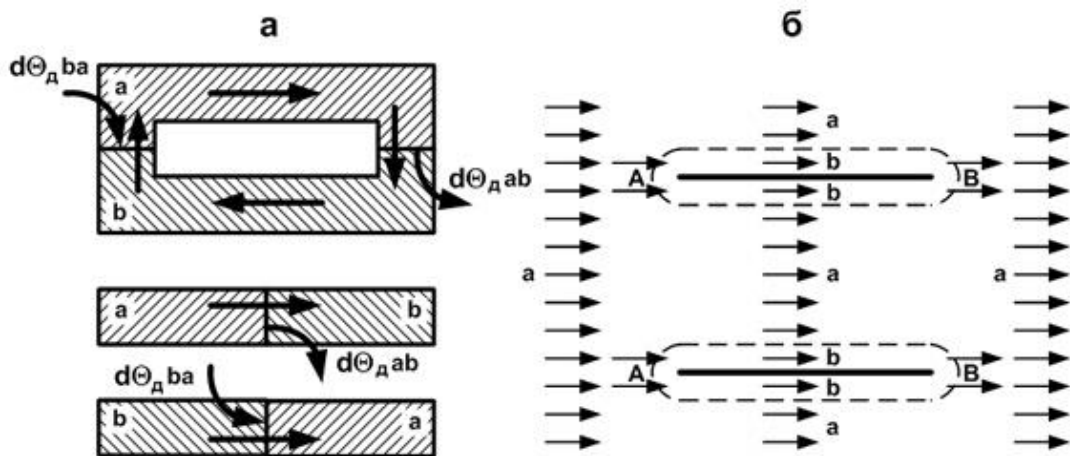


Рисунок 37 Схемы возникновения эффекта контактной диссипации в замкнутой цепи и отдельных проводниках (а) и в капилляре (б).

ный заряд скользит вдоль поверхности спаев, не проходя сквозь нее, то контактной работы нет, даже если в самом спае существует соответствующий скачок потенциала.

Совсем другая картина наблюдается при свободном течении жидкости или газа через капилляр или капиллярнопористое тело. В этом случае термический заряд выделяется и поглощается при любом направлении потока. Это объясняется тем, что поток практически всегда пересекает границу капиллярного слоя **b**, образующегося возле твердой поверхности.

Количество термического заряда диссипации зависит от отношения между потоком I_b , попадающим в капиллярный слой, и потоком I_a , проходящим мимо этого слоя. На рис. 37-б контактная работа диссипации совершается только в зонах А и В. В осевой зоне и далеко за пределами стенки капилляра (вне проводника **b**, отмеченного пунктирной линией) эффекта нет. Например, вата имеет большое число волокон, вокруг которых образуется слой **b**, поэтому отношение I_b/I_a , (а следовательно, и эффект контактной диссипации) получается значительным. Минимальная контактная диссипация наблюдается в гладкой трубе.

Это замечание существенно для правильного понимания известного эффекта Джоуля-Томсона [5].

Глава X. Взаимодействие тел.

§ 78. Дифференциальное уравнение взаимодействия.

1. Особенности новой формы движения.

Взаимодействие тел – это более сложная форма движения, чем все предыдущие: она включает в себя изменение состояний участвующих во взаимодействии тел, перенос, диссипацию, увлечение и разделение движения, а также эффект взаимодействия потоков. Смысл этой формы движения состоит в том, что между взаимодействующими телами происходит обмен зарядами со всеми сопутствующими эффектами.

Явление взаимодействия тел подчиняется изложенным выше законам общей теории. Но в нем есть и своя специфика, связанная с рассмотрением условий на границах тел и с учетом их геометрических, физических и временных свойств. Эта специфика выражается в особых условиях однозначности и в дифференциальных уравнениях взаимодействия (обмена).

Явление взаимодействия весьма универсально. Его универсальность такова, что оно служит предметом изучения большинства современных теорий и наук. В частности, анализу этого явления посвящены термодинамика, химия, физика, механика и т.д. Наиболее глубокие исследования во всех областях знаний выполнены именно на уровне формы движения взаимодействия тел.

Прежде чем приступить к рассмотрению всех этих вопросов, остановимся вначале на методах, которые выработаны в современной науке для изучения различных явлений природы. Такое обсуждение методов уместно здесь по той причине, что основная совокупность законов общей теории уже изложена. Далее следуют более сложные формы движения (явления). Степень их изученности находится в обратной зависимости по отношению к сложности. Специфические для более сложных форм движения законы чаще всего изучены недостаточно, либо о них не имеется никаких определенных сведений. Поэтому в ходе изложения общей теории назрела потребность сделать не-

которые обобщения. Эти обобщения прежде всего касаются методов решения различных научных и практических проблем. Кроме того, на основе выведенных выше законов, относящихся к простым формам движения, можно сформулировать общие правила выбора зарядов (и потенциалов).

2. Теоретический метод.

При решении различных практических задач, т.е. при изучении конкретных явлений природы, возможны три разных подхода – **теоретический**, **экспериментальный** и **смешанный**.

Чисто теоретический подход базируется на использовании метода принципов совместно с модельными гипотезами. При таком подходе все сведения о явлении устанавливаются теоретически: с помощью основных принципов (законов) выводятся дифференциальные уравнения, описывающие изучаемое явление. В этих теоретических уравнениях все коэффициенты оказываются известными на основе использования соответствующих модельных гипотез, определяющих микроскопический механизм изучаемого явления. Теоретический метод отличается исключительной сложностью и пока обладает ограниченными возможностями. В настоящее время известно очень небольшое число задач, решенных таким способом.

При выводе дифференциальных уравнений, описывающих изучаемое явление, применяются рассмотренные ранее семь главных законов общей теории – сохранения энергии и заряда, состояния, взаимности, переноса, увлечения и диссипации, а также различные производные законы, когда это требуется. В простейших случаях теоретическими уравнениями могут непосредственно служить дифференциальные уравнения, выражающие упомянутые законы. Сами по себе эти законы есть результат широкого обобщения свойств и зависимостей, существующих в природе. Поэтому полученные на их основе дифференциальные (теоретические) уравнения также выражают наиболее общие связи между величинами, существенными для изучаемого явления, т.е. представляют собой математическую модель физического механизма этого явления.

Но дифференциальные уравнения не содержат индивидуальных признаков данного конкретного явления, ибо переменные, входящие в состав уравнений, могут принимать самые различные значения, каждое из которых отвечает какому-то единичному явлению. Поэтому они справедливы для всех явле-

ний, в основе которых лежит один и тот же физический механизм. Явления, обладающие одним и тем же механизмом (число их равно бесконечности), составляют так называемый **класс явлений**. Следовательно, дифференциальные уравнения (их может быть одно или несколько) представляют собой математическую модель целого класса явлений.

Соответственно этому при интегрировании дифференциальных уравнений получается бесчисленное множество различных решений, удовлетворяющих этим уравнениям. Решения уравнений, как и исходные уравнения, описывают один и тот же класс явлений.

Из сказанного должно быть ясно, что решение (интегрирование) дифференциальных уравнений еще не есть решение поставленной (конкретной) задачи. Поэтому следует четко различать такие термины, как решение (интегрирование) уравнений и решение поставленной задачи.

Чтобы получить из множества возможных решений одно частное решение, соответствующее изучаемому конкретному явлению, т.е. чтобы получить решение поставленной задачи, необходимо располагать дополнительными сведениями, не содержащимися в исходных дифференциальных уравнениях. Для этого надо знать конкретные особенности данного единичного явления, выделяющее его из всего класса однородных явлений. Эти дополнительные условия, которые в совокупности с дифференциальными уравнениями или их решениями однозначно определяют единичное явление, называются **условиями однозначности**, или **краевыми условиями**.

3. Условия однозначности.

Условия однозначности должны содержать все особенности данного конкретного явления. Эти особенности не зависят от механизма явления, который относится ко всем явлениям класса одновременно, и задаются в связи с условиями конкретной задачи.

Конкретное (единичное) явление характеризуется следующими индивидуальными признаками, выделяющими его из целого класса явлений.

1. Любая макроскопическая система имеет определенные размеры и форму, поэтому в условия однозначности должны входить ее **геометрические свойства**. В условиях микромира геометрические свойства выпадают из условий однозначности, они определяются основными уравнениями главных законов.

2. Всякая система обладает определенными производными свойствами высоких порядков, начиная с третьего и выше. Эти свойства входят в условия однозначности и называются **физическими**. К числу физических свойств относятся коэффициенты **A, K, α , β , L, M** и т.д. При чисто теоретическом подходе физические свойства определяются с помощью модельных гипотез, они выражаются через мировые константы. При смешанном подходе коэффициенты, существенные для данного явления, находятся из опыта. Они должны задаваться заранее.

3. Любой макроскопический процесс существует и развивается во времени. Чтобы определить состояние системы в некоторый момент времени, необходимо знать ее состояние в какой-нибудь предшествующий момент, принимаемый за начальный. Поэтому условия однозначности должны включать в себя **временные условия**, характеризующие состояние системы в исходный (начальный) момент времени. Для начального момента надо иметь полную картину распределения переменных по всему объему системы. Временные условия часто называют также **начальными условиями**.

В микромире время становится основной (переносимой) характеристикой процесса, поэтому из условий однозначности выпадает.

4. Изучаемая система всегда в какой-то мере взаимодействует с окружающей средой. Очень часто это взаимодействие и является причиной изменения состояния системы. Поэтому необходимо знать условия взаимодействия системы и окружающей среды на контрольной поверхности. Эти условия на границах системы именуют **граничными условиями**. Всего существует три варианта (рода) различных граничных условий.

Четыре перечисленных условия и дифференциальные уравнения в совокупности однозначно определяют конкретное единичное явление. Для практического использования связей, содержащихся в дифференциальных уравнениях, необходимо проинтегрировать эти уравнения и согласовать полученное решение с условиями однозначности. Такое согласованное решение дифференциальных уравнений и есть решение поставленной задачи. Оно содержит объем знаний, вполне достаточный для практики. Условия однозначности, ограничивающие свойства системы во временном, пространственном и физическом отношениях, называют также **краевыми условиями**. В связи с этим начальные условия являются временными краевыми условиями, граничные – пространственными краевыми условиями и т.д.

В микромире условия однозначности вырождаются, так как из них выпадают геометрические и временные свойства. Кроме того, при теоретическом подходе физические свойства заменяются мировыми константами. Что касается граничных условия, то они во всех случаях имеют решающее значение.

4. Граничные условия.

Известны три варианта граничных условий. Они задаются по-разному в зависимости от объема предварительных знаний о явлении.

1. Граничное условие **первого рода** предлагает задание значений всех n обобщенных потенциалов во всех точках контрольной поверхности системы для любого момента времени. В простейшем частном случае каждый данный потенциал P_n (из числа n) может иметь одно постоянное значение, общее для всех точек контрольной поверхности.

2. При граничном условии **второго рода** объем располагаемых знаний позволяет задать величины потоков всех n зарядов для любой точки контрольной поверхности и любого момента времени. Простейший частный случай характеризуется тем, что каждый данный поток W_n (конкретно каждый данный поток J_n или I_n) имеет одно постоянное значение во всех точках контрольной поверхности.

3. Граничное условие **третьего рода** предполагает задание значений всех n потенциалов P_c окружающей среды и законов обмена зарядами между контрольной поверхностью и окружающей средой для любой точки поверхности и любого момента времени. Наиболее простые частные условия обмена получаются, если каждый данный закон обмена одинаков для всех точек контрольной поверхности, а каждый данный потенциал P_c имеет постоянное значение.

5. Вывод дифференциального уравнения взаимодействия.

Роль граничных условий резко возрастает в связи с тем, что система и среда часто обладают различными свойствами. На контрольной поверхности, представляющей собой поверхность раздела (контакта) двух тел, могут наблюдаться изломы кривой распределения потенциала, или даже скачки потенциала (см. рис. 2). В подобных случаях, когда в изучаемых объектах

имеется значительная неоднородность свойств, решение различных практических задач крайне усложняется, ибо придется интегрировать дифференциальные уравнения с переменными коэффициентами, являющимися функциями координат. На практике, чтобы избежать этой трудности, соответствующий объем мысленно расчленяют на отдельные практически однородные зоны и составляют уравнения для каждой из них. Связь между различными зонами осуществляется с помощью особого рода дифференциального уравнения обмена зарядом на поверхности контакта. Это уравнение по существу выражает закон сохранения заряда. Только теперь оно записывается не через заряд, а через поток заряда.

Действительно, умножив левую и правую части основного уравнения (99) закона сохранения заряда на коэффициент **D**, с помощью равенства (225) получим

$$\mathbf{W}_c + \mathbf{W} = \mathbf{0}. \quad (647)$$

Это уравнение, как и основное соотношение (99), выражает тот факт, что поток данного заряда при прохождении через поверхность контакта не уничтожается и не возникает.

В некоторых случаях, в частности при фазовых превращениях, поверхность контакта может представлять собой фронт фазового превращения (этот фронт отделяет, например, твердую фазу от жидкой). Тогда на этой поверхности могут иметься источники или стоки определенных зарядов (например, термического объема и т.д.). В этих условиях уравнение (647) закона сохранения заряда принимает вид

$$\mathbf{W}_c + \mathbf{W} \pm \mathbf{W}_{\text{ист}} = \mathbf{0}. \quad (648)$$

Здесь дополнительный поток $\mathbf{W}_{\text{ист}}$ может быть положительным или отрицательным (источник или сток заряда).

Общее уравнение (648) применительно к конкретным частным потокам записывается по-разному в зависимости от свойств соприкасающихся систем. Возможны следующие характерные варианты:

$$\alpha_c \mathbf{X}_c + \alpha \pm \mathbf{J}_{\text{ист}} = \mathbf{0}; \quad (649)$$

$$\beta_c \mathbf{X}_c + \beta \pm \mathbf{I}_{\text{ист}} = \mathbf{0}; \quad (650)$$

$$\alpha \mathbf{X} + \mathbf{LY} \pm \mathbf{J}_{\text{ист}} = \mathbf{0}; \quad (651)$$

$$\beta \mathbf{X} + \mathbf{MY} \pm \mathbf{I}_{\text{ист}} = \mathbf{0}; \quad (652)$$

$$\mathbf{L}_c \mathbf{Y}_c + \mathbf{LY} \pm \mathbf{J}_{\text{ист}} = \mathbf{0}; \quad (653)$$

$$\mathbf{M}_c \mathbf{Y}_c + \mathbf{MY} \pm \mathbf{I}_{\text{ист}} = \mathbf{0}. \quad (654)$$

При отсутствии источников или стоков зарядов потоки $\mathbf{J}_{\text{ист}}$ и $\mathbf{I}_{\text{ист}}$ обращаются в нуль.

Общее (648) и частные (649) – (654) уравнения несколько по-другому, чем основное равенство (99), выражают закон сохранения заряда. Эти уравнения можно назвать также дифференциальными уравнениями взаимодействия (обмена) на поверхностях контакта группы соприкасающихся тел.

Уравнение (649) при $\mathbf{J}_{\text{ист}} = 0$ характеризует обмен зарядом на поверхности контакта двух несмешивающихся жидкостей или на поверхности контакта жидкости и газа. Слагаемое $\alpha_c \mathbf{X}_c$ определяет отдачу заряда в одной среде, $\alpha \mathbf{X}$ – в другой. Аналогичный смысл имеет уравнение (650) при $\mathbf{I}_{\text{ист}}$. Оно получается из уравнения (649) путем умножения последнего на площадь \mathbf{F} .

Уравнение (651) чаще всего характеризует обмен зарядом на поверхности твердого тела, соприкасающегося с жидкостью или газом. Слагаемое $\alpha \mathbf{X}$ определяет отдачу заряда на поверхности контакта, а $\mathbf{L}\mathbf{Y}$ – подвод заряда к этой поверхности посредством проводимости. Уравнение (652) имеет такой же смысл (оно получается путем умножения уравнения (651) на \mathbf{F}). В общем случае эти уравнения можно записать в четырех различных вариантах. Например, обе проводимости можно отнести только к системе или только к окружающей среде. Далее, первую проводимость можно отнести к системе, а вторую – к окружающей среде. Наконец, первую проводимость можно отнести к окружающей среде, а вторую – к системе. Один из этих вариантов был использован раньше при обсуждении закона Хаббла (§ 60).

Уравнение (653) при $\mathbf{J}_{\text{ист}} = 0$ характеризует обмен зарядом на поверхности раздела двух твердых тел. Если проводимости \mathbf{L}_c и \mathbf{L} этих тел различаются между собой, то неодинаковые значения имеют также градиенты потенциала \mathbf{Y}_c и \mathbf{Y} : на поверхности контакта наблюдается излом кривой распределения потенциала – рис. 2. Если $\mathbf{L}_c = \mathbf{L}$, то $\mathbf{Y}_c = \mathbf{Y}$ и излома на кривой потенциала не имеется – рис. 1. Уравнение (654) аналогично уравнению (653).

Дифференциальные уравнения обмена очень облегчают теоретическое решение различных практических задач о взаимодействии тел природы.

6. Экспериментальный метод.

Достоинством экспериментального метода является достоверность получаемых результатов. Недостаток этого метода

состоит в ограниченной ценности его результатов: сведения, почерпнутые из любого данного опыта, принципиально говоря, не могут быть применены к другому явлению, которое в какой-либо мере отличается от данного.

Иными словами, при экспериментальном подходе каждое конкретное (единичное) явление должно служить самостоятельным объектом опытного изучения. Этот недостаток особенно обременителен при создании новых процессов, машин и аппаратов: при таком подходе приходится вначале вслепую строить машину, а затем на опыте убеждаться в ее непригодности. Поэтому экспериментальный метод чаще всего применяется на начальной стадии изучения явлений.

7. Смешанный метод.

На практике, как правило, пользуются смешанным методом, в котором теоретический подход сочетается с экспериментальным. Существуют два варианта смешанного подхода – теоретико-экспериментальный и экспериментально-теоретический. В основе первого лежит теория, в основе второго – эксперимент, причем теория дополняется определенными экспериментальными данными, а эксперимент – теоретическими.

Наибольшее распространение получил теоретико-экспериментальный метод. При решении задач этим методом составляются дифференциальные уравнения, описывающие изучаемое явление. Эти уравнения интегрируются и полученные решения (уравнений) согласовываются с условиями однозначности. Необходимые для практики расчеты коэффициенты поставяет эксперимент.

Простейшими уравнениями, с которыми приходится сталкиваться на практике, являются дифференциальные уравнения основных законов. В более сложных случаях получаются, например, совокупности (системы) дифференциальных уравнений второго порядка в частных производных и т.д.

При экспериментально-теоретическом решении задачи за основу берется эксперимент. Результаты данного конкретного опыта особым образом – с помощью сведений, содержащихся в теоретических уравнениях, – распространяются на другие явления. Такое распространение (обобщение) результатов единичного опыта на многие явления осуществляется в методах подобия, модели и аналогии. В этом вопросе неоценимую услугу оказывает так называемая теория подобия. Эта теория позво-

ляет результаты конкретного опыта распространить на группу – бесконечное множество – подобных между собой явлений. Это достигается путем представления результатов единичного опыта не в виде зависимости между конкретными величинами, измеренными в опыте, а в виде зависимости между критериями подобия – безразмерными комбинациями измеренных величин. Критерии подобия находятся из дифференциальных уравнений и условий однозначности по определенным правилам. В результате данная экспериментальная зависимость оказывается справедливой для всех конкретных явлений, характеризуемых одинаковыми значениями критериев подобия, т.е. для всей группы подобных явлений.

Группа явлений по объему уже класса и шире единичного явления. Она объединяет все явления, на которые возможно распространение результатов единичного опыта. Группа явлений выбирается с помощью основной теоремы теории подобия, сформулированной А.А. Гухманом и М.В. Кирпичевым в 1931 г. (теорема Гухмана-Кирпичева).

Критерии подобия представляют собой безразмерные степенные комплексы. Чтобы их найти, необходимо исходное уравнение привести к безразмерному виду – разделить все слагаемые на одно из них, а затем в полученном уравнении отбросить все индексы, знаки сумм, символы, выражающие действия дифференцирования, и т.п. Составленные таким образом комплексы и есть искомые критерии подобия. Недостающие критерии находятся из условий задачи в виде отношения двух однородных величин – это так называемые параметрические критерии.

Практические примеры составления критериев подобия были рассмотрены в § 30 применительно к микромиру.

Разновидностью метода подобия является метод моделирования.

Из предыдущего ясно, что в эксперименте не обязательно испытывать подлежащее изучению конкретное явление (образец). Достаточно испытать любое другое явление (модель), характеризваемое теми же значениями критериев подобия, что и образец. Такой метод замещения образца (подлежащего изучению конкретного явления) моделью (фактически изучаемым явлением) называется моделированием.

К методу модели прибегают в тех случаях, когда, с одной стороны, невозможно найти теоретическое решение поставленной задачи из-за трудностей математического характера и, с другой, затруднительно поставить эксперимент с образцом в

натуральную величину. Например, в инженерной практике моделируют крупные гидротехнические сооружения, самолеты, корабли и т.п.

Если метод моделирования позволяет одно явление данного рода замещать другим явлением того же рода, то метод аналогии основывается на сходстве дифференциальных уравнений, описывающих разнородные явления (вспомним, что дифференциальные уравнения основных законов справедливы для любых форм движения). Поэтому с его помощью удастся, например, задачи теплопроводности решать путем экспериментального изучения процессов движения вязкой жидкости, газа или электрического заряда и т.п.

При использовании метода аналогии параметры и функции состояния данного рода (заряд, потенциал, емкость, проводимость и т.д.), относящиеся к образцу, заменяются соответствующими параметрами и функциями состояния другого рода (зарядом, потенциалом, емкостью, проводимостью и т.д.), относящимися к фактически изучаемому явлению. О свойствах образца судят по значениям сходственных параметров и функций состояния для изучаемого явления на основе заранее установленного масштаба величин.

Решение различных практических задач крайне облегчается и ускоряется благодаря применению электронных цифровых и аналоговых вычислительных машин. Эти машины умеют интегрировать дифференциальные уравнения, согласовывать решения с условиями однозначности, анализировать полученные результаты и выдавать их в виде чисел, готовых графиков и т.п. В настоящее время проводится большая работа по применению вычислительных машин для решения систем дифференциальных уравнений общей теории (Н.А. Буткевичус и др.). Машины окажутся очень полезными при расчете фазовых превращений и химических реакций, процессов распространения зарядов на нестационарном режиме, реакций элементарных частиц (ансамблей, микрозарядов) и т.д.

§ 79. Классификация состояний системы.

1. Стационарная равновесная система.

С помощью дифференциальных уравнений рассмотренных выше законов и условий однозначности могут быть решены самые различные практические задачи и изучены самые

разнообразные свойства реально взаимодействующих тел (систем). Это изучение показывает, что на конкретных свойствах системы отражаются как связи, содержащиеся в дифференциальных уравнениях, так и условия однозначности, определяющие, в частности, характер взаимодействия системы и окружающей среды. При этом главную роль всегда играет поведение заряда.

В общем случае можно различать четыре специфических состояния системы, которые зависят от особенностей поведения заряда.

Если заряд находится в покое и его величина не изменяется со временем, то соответствующая система называется стационарной равновесной. В такой системе нет переноса зарядов, поэтому отсутствуют и эффекты диссипации (термический заряд диссипации не выделяется и не поглощается). Стационарные равновесные системы изучаются в **статике**.

2. Стационарная неравновесная система.

Если заряд в системе перемещается, но его количество от времени не зависит, то соответствующая система именуется стационарной неравновесной. Такую систему пронизывает, так как в каждый данный момент количество вошедшего заряда равно количеству вышедшего. В ней выделяется или поглощается термический заряд диссипации.

Стационарные неравновесные системы рассматриваются в **кинетике**.

3. Нестационарная равновесная система.

В нестационарных системах количество заряда изменяется со временем. Если величина заряда зависит от времени, а эффектами диссипации можно пренебречь, то система является нестационарной равновесной.

Нестационарные равновесные системы изучаются в **статодинамике**.

4. Нестационарная неравновесная система.

В нестационарной неравновесной системе перенос заряда сопровождается изменениями его количества и появлением за-

метных эффектов диссипации. Соответствующие процессы рассматриваются в **кинетодинамике** или просто **динамике**.

Применение основных законов общей теории в каждой из перечисленных четырех разновидностей систем характеризуется своими специфическими особенностями.

§ 80. Статика, кинетика, статодинамика, динамика.

1. Статика.

Приведенная выше классификация систем по признаку поведения заряда очень часто крайне облегчает решение различных практических задач. Наиболее простые условия соответствуют стационарным равновесным системам, которые изучаются в статике.

Стационарной называется система, в которой количества зарядов не изменяется со временем, т.е.

$$\delta E / \delta t = 0. \quad (655)$$

Неизменность величины заряда имеет своим следствием постоянство величины сопряженного с ним потенциала, т.е. [формула (201)]

$$\delta P / \delta t = 0.$$

Покою заряда соответствует отсутствие разностей потенциалов в объеме системы, поскольку эти разности являются движущими силами процессов переноса зарядов. Равенство значений во всех точках системы каждого из n потенциалов есть необходимый и достаточный признак равновесного состояния.

Например, если у системы все точки обладают одинаковой температурой, то это означает, что термический заряд пребывает в покое (равновесии) и, следовательно, система находится в состоянии термического равновесия. Если давление во всех точках системы одинаково, то это означает, что объем (механический заряд) находится в равновесии и, следовательно, вся система пребывает в состоянии механического равновесия.

О степени неравновесности состояния системы можно судить по тому, насколько неравномерно распределены значения потенциала в объеме системы. Допустим, что перепад потенциала равен ΔP (или dP). Тогда относительная неравномерность распределения потенциала, т.е. степень неравновесности состояния системы, определяется отношением

$$K_{\Delta P} = - \Delta P / P \quad (656)$$

$$K_{\Delta P} = - dP / P.$$

Это отношение называется **критерием неравновесности состояния** системы. С помощью критерия неравновесности равновесное состояние можно аналитически определить следующим образом:

$$K_{\Delta P} = - \Delta P / P \ll 1. \quad (657)$$

Это условие по существу не отличается от условия (508) протекания идеального процесса, т.е. критерии неравновесности состояния и необратимости процесса имеют тождественный смысл.

В стационарных равновесных системах отсутствует перенос зарядов, поэтому при их изучении используются только законы состояния и взаимности. Закон диссипации приводит к уравнениям

$$dQ_d = 0; \quad (658)$$

$$d\Theta_d = 0. \quad (658)$$

Совместно с законом минимальной диссипации они дают равенство (511).

2. Кинетика.

В кинетике изучаются свойства систем, находящиеся в стационарном неравновесном состоянии. Условие стационарности определяется формулами (201) и (655), условие неравновесности - выражением

$$K_{\Delta P} = - \Delta P / P \approx 1. \quad (659)$$

В стационарной неравновесной системе одна часть заряда перемещается под действием имеющейся разности потенциалов. При этом в каждый данный момент количество вошедшего заряда равно количеству вышедшего, система как бы пронизывается зарядом. Перемещающийся заряд создает необходимые эффекты переноса. Другая часть заряда находится в покое. Именно эта часть определяет состояние системы и к ней относится условие (655). Благодаря наличию не изменяющегося по величине покоящегося заряда потенциал любой точки системы остается постоянным, при этом соблюдается требование (201).

Чтобы отличить равновесную систему, пронизываемую зарядом, от равновесной системы, изучаемой в статике, первую можно назвать **квазиравновесной**. Существуют два различных вида квазиравновесности. Первый обусловлен пронизыванием

системы зарядом (кинетика), второй – изменением заряда со временем (статодинамика). В динамике оба вида квазиравновесности проявляются одновременно.

В кинетике используется весь математический аппарат основных законов общей теории без изменений, причем дифференциальные уравнения этих законов непосредственно описывают поведение кинетической системы. Совместно с условиями однозначности эти уравнения позволяют найти любые свойства стационарной неравновесной системы. Переход от бесконечно малой системы к конечной, а также от бесконечно малых величин (зарядов, потенциалов, энергии и т.д.) к конечным осуществляется путем интегрирования дифференциальных уравнений и согласования полученных решений с условиями однозначности. Граничным условием может служить одно из трех условий, рассмотренных в § 78. На практике у стационарной неравновесной системы встречаются все три рода граничных условий.

3. Статодинамика.

В статодинамике изучаются нестационарные равновесные системы. Признаком нестационарности является изменение потенциала со временем. Причина нестационарности заключена в характере процесс течения заряда: если количество заряда, вошедшего в систему, не равно количеству вышедшего из системы, то разница идет на изменение состояния системы, сопровождаемое изменением значений потенциала.

Обозначим величину пронизывающего систему потока через \mathbf{W} . Тогда критерием нестационарности явится отношение

$$K_{\Delta W} = \Delta W / (\mathbf{W} + \Delta W), \quad (660)$$

где ΔW – разность потоков, аккумулированная системой;

$$\Delta W = \mathbf{W}'' - \mathbf{W}'; \quad (661)$$

\mathbf{W}' и \mathbf{W}'' – входящий в систему и выходящий из не потоки; под \mathbf{W} понимается наименьший из потоков \mathbf{W}' или \mathbf{W}'' . Стационарному режиму отвечает условие (весь поток пронизывает систему, $\Delta W = 0$)

$$K_{\Delta W} \ll 1. \quad (662)$$

В нестационарных условиях

$$0 < K_{\Delta W} \ll 1. \quad (663)$$

В крайнем случае предельно развитого нестационарного режима

$$K_{\Delta W} = 1, \quad (664)$$

весь поток аккумулируется системой, пронизывающий поток $W = 0$. Именно такой предельный случай рассматривается в статодинамике.

Равновесность статодинамической системы обеспечивается путем соблюдения требования (657). Оба требования – нестационарности (664) и равновесности (657) – выполняются только тогда, когда поступающий в систему заряд быстро перераспределяется по всему ее объему. Таким образом, статодинамическая система обладает интересными свойствами: количества зарядов в ней изменяются со временем, но потенциалы распределены по объему практически равномерно. Изменение величины заряда делает систему **квазиравновесной**. Отсутствие заметных разностей потенциалов по сечению приводит к тому, что она является практически обратимой. Именно такой случай является предметом изучения в классической термодинамике.

Для оценки некоторых специфических свойств статодинамической системы целесообразно ввести **критерий относительной неравновесности**. Он выводится следующим образом.

Запишем критерий неравновесности (656) для явлений проводимости и отдачи применительно к системе изображенной на рис. 5 и 7. Имеем

$$K_{\Delta P}' = - \Delta P / P_{\Pi}; \quad (665)$$

$$K_{\Delta P}'' = - \delta P / P_{\Pi}. \quad (666)$$

Относительная неравновесность статодинамической системы определяется критерием

$$K = K_{\Delta P}' / K_{\Delta P}'' = \Delta P / \delta P, \quad (667)$$

причем требование равновесности имеет вид

$$K = \Delta P / \delta P \ll 1. \quad (668)$$

Перепад потенциала должен быть много меньше напора.

Для случая, изображенного на рис. 7, критерий относительной неравновесности можно выразить через соответствующие проводимости [формулы (249), (267) и (311)]:

$$K = \Delta P / \delta P = \alpha \Delta x / L = R_L / R_{\alpha}, \quad (669)$$

где

$$R_L = \Delta x / (FL); \quad (670)$$

$$R_{\alpha} = 1 / (F\alpha). \quad (671)$$

Равенство (668) точно удовлетворяется только при линейном распределении потенциала в сечении системы. При нелинейном распределении отношение перепада к напору сохраняет тот же порядок, что и отношение соответствующих сопро-

тивлений. Из формулы (668) видно, что для соблюдения условия (667) сопротивление \mathbf{R}_L системы надо сделать много меньше сопротивления \mathbf{R}_α на поверхности.

В качестве примера рассмотрим термомеханическую систему – газ, заключенный в цилиндре теплового двигателя. Для термической степени свободы условие (667) соблюдается удовлетворительно из-за того, что при существующих методах подвода термического заряда к газу в последнем не возникает больших перепадов температуры. Для механической степени свободы критерий (668) можно сопоставить с отношением

$$\mathbf{Ma}^2 = \omega^2 / a^2, \quad (670)$$

где \mathbf{Ma} – критерий Маха;

ω – скорость движения поршня, м/сек;

a – скорость распространения звука в газе, м/сек.

Скорость поршня обычно много меньше скорости звука, поэтому механическая степень также не дает заметных отклонений от требования (667). Как видим, газ в тепловом двигателе обладает свойствами практически обратимой системы. Именно поэтому теория Клаузиуса, развитая им для теплового двигателя, приводит к хорошему согласованию с опытом.

В статодинамике используется весь математический аппарат основных законов, причем для явлений обмена должны быть дополнительно выведены особые дифференциальные уравнения переноса, учитывающие специфику статодинамической системы. Более подробно этот вопрос рассматривается в следующем параграфе.

4. Кинетодинамика, или динамика.

В кинетодинамике, или динамике, изучаются свойства нестационарных неравновесных систем. Для динамической системы критерий нестационарности (660) имеет значения

$$0 \leq K_{\Delta w} \leq 1. \quad (671)$$

Частными случаями динамической системы являются статическая (стационарная равновесная), кинетическая (стационарная неравновесная) и статодинамическая (нестационарная равновесная) системы. Поэтому динамика представляет собой наиболее сложный и, как следствие, наименее разработанный раздел общей теории.

В динамике применяется весь математический аппарат основных законов. При этом с их помощью выводятся более сложные динамические уравнения переноса, которые отража-

ют специфику поведения динамической системы. Соответствующие уравнения были выведены в § 38. Примеры применения этих уравнений рассмотрены в § 40 и 44-46.

§ 81. Примеры взаимодействий.

1. Заряжание системы.

Рассмотрим несколько случаев нестационарных взаимодействий тел, причем ограничимся примерами из области статодинамики. При изучении статодинамических систем математический аппарат оказывается предельно простым, однако это не исключает возможности решать крайне трудные практические задачи, возникающие, например, при химических и фазовых превращениях.

Предположим, что система располагает одной степенью свободы ($n = 1$). Она разряжается в окружающей среде от начального (при $t = 0$) значения потенциала P_0 до P_c . За время dt количество заряда, потерянного с контрольной поверхности,

$$dE = JFdt = \alpha XFdt = -\alpha \delta PFdt = \alpha (P - P_c)Fdt. \quad (672)$$

Этот заряд изменяет потенциал системы на величину dP , причем

$$dE = KdP, \quad (673)$$

где K – емкость системы.

Приравняв правые части этих выражений, получим

$$U = J = \alpha X, \quad (674)$$

где

$$U = (K/F)(dP/dt). \quad (675)$$

Это есть статодинамическое дифференциальное уравнение переноса, в котором статодинамический поток U , численно равный обычному потоку J , характеризует скорость изменения потенциала со временем. Разделив переменные в уравнении (674), после интегрирования находим (при постоянных K и α):

$$X = X_0 \exp(-\alpha Fdt/K); \quad (676)$$

$$J = J_0 \exp(-\alpha Fdt/K), \quad (677)$$

где

$$X_0 = -\delta P_0 = P_0 - P_c; \quad (678)$$

$$J_0 = \alpha X_0. \quad (678)$$

Сила и поток изменяются со временем по экспоненциальному (логарифмическому) закону.

Термическая работа диссипации на границах системы (на участке изменения потенциала от P_n до P_c) определяется формулами (483) и (672)

$$dQ_d = \delta P \alpha \delta P F dt \quad \text{дж.} \quad (679)$$

После интегрирования с учетом формулы (676) имеем

$$Q_d = (1/2) K X_0^2 [1 - \exp(-2\alpha F t / K)] \quad \text{дж.} \quad (680)$$

В начальный момент (при $t = 0$) термическая работа диссипации $Q_d = 0$. При полном разряжении системы ($t \rightarrow \infty$)

$$Q_d = (1/2) K X_0^2 = (1/2) X_0 \Delta E_0 = (1/2) A \Delta E_0^2 \quad \text{дж,} \quad (681)$$

где ΔE_0 - заряд, покинувший систему

$$\Delta E_0 = K X_0 = K(P_0 - P_c). \quad (682)$$

Если система располагает двумя степенями свободы ($n = 2$), то дифференциальные уравнения статодинамического переноса [типа (674)] записываются в виде:

$$U_1 = J_1 = \alpha_{11} X_1 + \alpha_{12} X_2; \quad (683)$$

$$U_2 = J_2 = \alpha_{21} X_1 + \alpha_{22} X_2, \quad (683)$$

где

$$U_1 = (K_{11}/F)(dP_1/dt); \quad (684)$$

$$U_2 = (K_{22}/F)(dP_2/dt). \quad (684)$$

Зависимость величин X и J от времени находится путем интегрирования этих уравнений.

2. Обмен между двумя системами.

Если при $n = 1$ обмен происходит между двумя равновесными системами (их можно называть также подсистемами) А и В, то количество переданного заряда

$$dE = J F dt = \alpha X F dt = -\alpha \delta P F dt = -\alpha(P_B - P_A) F dt. \quad (685)$$

Изменения потенциалов систем А и В в общем случае различны:

$$dE = -K_A dP_A; \quad (686)$$

$$dE = K_B dP_B. \quad (686)$$

Приравняв правые части выражений (685) и (686), получаем:

$$U_A = U_B = J = \alpha X, \quad (687)$$

где

$$U_A = -(K_A/F)(dP_A/dt); \quad (688)$$

$$U_B = (K_B/F)(dP_B/dt). \quad (688)$$

При двух степенях свободы ($n = 2$) уравнения переноса принимают вид:

$$U_{1A} = U_{1B} = J_1 = \alpha_{11} X_1 + \alpha_{12} X_2; \quad (689)$$

$$U_{2A} = U_{2B} = J_2 = \alpha_{21}X_1 + \alpha_{22}X_2; \quad (689)$$

где

$$U_{1A} = (K_{11A}/F)(dP_{1A}/dt); \quad (690)$$

$$U_{1B} = (K_{11B}/F)(dP_{1B}/dt); \quad (690)$$

$$U_{2A} = (K_{22A}/F)(dP_{2A}/dt); \quad (691)$$

$$U_{2B} = (K_{22B}/F)(dP_{2B}/dt). \quad (691)$$

Интегрирование дифференциальных уравнений статодинамического переноса (687) и (689) дает возможность найти зависимость величин X и J от времени.

3. Приближенный метод.

С течением времени, ($t \rightarrow \infty$) потенциал каждой из систем (подсистем) стремится к некоторому равновесному (среднему «калориметрическому») значению

$$P_p = P_A = P_B. \quad (692)$$

Это значит, что величину P_p можно условно рассматривать в качестве потенциала P_c воображаемой окружающей среды, до которого разряжаются (или заряжаются) изучаемые системы. Тогда задача обмена между системами сводится к более простой задаче независимого заряжения каждой из систем.

Величина P_p находится из уравнения баланса заряда:

$$\Delta E_0 = K_A(P_{A0} - P_p) = K_B(P_p - P_{B0}); \quad (693)$$

$$P_p' = (K_AP_{A0} + K_BP_{B0})/(K_A + K_B). \quad (694)$$

При этом вместо действительных сил и коэффициентов переноса используются фиктивные, определяемых из условия равенства действительных и фиктивных потоков:

$$X_{Aф} = -\delta P_{Aф} = P_A - P_p; \quad (695)$$

$$X_{Bф} = -\delta P_{Bф} = P_p - P_{Bф}; \quad (695)$$

$$X = X_{Aф} + X_{Bф} = P_A - P_{Bф}; \quad (696)$$

$$\alpha_{Aф} = \alpha(P_{A0} - P_{B0})/(P_{A0} - P_p); \quad (697)$$

$$\alpha_{Bф} = \alpha(P_{A0} - P_{B0})/(P_p - P_{B0}). \quad (697)$$

Например, для двух систем А и В при $n = 1$ вместо уравнений (687) получаются следующие приближенные дифференциальные статодинамические уравнения переноса:

$$U_A = J_A = \alpha_{Aф} X_{Aф}; \quad (698)$$

$$U_B = J_B = \alpha_{Bф} X_{Bф}; \quad (698)$$

$$U_A \cong U_B. \quad (698)$$

Термическая работа диссипации вычисляется по формуле типа (681):

$$Q_d = (1/2)X_{Aф}\Delta E_0 + (1/2)X_{Bф}\Delta E_0 = (1/2)(P_{A0} - P_{B0})\Delta E_0 \quad \text{дж}, \quad (699)$$

где $\Delta \mathbf{E}_0$ определяется выражением (693).

В случае двух степеней свободы ($\mathbf{n} = 2$) и двух подсистем А и В приближенные дифференциальные уравнения статодинамического переноса имеют вид:

$$\mathbf{U}_{1A} = \mathbf{J}_{1A} = \alpha_{11A\phi} \mathbf{X}_{1A\phi} + \alpha_{12A\phi} \mathbf{X}_{2A\phi}; \quad (700)$$

$$\mathbf{U}_{2A} = \mathbf{J}_{2A} = \alpha_{21A\phi} \mathbf{X}_{1A\phi} + \alpha_{22A\phi} \mathbf{X}_{2A\phi}; \quad (700)$$

$$\mathbf{U}_{1B} = \mathbf{J}_{1B} = \alpha_{11B\phi} \mathbf{X}_{1B\phi} + \alpha_{12B\phi} \mathbf{X}_{2B\phi}; \quad (701)$$

$$\mathbf{U}_{2B} = \mathbf{J}_{2B} = \alpha_{21B\phi} \mathbf{X}_{1B\phi} + \alpha_{22B\phi} \mathbf{X}_{2B\phi}, \quad (701)$$

где

$$\mathbf{X}_{1A\phi} = -\delta \mathbf{P}_{1A\phi} = \mathbf{P}_{1p} - \mathbf{P}_{1A};$$

$$\mathbf{X}_{2A\phi} = -\delta \mathbf{P}_{2A\phi} = \mathbf{P}_{2p} - \mathbf{P}_{2A};$$

$$\mathbf{X}_{1B\phi} = -\delta \mathbf{P}_{1B\phi} = \mathbf{P}_{1p} - \mathbf{P}_{1B};$$

$$\mathbf{X}_{2B\phi} = -\delta \mathbf{P}_{2B\phi} = \mathbf{P}_{2p} - \mathbf{P}_{2B};$$

$$\mathbf{X}_1 = \mathbf{X}_{1A\phi} + \mathbf{X}_{1B\phi};$$

$$\mathbf{X}_2 = \mathbf{X}_{2A\phi} + \mathbf{X}_{2B\phi};$$

$$\mathbf{J}_{1A} \cong \mathbf{J}_{1B};$$

$$\mathbf{J}_{2A} \cong \mathbf{J}_{2B};$$

$$\alpha_{12A\phi} = \alpha_{21A\phi} \cong \alpha_{12B\phi} = \alpha_{21B\phi}.$$

Если объединенная система, состоящая из подсистем А и В, взаимодействует с окружающей средой, то величина \mathbf{P}_p изменяется со временем. В первом приближении этим изменением можно пренебречь или воспользоваться средним значением \mathbf{P}_p за процесс.

Изложенный способ замены процессов обмена процессами независимого заряжения является приближенным. Его точность снижается по мере возрастания степени неравновесности подсистем. Однако существуют приемы, которые позволяют сделать этот способ сколь угодно точным [6].

В заключении отметим, что методы статодинамики позволяют существенно неравновесную реальную систему, какой является, например, совокупность подсистема А и В, заменить неизмеримо более простым случаем взаимодействия отдельных равновесных подсистем А и В. Этот прием оказывается ценным при изучении фазовых, химических и микроскопических превращений.

§ 82. Закон силового взаимодействия зарядов.

1. Постановка задачи.

Явление взаимодействия тел включает в себя большой комплекс более простых явлений, в том числе явление силового взаимодействия зарядов на различных уровнях мироздания. Силовое взаимодействие наблюдается не только между одноименными зарядами – в пределах одной степени свободы, – но и между разноименными, принадлежащими к различным степеням свободы. При этом происходит сложное взаимное влияние силового воздействия зарядов друг на друга.

Силовое взаимодействие обусловлено наличием неоднородных полей потенциалов (§ 59). Количественная сторона этого явления определяется законами состояния (или переноса) и диссипации. Эти законы связывают между собой величины зарядов, а также поля потенциалов, в частности, их градиенты. И заряды, и градиенты пропорциональны действующим силам [формула (545)]. Те же законы устанавливают количественную сторону взаимного силового влияния между разнородными зарядами, поскольку уравнения этих законов с количественной стороны характеризуют взаимное влияние зарядов и потенциалов (их градиентов).

Ниже не рассматривается общая картина силового взаимодействия разнородных зарядов с учетом взаимного влияния различных степеней свободы. Такую картину нетрудно нарисовать с помощью упомянутых выше законов. Для дальнейшего представляет интерес простейший частный случай силового взаимодействия, относящийся к одной степени свободы ($n = 1$). Поэтому здесь более подробно рассматривается именно этот случай.

2. Вывод расчетных формул.

Предположим, что при $n = 1$ имеется поле потенциала, образованное зарядом \mathbf{E}' . В это поле внесен пробный точечный заряд \mathbf{E}'' , который располагается в точке поля с градиентом потенциала $d\mathbf{P}/d\mathbf{x}$. На пробный заряд со стороны поля действует сила, определяемая формулой (545):

$$\mathbf{P}_x = - (d\mathbf{P}/d\mathbf{x})\mathbf{E}'' \quad \text{н.} \quad (702)$$

В условиях стационарного режима градиент потенциала поля заряженной неограниченной пластины толщиной $2r_0$ есть величина постоянная, не зависящая от расстояния r от средней плоскости пластины. У бесконечно длинного цилиндра радиусом r_0 градиент обратно пропорционален расстоянию r от оси до заряда E'' , у шара – квадрату расстояния r . Поэтому формула (702) для пластины, цилиндра и шара записывается в виде [см. выражения (381), (382) и (383)]

$$P_x = - (dP/dx)_0 E'' \quad \text{н}; \quad (703)$$

$$P_x = - (dP/dx)_0 (r_0/r) E'' \quad \text{н}; \quad (704)$$

$$P_x = - (dP/dx)_0 (r_0^2/r^2) E'' \quad \text{н}, \quad (705)$$

где индексом «0» отмечен градиент потенциала в окружающей среде на поверхности тела – заряда E' (в точке $r = r_0$). Поверхностный градиент находится из равенства

$$- L_{\text{нан}}(dP/dx) = \alpha_{\text{нан}} P_0, \quad (706)$$

где $\alpha_{\text{нан}}$ – коэффициент отдачи нанозаряда на поверхности тела;

P_0 – напор потенциала на поверхности тела, равный самому потенциалу.

Нетрудно видеть, что выражение (706) есть частный вариант общего дифференциального уравнения обмена (651), относящийся к процессу распространения нанозаряда, к тому случаю, когда обе проводимости принадлежат окружающей среде.

Потенциал P_0 идеального заряженного тела связан с его зарядом уравнением E' состояния

$$P_0 = E'/K', \quad (707)$$

где K' – емкость тела по отношению к заряду E' .

Из формул (703) – (707) для пластины, цилиндра и шара окончательно получаем

$$P_x = k_{\text{пл}} E' E'' \quad \text{н}; \quad (708)$$

$$P_x = k_{\text{цил}} E' E'' / r \quad \text{н}; \quad (709)$$

$$P_x = k_{\text{шар}} E' E'' / r^2 \quad \text{н}, \quad (710)$$

где коэффициенты пропорциональности

$$k_{\text{пл}} = \alpha_{\text{нан}} / (L_{\text{нан}} K'); \quad (711)$$

$$k_{\text{цил}} = \alpha_{\text{нан}} r_0 / (L_{\text{нан}} K'); \quad (712)$$

$$k_{\text{шар}} = \alpha_{\text{нан}} r_0^2 / (L_{\text{нан}} K'). \quad (713)$$

В общем виде можно записать так:

$$k = a r_0^b, \quad (714)$$

где

$$a = \alpha_{\text{нан}} / (L_{\text{нан}} K') = (1/\varepsilon) \alpha_{\text{нан}} / (L_{\text{нан.в}} K'); \quad (715)$$

\mathbf{b} - показатель для плиты, равный 0, для цилиндра – 1 и для шара – 2.

Силу взаимодействия можно определить также несколько по-иному. Подставим в формулу (702) градиент потенциала из выражений (369), (370) и (377). Находим

$$\mathbf{P}_x = (1/\varepsilon)(\omega/L_{\text{нан.в}})C_{\text{Енан}}\mathbf{E}'' \quad \text{н}, \quad (716)$$

где ω - скорость распространения поля;

$C_{\text{Енан}}$ - концентрация подвижного нанозаряда на расстоянии \mathbf{r} , зависящая от конфигурации поля,

$$C_{\text{Енан}} = dE_{\text{нан}}/Fdx = J_{\text{нан}}/\omega. \quad (717)$$

Уравнение (716) в несколько иной форме, чем (708) – (710), определяет силовое взаимодействие зарядов \mathbf{E}' и \mathbf{E}'' – через концентрацию нанозаряда, испускаемого телом \mathbf{E}' .

3. Анализ результатов.

Формулы (708) – (710) и (716) выражают всеобщий закон силового взаимодействия зарядов. Заряды могут быть макроскопическими, микроскопическими и т.д. Особенность формул состоит в том, что они содержат также характеристики нанополя. Поэтому их можно использовать для изучения свойств этого поля.

Из хода вывода уравнений (708) – (710) и (716) видно, что они справедливы только для простейшего частного случая, когда $\mathbf{n} = 1$ и, следовательно, отсутствует взаимное влияние зарядов.

Уравнения действуют только в условиях стационарного режима распространения нанополя. При нестационарном режиме градиенты потенциалов всегда выше, чем при стационарном, поэтому действующие силы имеют повышенные значения. При $\mathbf{t} \rightarrow \infty$ градиенты потенциалов и отвечающие им силы стремятся к своим стационарным (минимальным) значениям, которые определяются формулами (708) – (710) и (716).

Сила взаимодействия существенно зависит от конфигурации поля. С изменением конфигурации резко изменяется характер зависимости величины силы от расстояния \mathbf{r} . Например, в плоском поле сила не зависит от расстояния, в цилиндрическом – обратно пропорциональна расстоянию, а в сферическом – обратно пропорциональна квадрату этого расстояния. Если поле создается положительным и отрицательным зарядами, например диполем, тогда сила взаимодействия вдоль направ-

ления оси диполя изменяется обратно пропорционально кубу расстояния r до центра диполя.

Таким образом, изменяя конфигурацию поля, можно получить целый спектр зависимостей величины силы от расстояния r . В рассмотренных выше простейших случаях показатель степени при r изменяется от 0 до 3. Возможны и другие варианты. Этот вывод очень важен для понимания того, что происходит в так называемых элементарных частицах, где связаны между собой кванты и антикванты различных зарядов.

Наконец, следует обратить внимание на то, что коэффициент пропорциональности k в формуле (714) есть величина переменная, зависящая от проводимостей среды. В принципе переменной является также величина ε , поскольку вакуум не является абсолютно неизменной эталонной средой. Свойства вакуума различаются в зависимости от количества и качества содержащихся в нем нанозарядов. Это приводит к изменению величины ε .

В частном случае из выражения (710) вытекают известные законы взаимодействия электрических и магнитных зарядов Кулона, тяготения Ньютона и Био и Савара. При этом выясняется физический смысл коэффициентов пропорциональности в уравнениях этих законов, а также четко очерчиваются границы применимости самих законов.

§ 83. Закон тяготения Ньютона.

1. Содержание закона.

Закон всемирного закона Ньютона записывается в форме (55). Перепишем его в виде

$$\mathbf{P}_x = f(\mathbf{Mdm}/r^2) \quad \text{н}, \quad (718)$$

где

$$\mathbf{P}_x = \mathbf{G}' \quad \text{н};$$

f - гравитационная постоянная, определяемая [в соответствии с формулой (710)] выражением

$$f = \alpha_{\text{нан.гр}} r_0^2 / (L_{\text{нан.гр}} K_{\text{гр}}') \quad \text{м}^3/(\text{кг} \cdot \text{сек}^2). \quad (719)$$

Здесь индекс «гр» означает, что соответствующие величины относятся к гравитационной форме движения.

Как видим, формулы (710) и (718) совпадают, если под зарядами в общей формуле (710) понимать гравитационную массу.

2. Обсуждение закона.

Из предыдущего параграфа следует, что закон Ньютона справедлив только для стационарных условий излучения гравитационного поля. При этом поле должно быть одномерным, а его источники – точечными. Взаимное влияние гравитационных и иных зарядов должно отсутствовать, т.е. число степеней свободы рассматриваемой системы должно быть строго равно единице ($n = 1$). Например, закономерность (718) должна искажаться при взаимном силовом влиянии крупных гравитационных масс, расположенных на расстояниях, которые соизмеримы с размерами самих масс.

Закон (718) должен нарушаться в условиях микромира, при плотной упаковке микроскопических гравитационных масс и антимасс. При этом, как уже отмечалось, могут наблюдаться совсем другие закономерности изменения силы с расстоянием.

Очевидно, гравитационная постоянная (719) есть величина переменная, зависящая от нанопроводимостей среды в данном месте космического пространства. Формула (719) может быть использована для изучения этих нанопроводимостей.

§ 84. Законы Кулона.

1. Закон взаимодействия электрических зарядов.

В 1785 г. Кулон экспериментально установил закон силового взаимодействия электрических зарядов. Уравнение закона имеет вид

$$P_x = k_{\Psi} \Psi' \Psi'' / (\epsilon_{\Psi} r^2) \quad \text{н,} \quad (720)$$

где k_{Ψ} - коэффициент пропорциональности, который при соответствующем выборе единиц измерений зарядов может быть сделан равным единице;

Ψ' и Ψ'' - величины электрических зарядов, к;

ϵ_{Ψ} - диэлектрическая проницаемость, или диэлектрическая постоянная среды.

Сравнение формул (710) и (720) показывает, что закон (720) есть частный случай более общего закона (710).

2. Закон взаимодействия магнитных зарядов.

В том же 1785 г. Кулон установил закон взаимодействия магнитных полюсов. Уравнение закона выглядит следующим образом:

$$\mathbf{P}_x = \mathbf{k}_{\text{мг}} \mathbf{E}_{\text{мг}}' \mathbf{E}_{\text{мг}}'' / (\epsilon_{\text{мг}} r^2) \text{ н.} \quad (721)$$

Эта формула в принципе не отличается от предыдущей. В ней все величины относятся к магнитной форме движения, на что указывает индекс «**мг**». Выражение (721) является частным случаем более общего выражения (710).

3. Обсуждение законов.

Из предыдущего ясно, что законы (720) и (721) справедливы только для стационарного режима и точечных зарядов при $\mathbf{n} = 1$.

Характер изменения силы взаимодействия электрических (и магнитных) зарядов с расстоянием \mathbf{r} зависит от конфигурации поля. Показатель степени при \mathbf{r} может изменяться в широких пределах. Это обстоятельство важно учитывать при изучении свойств микрочастиц.

Коэффициенты пропорциональности \mathbf{k}_{Ψ} и $\mathbf{k}_{\text{мг}}$, а также ϵ_{Ψ} и $\epsilon_{\text{мг}}$ суть величины переменные, зависящие от проводящих свойств среды и вакуума.

При этом свойства самого вакуума могут изменяться в широких пределах, в зависимости от количества содержащихся в нем нанозарядов. Особенно сильно эти свойства изменяются при стремлении всех потенциалов к нулю. В рассматриваемых условиях вакуум становится абсолютным и представляет собой физический вакуум, или праматерию, от которой начинается всякое движение.

Магнитная форма движения обладает определенной спецификой, о которой подробно говорилось в § 10. Закон (721) лишний раз показывает, что магнитная форма движения в принципе подчиняется всем законам общей теории.

§ 85. Классическая термодинамика Клаузиуса.

1. Основные законы термодинамики Клаузиуса.

Классическая термодинамика была создана трудами Карно, Клаузиуса, Томсона (Кельвина) и других ученых. Основные ее принципы – начала – были сформулированы Клаузиусом в 1865 г. Главными принципами классической термодинамики служат так называемые **первое** и **второе начала**. Впоследствии к ним было присоединено третье начало термодинамики – теорема Нернста о недостижимости абсолютного нуля температуры (§ 23). Наконец, в самое последнее время (1956 г.) Миллер предложил назвать четвертым началом термодинамики некоторые положения теории Онзагера (§ 86).

Первым началом термодинамики служит найденный из опыта закон сохранения энергии для термической и механической форм движения материи. Уравнение первого начала записывается следующим образом:

$$dU = dQ_Q - pdV \quad \text{дж.} \quad (722)$$

В классической термодинамике термическую работу dQ_Q называют количеством тепла.

Гиббс (1874) расширил уравнение первого начала, дополнив его выражение для химической степени свободы:

$$dU = dQ_Q - pdV + \mu dm \quad \text{дж.} \quad (723)$$

Это равенство называется уравнением Гиббса, оно является частным случаем уравнения (96).

Количество тепла dQ_Q в уравнении (722) Клаузиус расшифровал следующим образом [формула (60)]:

$$dQ_Q = TdS \quad \text{дж.}$$

Это равенство носит название **уравнения второго начала термодинамики**.

С целью обоснования уравнения (60) Клаузиус специально сформулировал следующий постулат, именуемый вторым началом термодинамики: теплота не может переходить сама собой от более холодного тела к более теплому. С помощью этого постулата он доказал, что для равновесных (обратимых) процессов отношение количества тепла dQ_Q к температуре T есть полный дифференциал некоторой величины S , зависящей только от состояния тела и не зависящей от пути, по которому тело пришло в это состояние. Величину S Клаузиус назвал энтропией.

А.А. Гухман [9] впервые показал несостоятельность данного Клаузиусом «обоснования» уравнения (60). Чтобы в этом убедиться, достаточно вместо постулата Клаузиуса воспользоваться явно абсурдным постулатом: теплота не может переходить сама собой от более теплого тела к более холодному. Затем, если слово в слово повторить все «доказательство» Клаузиуса, то в итоге получится тот же результат. Это свидетельствует о том, что постулат Клаузиуса не находится в логической связи с полученным результатом и все «доказательство» Клаузиуса является кажущимся.

За последние 100 лет было предложено много других формулировок второго начала и иных способов обоснования факта существования энтропии. Однако с позиций излагаемой общей теории этот вопрос потерял всякий смысл, поскольку в ней выражение типа (60) для термической работы получается как логическое следствие основного постулата. В общей теории термическую форму движения характеризует термический заряд Θ , частным случаем которого является энтропия S (§ 10).

2. Обсуждение основных идей.

Энтропия Клаузиуса справедлива для оценки только стационарных равновесных состояний макроскопической системы. Вместе с тем сам Клаузиус, а за ним и все последующие авторы, фактически стал использовать энтропию для изучения нестационарных и неравновесных систем, т.е. процессов изменения состояния.

Так в логику построения термодинамики Клаузиусом с самого начала были заложены два противоречия принципиальной важности: нарушение принципа стационарности, второе – нарушение принципа равновесности. Несоответствие между свойствами энтропии (способность оценивать лишь стационарные равновесные состояния) и сферой ее применения (необходимость оценивать изменения состояний) явилось той причиной, которая неотвратимо должна была разрушить всю теорию изнутри. Изрядное количество новых идей добавил Онзагер, который стал использовать энтропию для изучения неравновесных систем. В совокупности обе причины составили «критическую массу», вызвавшую появление общей теории.

Легко убедиться в том, что классическая термодинамика с ее первым и вторым началами, а также третье и четвертое начала, вытекает как частный случай из общей теории. Например, уравнение (722) первого начала есть частное следствие

общего уравнения (94), уравнение (723) Гиббса – следствие выражения (96), энтропия – частный случай термического заряда и т.д.

3. Термодинамика Клаузиуса и перенос.

Нетрудно показать, что классической термодинамике, опирающейся на первое и второе начала, неизбежно должны быть чужды идеи переноса.

Действительно, в общем случае величины dE , входящие в уравнение закона сохранения энергии, а следовательно, и первого начала, суть количества зарядов, прошедших через контрольную поверхность системы. Величины dE равны изменениям зарядов только при условии, если в системе отсутствуют эффекты диссипации – это возможно лишь при равновесии, т.е. когда нет процессов переноса зарядов. Именно во втором смысле применяет классическая термодинамика уравнение первого начала: рассматривается полное изменение заряда (энтропии и объема) конечной системы. Но для объяснения факта изменения энтропии и объема системы отнюдь не требуются идеи переноса (речь идет о переносе энтропии и объема).

Что касается второго начала, то оно целиком посвящено энтропии – характеристике стационарных равновесных систем. Но равновесное состояние(покоя) для своего определения в принципе не нуждается в идеях переноса. Поэтому и второму началу чужды эти идеи. Энтропии ее создателем принципиально запрещено обладать свойством перемещения – распространения в пространстве.

Таким образом, как первое, так и второе начало, а следовательно, и вся классическая термодинамика в целом, изучающая состояния покоя, по необходимости далеки от идей переноса.

§ 86. Термодинамика необратимых процессов Онзагера.

1. Основные законы термодинамики Онзагера.

Теория Онзагера имеет в своей основе весь аппарат классической термодинамики, включая первое и второе начала, а также два дополнительных принципа – **линейности** и **взаимности** [29]. Принцип линейности возник на основе обобщения

известного линейного уравнения (335), описывающего распространение теплоты в анизотропном кристалле, на любые разновидности явления. Идея взаимности почерпнута из соотношений взаимности (336). Впервые предположение о существовании соотношений (336) высказал Стокс в 1851 г. В 1893 г. Соре и в 1903 г. Фойгт экспериментально подтвердили справедливость этих соотношений.

Оба принципа объединены в теореме взаимности, для доказательства которой Онзагер воспользовался методами статистической механики – принципом микроскопической обратимости, т.е. положением о наличии у всех уравнений движения микрочастиц симметрии по отношению ко времени, а также теорией флуктуаций и гипотезой о характере затухания флуктуаций. Суть теоремы взаимности Онзагера состоит в следующем.

Если потоки \mathbf{J} и силы \mathbf{Y} в линейных уравнениях переноса Онзагера

$$\mathbf{J}_i = \sum_{r=1}^n L_{ir} Y_r, \quad (724)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$, выбираются из уравнения

$$\mathbf{T}\sigma = \mathbf{J}\mathbf{Y} \quad \text{Вт/м}^3 \quad (725)$$

для скорости возникновения теплоты диссипации, то соблюдаются соотношения взаимности Онзагера

$$\mathbf{L}_{ir} = \mathbf{L}_{ri}. \quad (726)$$

Этот результат представляется настолько важным, что Д. Миллер в 1956 г. предложил назвать теорему Онзагера четвертым началом термодинамики [28].

Таким образом, Онзагер впервые в широком плане ввел в макроскопическую теорию идеи переноса, а также положение о взаимном и симметричном влиянии потоков. На фоне идей равновесия и покоя классической термодинамики это явилось достижением исключительной важности. Оно революционизировало теорию и стимулировало появление бесчисленного множества исследований в рассматриваемой области. За свою работу Онзагер в 1968 г. был удостоен Нобелевской премии. Эта награда подчеркивает важность для науки того факта, что теория, наконец, повернулась лицом к реальным необратимым процессам; она несомненно привлечет внимание исследователей к идеям термодинамики, отличающимся фундаментальностью и неисчерпаемыми возможностями [30].

2. Выбор потоков и сил по Онзагеру.

Необходимо подчеркнуть, что потоки **J**, силы **Y** и коэффициенты **L** у Онзагера не имеют того смысла, что в общей теории. Согласно теории Онзагера, потоки и силы выбираются из соотношения (725), которое должно быть установлено заранее из каких-либо соображений, выходящих за рамки теории. Если каким-то способом найдена скорость возникновения теплоты диссипации, то выражающая ее формула произвольно (формально) расчленяется на поток и силу.

Например, для термических явлений известные формулы (541) и (543) можно расчленить на поток и силу следующим образом:

$$\mathbf{J} = dQ_Q / (F dt) \quad \text{Вт/м}^2; \quad (727)$$

$$\mathbf{Y} = - (1/T)(dT/dx) \quad 1/\text{м}; \quad (727)$$

$$\mathbf{J} = dQ_Q / (TF dt) \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}); \quad (728)$$

$$\mathbf{Y} = - dT/dx \quad \text{град/м}; \quad (728)$$

$$\mathbf{J} = dQ_Q / (dV dt) \quad \text{Вт/м}^3; \quad (729)$$

$$\mathbf{Y} = - dT/T; \quad (729)$$

$$\mathbf{J} = dQ_Q \quad \text{дж}; \quad (730)$$

$$\mathbf{Y} = - dT/(TdV dt) \quad 1/(\text{м}^3 \cdot \text{сек}) \quad (730)$$

и т.д.

На выбор потока и силы накладывается только одно ограничение – теорема Кюри (§ 34). По Онзагеру, все выбранные потоки и силы совершенно равноценны в теоретическом отношении.

3. Обсуждение основных идей.

Для доказательства теоремы взаимности Онзагер воспользовался принципом микроскопической обратимости из теории детального равновесия химических реакций. В условиях равновесия (именно так его применяют химики) справедливость этого принципа не вызывает сомнений. Что касается неравновесных систем, то для них этот принцип теряет силу, ибо, согласно общей теории, все микроскопические процессы, происходящие не при нулевых разностях потенциалов, необратимы. В результате уравнивания движения оказываются несимметричными (необратимыми) относительно времени, так как их надо сочетать с уравнением закона диссипации.

Это замечание в равной мере касается всех известных теорий физической кинетики, поскольку все они пользуются

обратимыми уравнениями механики, в том числе квантовой, и распространяют их на реальные необратимые системы. Как следствие, полученные результаты справедливы только для практически обратимых процессов.

Онзагер распространил принцип микроскопической обратимости на неравновесные системы, находящиеся вблизи состояния равновесия, и таким образом доказал справедливость соотношения (726). На этом основании термодинамика Онзагера, как и Клаузиуса, справедлива только для условий, близких к равновесным. Кроме того, только в этих условиях действует понятие энтропии, положенное в основу построения теории.

Специфическая особенность теории Онзагера заключена в способе выбора потоков и сил с помощью выражений (725). Однако трудность предварительного нахождения, без знания закона диссипации, конкретного вида соотношения (725) и формальный характер выбранных потоков и сил ограничивают возможности теории и часто приводят к неясностям. Например, неточности содержатся во всех трех наиболее известных приложениях теории Онзагера – имеются в виду термоэлектрические, термофильтрационные и химические явления. Отсутствие простого и ясного физического смысла в выбираемых по методу Онзагера потоках и силах [см., например, формулы (727) – (730)] делает весьма условным даже само представление о переносе (о потоках). При этом Онзагер, как и Клаузиус, исходит из идеи о том, что в термических явлениях объектом переноса служит теплота.

Легко убедиться в том, что термодинамика Онзагера вытекает из общей теории в качестве частного случая, ибо ее основные детали, включая термодинамику Клаузиуса и соотношения (724) – (726), содержатся в этой теории.

4. Термодинамика Онзагера и перенос.

Основные понятия в термодинамике Онзагера имеют двойственный характер. С одной стороны, Онзагер рассматривает потоки, т.е. закладывает в теорию идеи переноса, пусть даже не зарядов – это не столь важно. С другой стороны, он применяет для этого первое и второе начала, которые непригодны для оценки процессов переноса. В результате с методологической точки зрения теоретические построения Онзагера оказываются весьма искусственными: Онзагеру пришлось сделать все понятия сутоубо формальными и ограничиться рас-

смотрением лишь систем, находящихся вблизи состояния равновесия.

Лучше всего имеющиеся в теории противоречия и трудности выражены следующими словами К. Денбига, много сделавшего для развития термодинамики необратимых процессов [10]: «...всякая наглядная картина по отношению к потоку энтропии становится совершенно неуместной и трудности понимания очень сильно возрастают».

Если в классической термодинамике не возникает даже и мысли о переносе, то в термодинамике необратимых процессов прямо говорится о потоках, хотя в обоих случаях используется один и тот же теоретический аппарат, предназначенный для изучения состояний равновесия. Таким образом, теория Онзагера предельно выпукло демонстрирует несоответствие между характером изучаемых реальных процессов переноса и применяемым для этого аппаратом (энтропия и связанные с ней понятия), которому чужды идеи переноса. Это несоответствие послужило толчком для поисков новых путей.

§ 87. Теория теплообмена.

1. Основные законы теории.

Теория теплообмена базируется на трех основных законах:

теплопроводности Фурье [формула (317)]

$$\mathbf{J}_Q = \mathbf{L}_Q \mathbf{Y}_\Theta = - \mathbf{L}_Q (d\mathbf{T}/d\mathbf{x}) \text{ вт/м}^2,$$

теплоотдачи на поверхности тела Ньютона

$$\mathbf{J}_Q = \alpha_Q \mathbf{X}_\Theta = - \alpha_Q \delta \mathbf{T} \quad \text{вт/м}^2 \quad (731)$$

и излучения абсолютно черного тела Стефана-Больцмана

$$\mathbf{J}_Q = \sigma_Q \mathbf{T}^4 \quad \text{вт/м}^2, \quad (732)$$

где α_Q - так называемый коэффициент теплоотдачи, вт/(м²·град);

σ_Q - постоянная Стефана-Больцмана

$$\sigma_Q = 5,675 \cdot 10^{-8} \text{ вт/(м}^2 \cdot \text{град}^4). \quad (733)$$

Известное дифференциальное уравнение теплообмена на поверхности тела находится из формул (317) и (731). Имеем

$$\mathbf{L}_Q (d\mathbf{T}/d\mathbf{x}) - \alpha_Q \delta \mathbf{T} = 0. \quad (734)$$

В теории теплопроводности используется также дифференциальное уравнение теплопроводности Фурье [формула (356)]

$$\partial \mathbf{T} / \partial t = \mathbf{D}_Q (\partial^2 \mathbf{T} / \partial \mathbf{x}^2) \quad \text{град/сек.}$$

Об уравнении Фурье много говорилось в § 40.

С помощью этих законов находятся все многочисленные уравнения переноса теплоты, используемые на практике. В теории теплообмена рассматривается именно перенос теплоты. Коэффициенты \mathbf{L}_Q и α_Q для реальных тел применительно к различным условиям теплообмена определяются из опыта. Для этого разработано большое количество методов, широко использующих теорию подобия.

2. Обсуждение основных идей.

Нетрудно показать, что все положения теории теплообмена, рассматривающей в основном только одну – термическую – степень свободы, вытекают из общей теории как частные случаи. Например, о законе Фурье говорится в § 37. Закон Ньютона получается, если уравнение (249) записать для явления отдачи термического заряда:

$$\mathbf{J}_\Theta = \alpha_\Theta \mathbf{X}_\Theta = -\alpha_\Theta \delta \mathbf{T} \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}), \quad (735)$$

где α_Θ – коэффициент термоотдачи (поверхностная проводимость по отношению к термическому заряду), Вт/(м²·град²).

Умножив левую и правую части уравнения (735) на \mathbf{T} , получим уравнение (731), где

$$\mathbf{J}_Q = \mathbf{T} \mathbf{J}_\Theta \quad \text{Вт}/\text{м}^2; \quad (736)$$

$$\alpha_Q = \mathbf{T} \alpha_\Theta \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}). \quad (736)$$

Закон Стефана-Больцмана выводится способом, изложенным в работе Зоммерфельда [13]. Дифференциальное уравнение теплообмена (734) есть частный случай выражения (651) общей теории и т.д.

Общая теория изучает свойства систем со многими степенями свободы, поэтому ее применение к решению различных задач теплообмена дает много новых результатов, имеющих важное практическое значение. Например, любая среда, используемая в теплообменных устройствах, располагает большим количеством степеней свободы. Это значит, что с помощью всех этих степеней свободы можно влиять на термическую, т.е. на интенсивность теплообмена.

В частности, из четвертой строчки уравнения (594) получают следующие общие выражения для эффективных коэффициентов термоотдачи и теплоотдачи:

$$\alpha_{\Theta \text{эф}} = \alpha_{\Theta \text{фз}}(\delta \mu_{\text{фз}}/\delta \mathbf{T}) + \alpha_{\Theta \text{дф}}(\delta \mu_{\text{дф}}/\delta \mathbf{T}) + \alpha_{\Theta \Theta} + \alpha_{\Theta \text{в}}(\delta \mathbf{P}/\delta \mathbf{T}) + \alpha_{\Theta \Psi}(\delta \varphi/\delta \mathbf{T}) + \dots \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}^2); \quad (737)$$

$$\alpha_{Q \text{эф}} = \mathbf{T} \alpha_{\Theta \text{эф}} \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}); \quad (738)$$

$$\alpha_{QQ} = T_{фз} \alpha_{\Theta\Theta} \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}), \quad (739)$$

где $\alpha_{Q\Theta\Phi}$ - эффективный коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$;

α_{QQ} - обычный (термический) коэффициент теплоотдачи, используемый в теории теплообмена, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$.

В данном случае вместо потоков **I** взяты потоки **J**, находящиеся в теории теплообмена более широкое распространение. Формула (737) получена путем приравнивания четвертой строчки уравнения (594) выражению

$$\mathbf{J}_{\Theta} = -\alpha_{\Theta\Phi} \delta \mathbf{T} \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}). \quad (740)$$

При этом поток теплоты

$$\mathbf{J}_Q = T_{фз} \mathbf{J}_{\Theta} = -\alpha_{Q\Phi} \delta \mathbf{T} \quad \text{Вт}/\text{м}^2. \quad (741)$$

Эффективный коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\Theta\Phi}$ в формуле (737) учитывает влияние на процесс теплообмена потоков фазовой и диффузионной масс, объема и электрического заряда. Аналогичную формулу можно написать для любого числа степеней свободы. Анализ показывает, что такие дополнительные степени свободы, как фазовая (испарение и плавление), электрическая, вибрационная и т.д. позволяют увеличить интенсивность теплообмена в десятки и сотни раз, диффузионная – в несколько раз и т.д. Например, по данным И.Г. Аладьева и В.А. Ефимова, а также З.Ф. Слезенко, незначительный поток электрического заряда увеличивает коэффициент теплоотдачи до 30 раз. По З.Ф. Слезенко, примерно во столько же раз интенсифицируется теплообмен под действием ультразвука (при частоте 16 кгц). При частотах порядка 40 кгц интенсивность теплообмена возрастает в сотни раз.

§ 88. Химия.

1. Общие соображения.

При химических и фазовых превращениях происходит изменение массы веществ. Например, если в однородной смеси газообразных водорода и кислорода осуществляется реакция образования воды, то массы свободных водорода и кислорода уменьшаются, а масса воды возрастает. При этом перенос обобщенного заряда (массы) через контрольную поверхность системы приобретает известную условность. Эта условность относится как к самому процессу переноса, так и к способу выделения системы из окружающей среды.

Действительно, в данном случае уже нет геометрически четко очерченной контрольной поверхности, через которую осуществлялся бы видимый перенос массы. Равномерно распределенные по объему системы молекулы водорода, кислорода и воды выделяются в особые подсистемы, между которыми и происходит обмен массой (систему в целом обычно составляет вся совокупность молекул водорода, кислорода и воды). В рассматриваемом случае контрольная поверхность, разделяющая подсистемы, проводится мысленно и охватывает все однотипные молекулы системы. Молекулы водорода и кислорода, вступившие в реакцию, считаются выбывшими из соответствующих подсистем и поступившими в подсистему с молекулами воды.

Для большинства явлений перепад потенциала в системе определяет степень ее неравновесности, а напор – интенсивность взаимодействия с окружающей средой. В случае химических, некоторых фазовых и субстанциальных превращений (при равномерном перемешивании подсистем между собой) напор потенциала является одновременно перепадом. В этих условиях понятия неравномерности и нестационарности органически переплетаются между собой: нестационарная система одновременно является неравновесной, а стационарная – равновесной.

Статодинамический подход часто позволяет легко справиться с этой трудностью и рассматривать существенно неравновесную в целом химическую или фазовую систему как совокупность равновесных (статодинамических) подсистем. Свойства любой статодинамической системы, в том числе химической, описываются простейшими дифференциальными уравнениями переноса, выведенными в § 81.

В тех случаях, когда каждая из подсистем не может рассматриваться как равновесная, приходится составлять весьма сложные уравнения переноса типа (349) и т.д. Ниже для простоты разбирается статодинамический пример.

2. Тройная мономолекулярная реакция.

Для выяснения некоторых особенностей химических и фазовых превращений обратимся к анализу неравновесной системы, которую можно свести к совокупности статодинамических подсистем. Предположим, что осуществляется тройная мономолекулярная реакция по схеме:

$$A \leftrightarrow B; B \leftrightarrow C; C \leftrightarrow A.$$

(742)

Каждое из веществ (равновесных подсистем) **A**, **B** и **C** располагает всеми теми степенями свободы, которые фигурируют в формуле (594). При наличии трех подсистем имеются три направления переноса – **AB**, **BC** и **CA**. В общем случае взаимное влияние потоков существует как в пределах каждого направления, так и между отдельными направлениями. В целом получается весьма сложная картина взаимодействия потоков. Для простоты примем, что взаимное влияние потоков химической массы существует только между отдельными направлениями (**AB**, **BC** и **CA**), а взаимное влияние потоков все зарядов (химическая, фазовая и диффузионная массы, термический заряд, объем, количество кинетического движения, электрический заряд и т.д.) – только в пределах каждого из направлений.

Уравнения потоков химической массы для разных подсистем имеют вид:

$$U_{mA} = I_{mA} = I_{mAB} + I_{mCA} \text{ кг/сек; } (743)$$

$$U_{mB} = I_{mB} = I_{mAB} + I_{mBC} \text{ кг/сек; } (743)$$

$$U_{mC} = I_{mC} = I_{mBC} + I_{mCA} \text{ кг/сек. } (743)$$

От подсистемы **A** масса направляется к подсистемам **B** и **C**. То же можно сказать о подсистемах **B** и **C**. Аналогичные уравнения записываются для других зарядов.

Частные потоки I_{mAB} и т.д. находятся с учетом взаимного влияния зарядов. Например, для направления **AB** имеем (ограничиваемся только химической, термической и механической степенями свободы):

$$I_{mAB} = \beta_{mmAB} X_{mAB}^{\Pi} + \beta_{m\Theta AB} X_{\Theta AB} + \beta_{mVAB} X_{VAB} \text{ кг/сек; } (744)$$

$$I_{\Theta AB} = \beta_{\Theta mAB} X_{mAB}^{\Pi} + \beta_{\Theta\Theta AB} X_{\Theta AB} + \beta_{\Theta VAB} X_{VAB} \text{ кг/сек; } (744)$$

$$I_{VAB} = \beta_{VmAB} X_{mAB}^{\Pi} + \beta_{V\Theta AB} X_{\Theta AB} + \beta_{VVAB} X_{VAB} \text{ кг/сек, } (744)$$

где

$$\beta_{m\Theta AB} = \beta_{\Theta mAB}; \quad \beta_{mVAB} = \beta_{VmAB}; \quad \beta_{\Theta VAB} = \beta_{V\Theta AB}. \quad (745)$$

Индексом «**П**» вверху обозначены величины, относящиеся к полным потокам химической массы, с учетом взаимного влияния направлений **AB**, **BC** и **CA**. Аналогичные уравнения записываются для направлений **BC** и **CA**. Взаимное влияние потоков химической массы (между направлениями **AB**, **BC** и **CA**) определяются формулами:

$$I_{mAB}^{\Pi} = \beta_{mmAB} X_{mAB} + \beta_{mABBC} X_{mBC} + \beta_{mABCA} X_{mCA} \text{ кг/сек; } (746)$$

$$I_{mBC}^{\Pi} = \beta_{mBCAB} X_{mAB} + \beta_{mmBC} X_{mBC} + \beta_{mBCCA} X_{mCA} \text{ кг/сек; } (746)$$

$$I_{mCA}^{\Pi} = \beta_{mCAAB} X_{mAB} + \beta_{mCABC} X_{mBC} + \beta_{mmCA} X_{mCA} \text{ кг/сек, } (746)$$

где

$$I^{\text{п}}_{\text{мAB}} = \beta_{\text{ммAB}} X^{\text{п}}_{\text{мAB}}; \quad (747)$$

$$I^{\text{п}}_{\text{мBC}} = \beta_{\text{ммBC}} X^{\text{п}}_{\text{мBC}}; \quad (747)$$

$$I^{\text{п}}_{\text{мCA}} = \beta_{\text{ммCA}} X^{\text{п}}_{\text{мCA}}; \quad (747)$$

$$\beta_{\text{мABBC}} = \beta_{\text{мBCAB}}; \quad \beta_{\text{мABCA}} = \beta_{\text{мCAAB}}; \quad \beta_{\text{мBCCA}} = \beta_{\text{мCABC}}. \quad (748)$$

Найденные из уравнений (746) и (747) полные силы $X^{\text{п}}$ подставляются в уравнения (744).

Если в более общем случае учитывать взаимное влияние всех потоков внутри каждого направления и между отдельными направлениями, тогда надо систему уравнений (744), записанную для всех степеней свободы и всех направлений, дополнить совокупностями уравнений типа (746), записанных для каждой из степеней свободы.

Термический, объемный, электрический и прочие эффекты химической реакции находятся в виде отношения соответствующих потоков для отдельных направлений. Например, термический эффект реакции для направления **AB** (без учета диссипации):

$$\sigma_{\Theta \text{мAB}} = I_{\Theta \text{AB}} / I_{\text{мAB}} = \Theta / \text{м} \quad \text{дж}/(\text{кг} \cdot \text{град}). \quad (749)$$

Если все силы, кроме $X^{\text{п}}_{\text{мAB}}$, равны нулю, то на основе закона отношения потоков получаем:

$$\begin{aligned} \sigma_{\Theta \text{мммAB}} &= I_{\Theta \text{AB}} / I_{\text{мAB}} = \Theta / \text{м} = \\ &= \beta_{\Theta \text{мAB}} / \beta_{\text{мммAB}} = K_{\Theta \text{мABP}} / K_{\text{мммABP}} \quad \text{дж}/(\text{кг} \cdot \text{град}) \end{aligned} \quad (750)$$

Следует помнить, что на этот эффект накладывается диссипация, вызванная неравенством нулю напора химического потенциала. В равновесных условиях весь термический эффект реакции для направления **AB** сводится к определяемому формулой (750). Суммарный термический эффект всей химической реакции в целом находится путем сложения эффектов от направления **AB**, **BC** и **CA**. Для определения термической работы (теплоты) реакции коэффициент $\sigma_{\Theta \text{ммм}}$ умножается на температуру.

3. Анализ известных решений.

Известны два различных решения рассмотренной выше задачи о тройной мономолекулярной реакции. Полученные методами термодинамики Онзагера. Первое решение имеет вид:

$$U_1 = \beta_{11} X_1 + \beta_{12} X_2 + \beta_{13} X_3; \quad (751)$$

$$U_2 = \beta_{21} X_1 + \beta_{22} X_2 + \beta_{23} X_3; \quad (751)$$

$$U_3 = \beta_{31} X_1 + \beta_{32} X_2 + \beta_{33} X_3, \quad (751)$$

где

$$\mathbf{X}_1 = \mu_B - \mu_C; \quad (752)$$

$$\mathbf{X}_2 = \mu_C - \mu_A; \quad (752)$$

$$\mathbf{X}_3 = \mu_A - \mu_B = -\mathbf{X}_1 - \mathbf{X}_2. \quad (752)$$

Эти разности потенциалов между подсистемами представляют собой химическое сродство по де Донде.

Второе решение выглядит следующим образом:

$$\mathbf{U}_A = -\beta_{11}\mathbf{X}_A - \beta_{12}\mathbf{X}_B - \beta_{13}\mathbf{X}_C; \quad (753)$$

$$\mathbf{U}_B = -\beta_{21}\mathbf{X}_A - \beta_{22}\mathbf{X}_B - \beta_{23}\mathbf{X}_C; \quad (753)$$

$$\mathbf{U}_C = -\beta_{31}\mathbf{X}_A - \beta_{32}\mathbf{X}_B - \beta_{33}\mathbf{X}_C, \quad (753)$$

где

$$\mathbf{X}_A = \mu_P - \mu_A; \quad (754)$$

$$\mathbf{X}_B = \mu_P - \mu_B; \quad (754)$$

$$\mathbf{X}_C = \mu_P - \mu_C; \quad (754)$$

μ_P – равновесное значение химического потенциала (общее для всех веществ).

Сопоставление формул (751) и (753) с общими решениями (743) – (748) показывает, что эти формулы справедливы только для систем, находящихся вблизи состояния равновесия, и только тогда, когда отсутствуют все потоки увлечения, кроме потоков массы. В этих условиях от общего решения остается только одно уравнение (746). Формула (753) соответствует приближенному методу решения задачи с использованием среднего «калориметрического» (равновесного) значения потенциала (§ 81).

Из всего сказанного ясно, что классическая термодинамика дает возможность оценивать свойства химической системы лишь в условиях равновесия. Термодинамика Онзагера несколько раздвигает рамки теории – она позволяет рассматривать химические реакции вблизи состояния равновесия, но при этом не учитывает влияния всех степеней свободы (термической, механической и т.д.), кроме химической, что является принципиальным недостатком. С помощью общей теории химические системы можно изучать в любых условиях – равновесных и неравновесных, стационарных и нестационарных – с учетом взаимного влияния всех существующих форм движения.

Наблюдаемая в опытах нелинейная связь между потоками \mathbf{U} и силами \mathbf{X} в формулах (751) и (753) объясняется двумя причинами. Главная из них состоит в том, что этими формулами не учитывается влияние на поток массы всех сил из числа связанных степеней свободы, кроме химической. В результате воздействие неучтенных сил различного рода на поток массы воспринимается в виде нелинейной зависимости между пото-

ком массы U и химической силы X в формулах (751) и (753). Вторая состоит в том, что коэффициенты β в общем случае суть величины переменные, зависящие от зарядов, а следовательно, и от сил X . Это обстоятельство общей теорией учитывается. Коэффициенты β постоянны только в случае идеальных тел. Однако, как ясно из предыдущего, реальные тела очень часто можно приближенно рассматривать как идеальные. Поэтому зависимостью коэффициентов β от химических сил X часто можно пренебречь.

4. Химия, термодинамика и общая теория.

В заключение остановимся на вопросе о том, каким аппаратом располагала химическая теория до термодинамики Онзагера и кратко покажем, что весь этот аппарат вытекает, как частный случай, из общей теории. Речь идет о первом и втором началах, уравнении Гиббса и принципе максимального значения энтропии в условиях равновесия химической реакции, которые заимствованы из классической термодинамики, а также о принципе Ле Шателье, законе фаз Гиббса, законе Гесса, периодическом законе Менделеева, основном постулате химической кинетики и т.д., которые составляют специфический аппарат химической теории.

О первом и втором началах, уравнении Гиббса и принципе максимального значения энтропии при равновесной химической реакции уже говорилось достаточно. Суть принципа смещения равновесия Ле Шателье (1884) состоит в следующем.

Если система находится в состоянии равновесия, то при действии на нее сил (имеются в виду потенциалы), вызывающих нарушение равновесия, система переходит в такое состояние, в котором эффект внешнего воздействия ослабляется.

Этот вывод непосредственно вытекает из закона состояния. Всякое изменение потенциалов окружающей среды (температуры, давления, химического потенциала и т.д.) сразу же выражается в переносе через контрольную поверхность определенного количества соответствующих зарядов (термического, объема, массы и т.д.). В результате устанавливается равновесие на новом уровне потенциалов, действие окружающей среды прекращается.

Принцип Ле Шателье характеризует лишь направление смещения равновесия, закон состояния определяет также количественную сторону смещения.

Закон фаз Гиббса выводится из закона состояния или переноса. Он определяет число химических степеней свободы равновесной системы

$$f = K - \Phi + n, \quad (755)$$

где K – число компонентов, каждый из которых находится во всех Φ фазах;

n – число величин, одинаковых во всех фазах системы (имеются в виду потенциалы).

Согласно закону Г.И. Гесса (1840), тепловой эффект процесса не зависит от промежуточных стадий, а определяется лишь начальным и конечным состояниями системы.

Этот вывод есть следствие законов сохранения и состояния. В соответствии с законом состояния конечное состояние изучаемой системы получается из начального путем изменения зарядов на определенные величины ΔE (в том числе термического, на $\Delta \Theta$), причем разности ΔE не зависят от промежуточных состояний системы (промежуточных реакций). Если переход из начального состояния в конечное происходит при постоянных потенциалах P , то все совершаемые работы

$$Q = P \Delta E \quad \text{дж}, \quad (756)$$

в том числе термическая работа

$$Q_Q = T \Delta \Theta \quad \text{дж}, \quad (757)$$

представляющая собой тепловой эффект процесса, будут иметь одни и те же значения, независимо от промежуточных стадий (этот вывод следует из закона сохранения энергии).

Таким образом, общая теория дополняет и уточняет закон Гесса. Дополнение состоит в том, что в рассматриваемых условиях сохраняются постоянными, не зависящими от промежуточных стадий, не только тепловой эффект (термическая работа), но и все остальные эффекты – работы (механическая, химическая и т.д.), а также изменения всех зарядов (термического, объема, массы и т.д.). Уточнение сводится к требованию, чтобы переход из начального состояния в конечное происходил равновесно (обратимо). При необратимых процессах разные пути перехода могут дать неодинаковые тепловые эффекты из-за различия в степени необратимости переходных процессов. При этом в действие вступает закон диссипации. Законы сохранения, состояния и диссипации позволяют в каждом конкретном случае вычислить любой эффект процесса при любом характере изменения зарядов и потенциалов.

Что касается периодического закона, то каждый элемент таблицы Д.И. Менделеева представляет собой ансамбль микрозарядов, причем переход от одного микроансамбля к другому

совершается благодаря изменению числа элементарных квантов зарядов. Следовательно, периодический закон Д.И. Менделеева есть частный случай закона состояния, а периодическая таблица элементов может быть описана уравнениями состояния типа (180) – (182). При написании уравнений следует учитывать структуру частиц и атомов и сложный характер взаимного влияния квантов разнородных зарядов, о чем говорилось выше, например, при рассмотрении закона силового взаимодействия зарядов (§ 82) и тройной мономолекулярной реакции. В общем случае уравнения состояния могут характеризовать все свойства элементов, включая даже такие, как цвет, запах, вкус и т.д. Общее количество возможных элементов неограниченно велико.

Аналогичным образом можно прийти к основному уравнению химической кинетики и т.д.

§ 89. Механика.

1. Механика Ньютона.

Классическая механика Ньютона базируется на трех главных законах. Первый закон Ньютона (принцип инерции) гласит: всякое тело сохраняет состояние покоя или равномерного и прямолинейного движения, пока воздействие со стороны других тел не заставит его изменить это состояние. Согласно второму закону Ньютона, изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует. Математически второй закон может быть выражен равенствами:

$$d(m\omega) = P_x dt \quad \text{н·сек;} \quad (758)$$

$$P_x = d(m\omega)/dt = m(d\omega/dt) \quad \text{н.} \quad (759)$$

Сила равна произведению массы на ускорение.

Наконец, третий закон Ньютона утверждает, что действию всегда есть равное и противоположно направленное противодействие.

На основе трех перечисленных законов было развито очень стройное здание классической механики, которую применяют для изучения всех видов механического движения самых разнообразных тел, начиная от микромира и кончая мега- и гигамирами.

Нетрудно показать, что законы Ньютона вытекают как частные случаи из законов общей теории.

Действительно, первый закон (инерции) есть следствие законов сохранения и состояния. Согласно уравнению закона состояния для кинетическо-хронально-перемещательной и т.д. системы (выписываем первую строчку этого уравнения в сокращенном виде),

$$\mathbf{d}\omega = \mathbf{A}_{KK}d\mathbf{K} + \mathbf{A}_{Kt}dt + \mathbf{A}_{Kx}d\mathbf{x} + \dots \quad \text{м/сек}, \quad (760)$$

скорость тела является функцией таких зарядов, как количество движения, время, перемещение и т.д. Если тело представляет собой изолированную систему, то изменения всех зарядов равны нулю (соблюдается закон сохранения). При этом отсутствует изменение состояния движения (изменение скорости $\mathbf{d}\omega = 0$). Только нарушение изоляции тела (воздействие на него извне) может изменить существующее состояние движения (скорость $\mathbf{d}\omega$). В этом и заключается суть первого закона.

Второй закон Ньютона есть частный случай закона состояния. Например, из второй строчки упомянутого выше уравнения состояния (приводим ее в сокращенном виде)

$$\mathbf{P}_t = \mathbf{d}(\mathbf{P}_x\omega) = \mathbf{A}_{tK}d\mathbf{K} + \mathbf{A}_{tt}dt + \mathbf{A}_{tx}d\mathbf{x} + \dots \quad \text{вт}, \quad (761)$$

где

$$\mathbf{A}_{tK} = \mathbf{d}\omega/dt \quad \text{м/сек}^2, \quad (762)$$

следует, что хрональный потенциал \mathbf{P}_t есть функция прежних зарядов – количества движения, времени, перемещения и т.д. Первое слагаемое правой части выражения (761) дает уравнение (759) второго закона Ньютона

$$\mathbf{P}_x = \mathbf{m}(\mathbf{d}\omega/dt) \quad \text{н.}$$

Аналогичный результат получается из третьей строчки уравнения состояния.

Третий закон Ньютона есть следствие законов сохранения энергии и заряда. Закон сохранения заряда гласит о том, что перемещение $d\mathbf{x}$ контрольной поверхности со стороны окружающей среды равно такому же перемещению со стороны системы. Согласно закону сохранения энергии, совершаемые при этом работы (со стороны окружающей среды и системы) равны по величине и противоположны по знаку. Это значит, что силы, действующие со стороны окружающей среды (\mathbf{P}_{xc}) и системы (\mathbf{P}_x), между собой равны и направлены в противоположные стороны, т.е.

$$\mathbf{P}_{xc} = -\mathbf{P}_x \quad \text{н.} \quad (763)$$

Третий закон Ньютона можно трактовать в более широком смысле, тогда под силой можно понимать любой из потенциалов.

Как видим, все три закона Ньютона, а следовательно, и вся классическая механика вытекает из общей теории в качестве частного случая. Классическая механика представляет собой единственный пример великолепно разработанной теории, дали и общие принципы которой не претерпевают никаких изменений или исправлений. Недаром на памятнике Ньютону в Кембридже высечены слова: «Разумом он превосходил род человеческий». Общая теория ограничивает лишь область применения классической механики. Эти ограничения касаются в основном двух вопросов – диссипации и микромира.

Классическая механика по существу справедлива лишь для изучения идеальных систем, так как все ее уравнения симметричны относительно времени. Если в число принципов механики включить закон диссипации, то ее методы можно строго относить и к реальным системам. При этом уравнения механики перестают быть симметричными относительно времени: прошлое можно отличить от настоящего и будущего по количеству термического заряда.

Классическую механику нельзя непосредственно применять для изучения микромира, где утрачивают силу обычные (континуальные) концепции пространства, времени и массы, принятые в механике. В микромире проявляются дискретные (квантовые) свойства упомянутых обобщенных зарядов (пространства, времени и массы). Об этом уже говорилось достаточно.

2. Механика Эйнштейна.

В 1905 г. Эйнштейн опубликовал специальную, а в 1915 г. – общую теорию относительности. В специальной теории относительности по-новому трактуются такие привычные и на первый взгляд хорошо известные всем понятия, как пространство, время (поэтому специальную теорию относительности иногда называют хроногеометрией), масса и т.д. Эйнштейн показал, что не существует абсолютного пространства, времени и массы, они относительны, т.е. могут изменяться в зависимости от системы отсчета. Общая теория относительности по существу является теорией тяготения.

Специальная теория относительности базируется на двух постулатах. Первый постулат (обобщенный принцип относи-

тельности Эйнштейна) гласит: никакими физическими опытами (механическими, электромагнитными и т.д.), производимыми внутри данной системы отсчета, нельзя установить различие между состояниями покоя и равномерного прямолинейного движения. Второй постулат говорит о том, что скорость света в вакууме одинакова во всех инерциальных системах координат. Этот постулат понимается (в том числе самим Эйнштейном) в смысле постоянства скорости света. Принято считать, что этот постулат есть следствие опыта Майкельсона.

Постулаты были использованы Эйнштейном для анализа уравнений электродинамики Максвелла и преобразований Лоренца (§ 46 и 47). На основе выполненного анализа Эйнштейн пришел к выводу, что факт движения системы со скоростью ω влияет на ее размеры, скорость течения времени и массу в соответствии с выражениями (432) – (434).

Общая теория относительности имеет в своей основе известный факт равенства гравитационной и инерционной масс. Эйнштейн высказал принцип эквивалентности, согласно которому существует аналогия между движением тел в гравитационном поле и свободным движением тел в инерциальной (двигающейся с ускорением) системе отсчета (нельзя отличить свободно падающего лифта в поле тяготения от покоящегося лифта при отсутствии поля тяготения). Так были объединены поле тяготения с полем, создаваемым ускоренным движением, и был сделан вывод об одинаковости законов природы для любых систем отсчета – инерциальных и неинерциальных.

Эйнштейном установлена органическая связь, существующая между пространством и временем. Эта связь выражена в форме понятия пространственно-временного континуума. Расстояние между событиями в пространстве-времени определяется так называемым интервалом, бесконечно малое значение которого имеет вид

$$ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2) \text{ м}^2. \quad (764)$$

Эта формула напоминает теорему Пифагора для четырехмерного пространства (именно по этому принципу она и построена). Формула (764) трактует пространство и время как единое четырехмерное многообразие, причем выражением свойств этого многообразия является, по Эйнштейну, закон распространения фронта световой волны в вакууме.

Теория относительности оказала крайне революционизирующее влияние на науку, так как отказавшись от привычных, даваемых повседневным опытом, представлений, Эйнштейн предложил совершенно новые толкования пространства, вре-

мени и массы, разрушившие веками слагавшиеся каноны. Нетрудно видеть, что теория относительности может быть получена из общей теории в виде частного случая: она базируется на уравнениях Максвелла и преобразованиях Лоренца, а те в свою очередь выводятся из уравнений общей теории.

3. Механика квантовая.

Квантовая механика содержит в своей основе элементы термодинамики (например, закон сохранения энергии), классической механики а также теории относительности [в частности, уравнение (435)]. Но вместе с тем у квантовой механики имеется и свое собственное лицо, обусловленное особенностями микроскопических явлений. Эти особенности выражаются, например, в следующем: после открытия первых же элементарных частиц – электрона и фотона – было установлено, что они обладают одновременно корпускулярными и волновыми свойствами.

Попытки описать свойства элементарных частиц с помощью средств классической физики не увенчались успехом. Поэтому были разработаны специфические методы, составляющие содержание квантовой механики. В частности Гейзенберг выдвинул принцип неопределенности, согласно которому невозможно для одного и того же момента времени предсказать точные значения координаты и скорости данной частицы. Неопределенность импульса ΔP и величина области Δx , в которой локализована частица, связаны следующим соотношением принципа неопределенности Гейзенберга:

$$(\Delta P)(\Delta x) \approx h, \quad (765)$$

где h – постоянная Планка.

Чем больше допустимая неопределенность импульса, тем точнее можно определить координату частицы и наоборот.

Основа математического аппарата квантовой механики была заложена Гейзенбергом и Шредингером в 1925 г. Например, приближенное волновое уравнение Шредингера имеет вид

$$[E + (e^2/r)]\Psi = -h^2/(8\pi^2m)[(\partial^2/\partial x^2) + (\partial^2/\partial y^2) + (\partial^2/\partial z^2)]\Psi, \quad (766)$$

где r – расстояние от ядра;

Ψ – волновая функция Шредингера.

Волновая функция (Ψ -функция) является основным понятием квантовой механики. Через нее выражается распределение вероятностей осуществления определенных исходов опыта

при заданной начальной стадии. Иными словами, квантовая механика оперирует только вероятностями. В частности, она не может сказать, в какую точку экрана попадет данный электрон, на пути которого расположено препятствие с двумя щелями. Она может лишь определить вероятность, с какой электрон может оказаться в определенной точке **x** экрана.

Анализ показывает, что квантовая механика может быть выведена из общей теории в качестве определенного частного случая. Например, все ее положения, заимствованные из таких дисциплин, как термодинамика, механика Ньютона и теория относительности, непосредственно вытекают из законов общей теории. Что касается принципа неопределенности Гейзенберга и волнового уравнения Шредингера, то к ним можно прийти, если отказаться от идеи о квантовом характере таких зарядов, как пространство, время и масса.

В заключение необходимо отметить, что в настоящее время теорию относительности и квантовую механику принято рассматривать в качестве теоретической основы всего современного естествознания. Вместе с тем всеми авторами, творчески работающими в этой области, указывается, что большое число накопившихся новых экспериментальных фактов не укладывается в рамки этих теорий. В частности, это касается непостоянства скорости света, достигающего до земного наблюдателя от пульсаров, экзотических свойств многочисленного семейства вновь открытых элементарных частиц и т.д. О трудностях теории хорошо рассказывается в цитированной выше работе Дирака [12]. Еще определеннее о них говорит известный американский физик Роберт Оппенгеймер. Он так и назвал свою книгу: «Три кризиса в физике» [17]. Первый кризис связан с теорией относительности, второй – с квантовой механикой, а третий – с человеческим обществом, которое научилось делать атомные бомбы, способные уничтожить все живое на Земле, но не научилось еще мирно решать спорные международные вопросы. Вот, например, что в этой работе говорит Оппенгеймер о теории относительности: «И все те, кто сегодня тщетно пытаются придать теории более прозаический характер, не могут не восхищаться богатством воображения, смелостью и красотой, что сделал Эйнштейн. Что же касается правильности или ошибочности его теории – это уже другой вопрос... Мы, быть может, долго ждали того, что мы уже узнали, но я не встречал ни одного физика, который бы не считал, что в действительности теория Эйнштейна родилась все-таки на основании замечательных догадок. Однако нет никаких данных, которые опроверга-

ли бы эту теорию. Таким образом, проблема пространства – времени еще не завершена».

И.Е. Тамму принадлежат следующие слова: «Никто не может, конечно, предсказать, каким будет дальнейшее развитие физики, но одно, мне кажется, можно утверждать с несомненностью – идеи Эйнштейна, его анализ понятий пространства и времени и взаимосвязи пространственно-временных соотношений с находящейся в пространстве и времени материей могут претерпеть в дальнейшем глубокие изменения...» [21].

Не менее интересные мысли содержатся в работе А.К. Манеева [16].

§ 90. Правила выбора зарядов (и потенциалов).

1. О свободе выбора.

После рассмотрения наиболее изученных форм усложняющегося движения и отвечающих им законов можно сформулировать определенные правила, с помощью которых можно распознавать (обнаруживать, открывать) новые формы движения или точнее – заряды, с качественной и количественной стороны определяющие эти формы движения. Но прежде чем приступить к изложению проблемы выбора зарядов (и потенциалов), обсудим вопрос о том, существует ли какая-нибудь свобода в этом выборе, т.е. можно ли для данной формы движения предложить несколько разных зарядов.

Из предыдущего ясно, что каждая элементарная форма движения отличается от всех других своим качественным своеобразием. Следовательно, однозначно характеризующий ее заряд также должен обладать качественным своеобразием и должен отличаться от всех остальных зарядов. Поэтому в принципе не должно быть никакой свободы в выборе заряда (и потенциала). Каждый данной элементарной форме движения отвечает вполне определенный заряд и вполне определенный (сопряженный с ним) потенциал.

Но тогда возникает вопрос, почему в одних случаях некоторая форма движения (например, механическая, гидродинамическая или фильтрационная, § 10) оценивается с помощью различных зарядов, а в других – разные формы движения (например, гидродинамическая, фильтрационная, диффузионная, химическая, гравитационная и т.д.) оцениваются одним и тем же зарядом (массой). На этот вопрос ответить легко. Ответ

подтверждает вывод о том, что каждой данной специфической форме движения присущ только один определенный заряд.

В первом случае многозначный выбор заряда для некоторой формы движения объясняется очень просто – наличием определенных физических законов, в основном уравнений состояния, которые устанавливают связь между разными зарядами, характеризующими различные формы движения. В этих условиях для любой из форм движения, связанных упомянутым законом, можно условно пользоваться любым из связанных зарядов. Но этот прием формален, ибо по существу данная специфическая форма движения может определяться только сопряженным с нею специфическим зарядом. Например, известен простейший закон (точнее, определение понятия), связывающий объем V , массу m и плотность ρ системы [формулы (37) и (38)]. Это означает, что все формы движения (включая механическую), которые описываются в качестве зарядов перечисленными величинами, могут быть с успехом изучены с помощью каждой из этих величин в отдельности.

Во втором случае возможность оценить разные формы движения с помощью одного заряда объясняется двумя причинами. Первая причина совпадает с предыдущей: наличие связывающего заряды закона дает возможность пользоваться одним зарядом для оценки разных форм движения. Вторая причина обусловлена неточностью (недостаточностью) наших представлений. Она имеет более глубокие основания и может быть объяснена с помощью закона тождественности свойств (§ 26).

Отдельные кванты зарядов существуют в виде связанных между собою ансамблей. Наличие таких «букетов» затрудняет правильный выбор заряда для нужной формы движения, особенно когда эти «букеты» имеют устойчивое сочетание определенных квантов. В таких случаях не составляет труда спутать разные формы движения, разные заряды или даже целый ансамбль зарядов ошибочно принять за один заряд (наиболее распространенное заблуждение!).

Например, в настоящее время нет оснований не различать хрональную, гравитационную и субстанциальную формы движения. Каждая из них на уровне микромира должна определяться своим специфическим квантом микрозаряда (хрономом, гравитоном, субстанционом). Но сейчас фактически все они оцениваются одинаково – с помощью субстанциона, т.е. массы (у хрональной формы движения время связано с массой вторым законом Ньютона). Очевидно, такой однотипный способ (в принципе говоря, неправильный) оценки разнородных

форм движения не будет приводить к ошибкам до той поры, пока не будет найден ансамбль микрочарядов с другим сочетанием числа хрононов, гравитонов и субстанциионов. Появятся новые групповые свойства ансамблей и станет ясно, что хронон, гравитон и субстанциион – это не одно и то же. Придется различать, в частности, массу инерционную и массу гравитационную. С позиций общей теории это ясно с самого начала.

Вторая причина, имеющая в своей основе закон тождественности, перекликается с возможностью создавать теории, которые изучают данную форму движения с помощью средств, относящихся к другой (§ 14).

2. Свойства заряда и потенциала.

Прежде всего необходимо подчеркнуть, что в общей теории существование зарядов постулируется. Поэтому они, как и элементарные формы движения, не могут быть выбраны теоретически, а устанавливаются только из опыта. Приводимые ниже правила выбора должны быть дополнены кратким описанием заряда и потенциала. К этому описанию следует прибегать в сомнительных случаях, особенно при изучении вновь обнаруженных элементарных форм движения, чтобы иметь возможность сказать решительное слово в пользу той или иной величины. Напомним, что многие важные свойства заряда и потенциала изложены в исходном постулате. Начнем с обсуждения свойств заряда.

Заряд однозначно характеризует качество и количество данной формы движения. Он является параметром состояния системы. Заряд обладает способностью притягиваться и отталкиваться от других зарядов, а также перемещаться в направлении уменьшения сопряженного с ним потенциала, т.е. служит объектом и количественной мерой переноса. Перенос заряда сопровождается эффектом диссипации. В некоторых случаях величина этого эффекта крайне незначительна и его трудно обнаружить. На уровне микромира заряд проявляет свои дискретные свойства. Существуют микроскопические заряд и антизаряд. Во всех процессах действует закон сохранения заряда. Величина любого заряда, кроме термического (но он уже известен), всегда должна оставаться неизменной. Если в каком-либо процессе обнаруживается изменение обсуждаемого заряда, то это значит, что он выбран неправильно. При дроблении системы, т.е. при дроблении величины некоторых эталонных зарядов, например, таких, как масса или объем, данный заряд,

находящийся в системе, также должен дробиться (свойство аддитивности заряда).

Остановимся теперь на свойствах потенциала. Потенциал характеризует активность данной формы движения. разность потенциалов есть движущая сила процесса переноса сопряженного с нею заряда. Потенциал не обладает свойством аддитивности, т.е. при дроблении системы он не дробится вместе с нею, а сохраняет одно и то же значение у всех частей раздробленной системы. Однако потенциалу присуще свойство, отдаленно напоминающее аддитивность. Это свойство проявляется при зарядании системы, его ни в коем случае нельзя смешивать с истинной аддитивностью, проявляющейся при дроблении системы.

Способность потенциала суммироваться при зарядании системы может быть проиллюстрирована на следующем примере. Предположим, что к системе первоначально подводится заряд в количестве $\Delta E'$. При этом его потенциал изменяется на величину $\Delta P'$ [формула (103)]. Вторичный (независимый от первого) подвод заряда в количестве $\Delta E''$ изменяет потенциал системы на величину $\Delta P''$. Суммарный потенциал системы может быть найден по следующей аддитивной формуле:

$$P = \Delta P' + \Delta P''.$$

Как видим, аддитивность зарядания ничего общего не имеет с аддитивностью дробления системы.

Надо уметь хорошо различать свойства заряда и потенциала, ибо на практике часто возникают подобного рода проблемы.

3. Правила выбора.

Если некоторой системе приписывается определенное число степеней свободы, но полученные теоретические результаты не соответствуют экспериментальным, то это может указывать на то, что не учтено влияние некоторой дополнительной формы движения. При выборе заряда для этой формы движения должны приниматься во внимание все законы, которым подчиняется каждая элементарная форма движения.

Произведение заряда на потенциал должно давать работу и быть равным изменению энергии системы, т.е. [формулы (2) и (17)]

$$dU = dQ = PdE \quad \text{дж.}$$

Заряд, потенциал и энергия связаны соотношениями (103), (140), (170) и (176)

$$dP = AdE;$$

$$P = AE;$$

$$U = (1/2)AE^2 = (1/2)PE = (1/2)KP^2 \quad \text{дж};$$

$$U = Ae_{кв}^2 = Pe_{кв} = KP^2 \quad \text{дж}.$$

Сила взаимодействия между зарядами (например, точечными) определяется уравнением (710)

$$P_x = k_{шар}E'E''/r^2 \quad \text{н}.$$

Перенос заряда подчиняется закону (227)

$$W = BV.$$

При переносе заряда выделяется или поглощается теплота диссипации (483)

$$dQ_d = -dP_d dE \quad \text{дж}.$$

Кроме того, заряд должен подчиняться всем остальным законам общей теории.

Если заряд выбран неверно, то это с первых же шагов приведет к противоречиям и ошибкам. При этом не будут соблюдаться перечисленные выше требования. Их вполне достаточно для всестороннего испытания свойств любого заряда, даже если некоторые из свойств проявляются пренебрежимо слабо.

4. Примеры выбора.

Проиллюстрируем сказанное конкретными примерами. С помощью правила (176) и известного уравнения (77) закона Планка

$$U_{дб} = h\nu \quad \text{дж}$$

можно однозначно установить, что для дебройлевской (волновой) формы движения зарядом служит постоянная Планка h , а потенциалом – частота ν . В пользу такого расчленения формулы Планка на заряд и потенциал говорит правило аддитивности: постоянная Планка обладает свойством аддитивности, а частота – нет: при сложении нескольких квантов излучения суммарный заряд системы растет, а частота остается той же. Это расчленение подтверждается дальнейшим анализом процесса распространения световых квантов – фотонов.

С помощью правила (2) находятся заряд и потенциал для информационной формы движения. В § 10 в качестве потенциала информации выбрана известная функция Шеннона [формула (87)]. Такой выбор обусловлен свойствами информа-

ции. В направлении распространения информация уменьшается (заряд информации при распространении должен оставаться неизменным). Информация не обладает аддитивностью в смысле дробления системы и т.д. Все эти свойства свидетельствуют о том, что информация есть не заряд, а потенциал. Заряд информации получается как частное от деления работы на потенциал:

$$dE_{\text{и}} = dQ_{\text{и}}/P_{\text{и}} \quad \text{дж/бит.} \quad (767)$$

Заметим, что в качестве потенциала информации может быть выбрана не обязательно функция Шеннона, и единицей информации не обязательно должен служить **бит**. Возможны и иные определения информационного потенциала.

Из сказанного следует, что выбор заряда в известном смысле носит творческий характер. Однако наличие большого числа правил и специфических свойств заряда и потенциала сильно облегчает выбор и делает его однозначным. Последующее применение найденного заряда позволяет легко убедиться в правильности или ошибочности сделанного выбора.

Глава XI. Круговое движение.

§ 91. Основные законы движения.

1. Особенности новой формы движения.

Более сложным явлением, которое включает в себя все рассмотренные ранее, служит круговое движение. Суть любого кругового движения, т.е. кругового процесса, или цикла, состоит в том, что система периодически возвращается в исходное состояние. При этом суммарные количества подведенных и отведенных за цикл зарядов равны нулю.

Круговое движение чрезвычайно широко распространено в природе. Например, принято говорить о круговороте воды в природе, о круговороте питательных веществ в почве и т.д. В технике также широко используются круговые процессы, или циклы. Например, во многих производствах вода участвует в круговом движении. В теплообменных устройствах теплоноситель часто работает в цикле, - в домашнем холодильнике, например, круговой процесс совершает специальный фреон. В тепловых двигателях основной процесс - круговой.

Особенность кругового процесса заключается в том, что он может совершаться неограниченно долго, в то время как обычный непрерывный процесс подвода и отвода заряда вынужден рано или поздно прекратиться. Например, если к системе непрерывно подводить термический заряд, то она рано или поздно выйдет из строя - расплавиться, испариться и т.д. Если подвод термического заряда сочетать с его отводом, то такой периодический процесс, принципиально говоря, может длиться сколь угодно долго без вреда для системы и окружающей среды.

Другая важная особенность кругового движения связана с тем, что возвращение системы в исходное состояние не обязательно сопровождается возвратом к начальному состоянию окружающей среды. В окружающей среде благодаря круговому процессу могут произойти существенные изменения, в частности может наблюдаться взаимное преобразование активностей различных форм движения.

Рассмотрим более подробно количественную сторону отмеченных особенностей кругового движения.

2. Одна степень свободы.

Для установления основных законов кругового процесса надо воспользоваться двумя первыми принципами общей теории – сохранения энергии и заряда.

Если система перешла из состояния 1 в состояние 2, а затем вновь вернулась в исходное состояние 1, то суммарные изменения энергии и заряда в круговом процессе 1-2-1 будут равны нулю. Они определяются из выражений типа (17) и (99):

$$\oint U_{1-2-1} = \int_1^2 dQ_{1-2} + \int_2^1 dQ_{2-1} = 0; \quad (768)$$

$$\oint dE_{1-2-1} = \int_1^2 dE_{1-2} + \int_2^1 dE_{2-1} = 0. \quad (769)$$

Символом \oint обозначена операция интегрирования по замкнутому контуру (круговой интеграл), цифры соответствуют пределам интегрирования.

Формулы (768) и (769) говорят о том, что в процессах 1-2 и 2-1 совершаемые работы и перенесенные в прямом и обратном направлениях заряды равны между собой, т.е.

$$\int_1^2 dQ_{1-2} = - \int_2^1 dQ_{2-1} \quad \text{дж}; \quad (770)$$

$$\int_1^2 dE_{1-2} = - \int_2^1 dE_{2-1}. \quad (771)$$

Не только в системе, но и в окружающей среде после совершения кругового процесса 1-2-1 не происходит никаких изменений.

3. Несколько степеней свободы.

Если система располагает несколькими (например, двумя) степенями свободы, то картина существенно изменяется. Подвод и отвод данного заряда может происходить при различных количествах второго. Благодаря имеющейся связи между степенями свободы в результате кругового процесса 1-2-1 система придет в исходное состояние, а в окружающей среде останутся изменения, которые могут быть найдены из выражений

$$\oint dU = \oint dQ_1 + \oint dQ_2 = 0; \quad (772)$$

$$\oint dE_1 = 0; \quad (773)$$

$$\oint dE_2 = 0. \quad (773)$$

Суммарное изменение энергии системы равно нулю – формула (772). В тривиальном случае каждая из работ тоже может быть равна нулю. Так будет, например, при поочередном подводе и отводе каждого из зарядов. Этот случай в принципе не отличается от предыдущего (при $n = 1$).

В общем случае каждая из работ не равна нулю. Такие условия возникают, например, когда первый заряд подводится к системе при одном содержании второго заряда, а отводится от нее – при другом. В этом случае

$$\oint dQ_1 = -\oint dQ_2 \neq 0. \quad (774)$$

Приняв обозначения

$$\oint dQ_1 = Q_1 \quad \text{дж}; \quad (775)$$

$$\oint dQ_2 = Q_2 \quad \text{дж}, \quad (775)$$

получим

$$Q_1 = -Q_2 \quad \text{дж}. \quad (776)$$

В результате кругового процесса 1-2-1 в системе не происходит никаких изменений – ее заряды [формулы (773) и (774)], а следовательно, потенциалы и энергия остаются теми же, что были и до процесса. В окружающей среде общее количество зарядов и энергии тоже не изменяется, но тем не менее в ней происходят какие-то изменения, определяемые равенством (776). Предстоит разобраться в физическом смысле этого равенства.

4. Взаимные преобразования активностей движения.

Согласно закону сохранения заряда, количество любого данного движения остается в природе неизменным. В процессе 1-2-1 суммарный заряд окружающей среды не меняется. Это значит, что равенство (776) нельзя трактовать как взаимное преобразование различных форм движения.

Понять смысл происходящего можно, если привлечь уравнение (174)

$$U = (1/2)P_1E_1 + (1/2)P_2E_2 \quad \text{дж}.$$

Согласно этому уравнению, при постоянных \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2 и \mathbf{U} в окружающей среде может происходить только взаимное преобразование активностей движения \mathbf{P}_1 и \mathbf{P}_2 . Например, активность (потенциал) \mathbf{P}_1 может возрасти за счет уменьшения активности (потенциала) \mathbf{P}_2 и наоборот. Чтобы лучше осмыслить этот результат, перепишем равенство (776) в виде

$$\Delta \mathbf{P}_1 \Delta \mathbf{E}_1 = - \Delta \mathbf{P}_2 \Delta \mathbf{E}_2 \quad \text{дж.} \quad (777)$$

Это равенство говорит о том, что в окружающей среде произошло «расслоение» движения: часть первого заряда в количестве $\Delta \mathbf{E}_1$ перешла с нижнего уровня потенциала \mathbf{P}_{1cp}' на верхний \mathbf{P}_{1cp}'' за счет того, что часть второго заряда в количестве $\Delta \mathbf{E}_2$ перешла с верхнего уровня потенциала \mathbf{P}_{2cp}' на нижний \mathbf{P}_{2cp}'' , причем

$$\Delta \mathbf{P}_1 = \mathbf{P}_{1cp}'' - \mathbf{P}_{1cp}'; \quad (778)$$

$$\Delta \mathbf{P}_2 = \mathbf{P}_{2cp}'' - \mathbf{P}_{2cp}'. \quad (779)$$

Так происходят взаимные преобразования активностей различных форм движения. Теперь должно быть до конца ясно, почему неправильно говорить о взаимных преобразованиях самих форм движения. Формы движения определяются зарядами и, согласно закону сохранения заряда, не могут превращаться одна в другую. Исключение касается только термического движения, о котором уже говорилось достаточно.

Заметим, что использовать систему с несколькими степенями свободы для длительного преобразования активностей движения в непрерывном (не круговом) процессе невозможно. Нельзя, например, долго получать работу от газа, который нагревается в цилиндре с поршнем. При односторонне направленном процессе рано или поздно цилиндр расплавится или поршень выдвинется за его пределы.

Все сказанное относится к любой системе, имеющей две или больше степеней свободы.

Необходимо отметить, что выражение (777) напоминает уравнение закона диссипации.

5. Обобщенный цикл Карно.

Наивыгоднейший цикл, с помощью которого активность данной формы движения можно превратить в активность любой другой, изображается на диаграмме $\mathbf{E}-\mathbf{P}$ в виде прямоугольника (рис. 38). Такой же вид имеет известный цикл Карно, построенный им для теплового двигателя. Поэтому цикл, изоб-

раженный на рис. 38, будем именовать **обобщенным циклом Карно**.

Обобщенный цикл Карно состоит из двух процессов 1-2 и 3-4, протекающих при постоянных значениях потенциала, и двух процессов 2-3 и 4-1, происходящих при постоянном заряде. Весь процесс осуществляется в направлении 1-2-3-4-1. Состояние системы изменяется в интервале первого потенциала

$$\Delta P = P' - P'' \quad (780)$$

благодаря подводу или отводу второго заряда.

В процессе 1-2 окружающая среда совершает над системой работу

$$Q' = P' \Delta E \quad \text{дж}; \quad (781)$$

в процессе 3-4 система совершает над окружающей средой работу

$$Q'' = P'' \Delta E \quad \text{дж} \quad (782)$$

Разность работ

$$Q = Q' - Q'' \quad \text{дж} \quad (783)$$

идет на превращение активности данной формы движения в активность другой и может быть полезно использована в окружающей среде.

Коэффициент полезного действия (КПД) цикла

$$\eta = Q/Q' = (Q' - Q'')/Q' = 1 - (Q''/Q') = 1 - (P''/P'). \quad (784)$$

КПД обобщенного цикла Карно зависит от потенциалов верхнего и нижнего источников заряда. КПД может быть равен единице при $P'' = 0$ или $P' \rightarrow \infty$. В заданном интервале ΔP прямоугольный цикл является самым эффективным (наивыгоднейшим) среди всех других.

Если заряды переносятся с трением (необратимо), то КПД цикла уменьшается. Более подробно об этом говорится в работе [5].

Полезная работа Q на рис. 38 заштрихована. В круговом процессе 1-2-3-4-1 первый заряд в количестве ΔE опускается с уровня P' на уровень P'' . За этот счет количество второго заряда поднимается с низкого уровня второго потенциала на более высокий.

6. Замкнутый и разомкнутый циклы.

Если одна и та же система периодически участвует во всех стадиях некоторого кругового процесса, то соответствующий цикл является замкнутым. Если после завершения опреде-

ленных этапов кругового процесса система полностью обновляется, то цикл является разомкнутым. В смешанных условиях система после завершения цикла обновляется частично.

По первому принципу работают, например, теплоносители в домашних холодильниках, в некоторых атомных реакторах и т.д., по второму – тепловые двигатели, а по третьему – многие химические и иные производства.

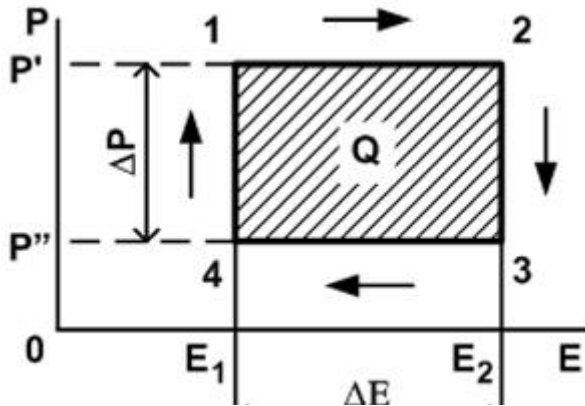


Рисунок 38 Схема обобщенного (прямоугольного) цикла Карно.

§ 92. Примеры явлений.

1. Круговое увлечение.

Как уже отмечалось, круговые процессы очень распространены в природе и широко применяются в технике.

На рис. 39 изображен любопытный пример устройства, использующего эффект увлечения потоков. Под действием потока I_1 первого заряда в проводнике возникает поток I_2 второго заряда. Количественная сторона этого эффекта определяется уравнением переноса (261).

Если около цепи проводника с первым зарядом создать цепь проводника со вторым зарядом (рис. 39), то эффект увлечения можно использовать для совершения какой-нибудь внешней работы. Например, в качестве первого заряда можно применить термический, а в качестве второго – электрический, и т.д.

Очень характерный пример круговой циркуляции заряда дает термодинамическая пара, изучаемая в следующей главе. В

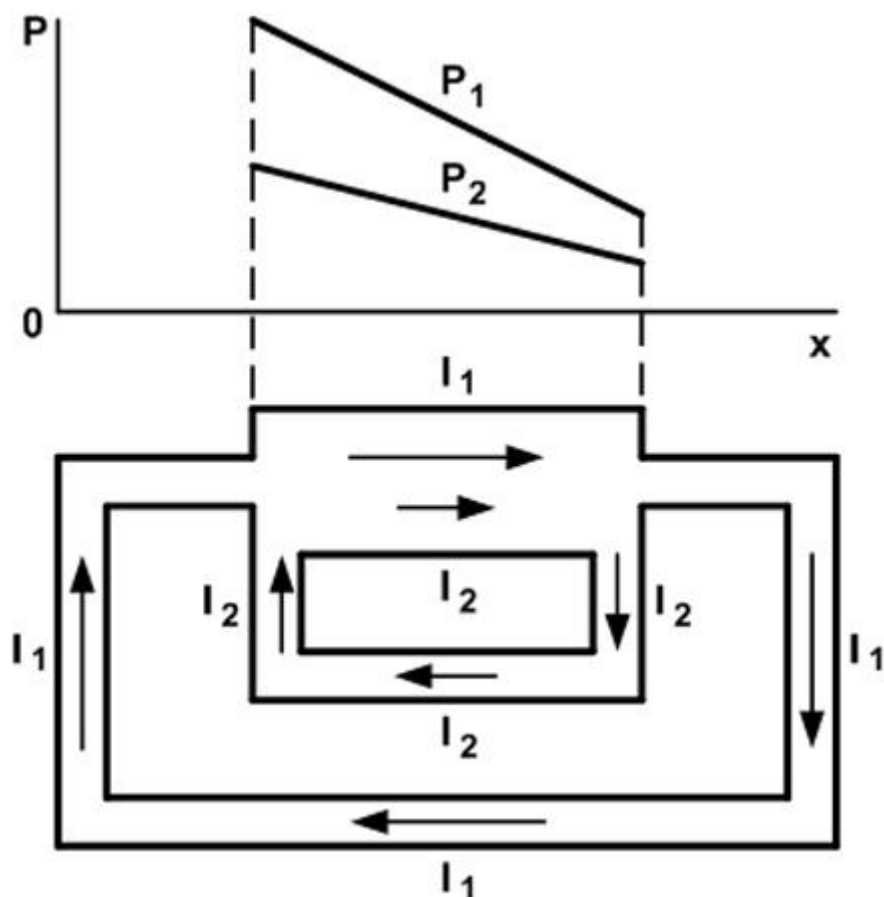


Рисунок 39 Схема циркуляции второго заряда под действием первого.

живом организме происходит огромное количество таких процессов.

2. Тепловые двигатели.

Ряд примеров устройств для осуществления круговых процессов преобразования активностей различных форм движения приведен в работе [5].

Типичными примерами могут служить также тепловые двигатели и компрессоры. Идеальным циклом теплового двигателя является упомянутый выше цикл Карно. В реальных условиях обычно осуществляются циклы Отто (с подводом тепла при постоянном объеме), Дизеля (с подводом тепла при постоянном давлении), Сабатэ (смешанный) и Ренкина (для паросиловой установки).

Глава XII. Движение в паре.

§ 93. Описание явления.

1. Особенности термодинамической пары.

Форму движения, которую будем именовать **термодинамической парой**, еще удастся изучить достаточно подробно и указать основные специфические законы, которым она подчиняется. За явлением пары классификация движения содержит пропуски, о которых пока ничего определенного сказать нельзя.

Явление термодинамической пары весьма универсально. Природа широко использует его в живых организмах для транспорта питательных веществ, для процессов обмена и т.д. Оно находит также применение в технике. Общая теория пары была описана в первых изданиях работы [5].

Суть явления термодинамической пары заключается в следующем.

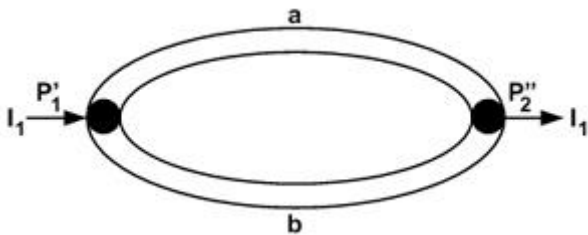


Рисунок 40 Рис. Схема соединения проводников **a** и **b** в термодинамической паре.

Если (например, при $n = 2$) соединить концами два родственных проводника **a** и **b** и создать между спаями (на рис. 40 зачернены) разность первого потенциала

$$\Delta P_1 = P_1'' - P_1',$$

то в полученной таким образом цепи – системе возникнут все те эффекты, о которых говорилось в прежних главах. В частности, в замкнутой цепи начинается круговая циркуляция второго заряда. Непрерывные круговые изменения движения проис-

ходят по определенной (фиксированной) программе. Интенсивность движения определяется разностью значений первого потенциала. В спаях пары образуются скачки второго потенциала. В ее ветвях наблюдаются линейные эффекты. Циркуляция второго заряда в спаях и ветвях сопровождается положительными и отрицательными эффектами трения (плюс- и минус-диссипация), увлечения и т.д. [4, 5].

2. Фильтрационная пара.

Газ, жидкость или твердое тело, заполняющее капилляр – трубку с тонким отверстием, – тоже представляют собой термодинамическую пару. Будем называть ее **фильтрационной**. **Пристеночный** (точнее **капиллярный**) слой вещества толщиной ξ_0 , испытывающий молекулярное взаимодействие с материалом капилляра, играет роль проводника **b**, осевой слой вещества, не испытывающий такого взаимодействия, – роль проводника **a**. Проводники **a** и **b** обладают неодинаковыми значениями коэффициентов **A** в уравнениях состояния. Спаями (местами контакта проводников **a** и **b**) служат концы капилляра.

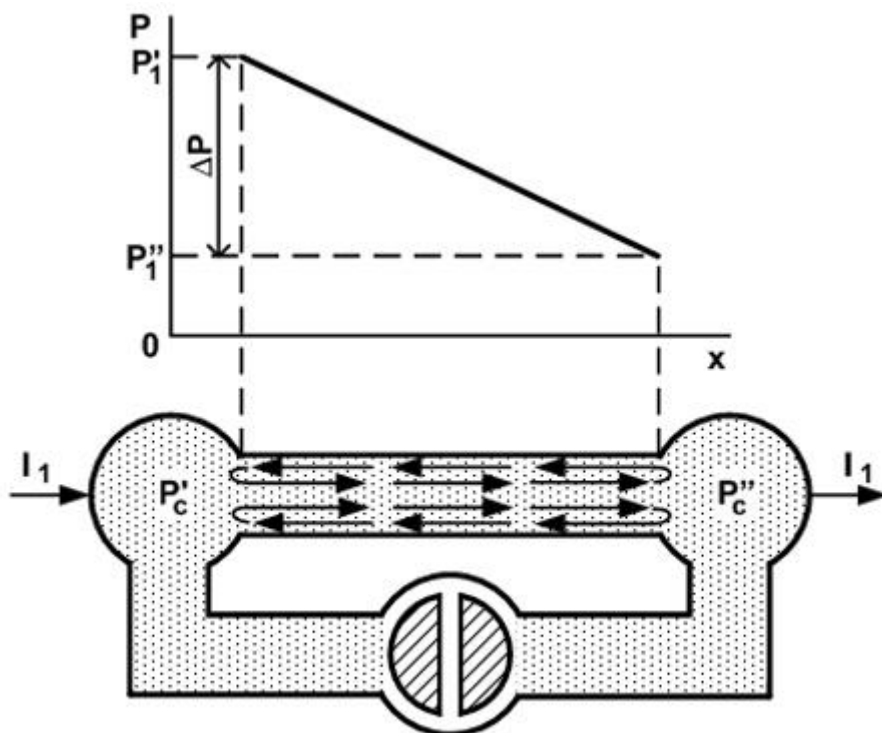


Рисунок 41 Схема действия фильтрационной пары.

Если между спаями создать разность некоторого потенциала ΔP_1 , то в цепи появятся все эффекты, присущие обычной паре, а также два новых – фиктивной движущей силы и разделения. Вторым (циркулирующим) зарядом в большинстве случаев служит само вещество, заполняющее капилляр: в пристеночном слое оно фильтруется или диффундирует в одном направлении (на рис. 41 влево), а в осевом – в другом направлении (вправо).

Пристеночный слой играет роль насоса, поэтому, если на концах капилляра имеются емкости конечных размеров второго заряда, то происходит переток вещества из одной емкости в другую и появление между емкостями разности давлений:

$$\Delta p_c = p_c'' - p_c' \quad \text{н/м}^2. \quad (786)$$

Это есть эффект возникновения фиктивной движущей силы.

Циркуляция сложного по составу вещества сопровождается эффектом разделения: концентрация отдельных компонентов смеси в разных емкостях получается не одинаковой.

Капиллярнопористое тело содержит в себе большое число пор и капилляров. Поэтому в нем наблюдаются те же эффекты, что и в отдельном капилляре.

§ 94. Теория пары.

1. Обобщенная пара.

На рис. 42 изображена схема обобщенной термодинамической пары, в которой места спаев обладают емкостями (резервуарами) второго заряда (K_2' и K_2''). В общем случае между каждой емкостью и проводниками **a** и **b** имеются свои скачки второго потенциала.

Суммарные скачки в первом и втором спаях

$$\delta P_2' = \delta P_{2a}' + \delta P_{2b}' = P_{2a}' - P_{2c}' + P_{2c}' - P_{2b}' = P_{2a}' - P_{2b}'; \quad (787)$$

$$\delta P_2'' = \delta P_{2a}'' + \delta P_{2b}'' = P_{2c}'' - P_{2a}'' + P_{2b}'' - P_{2c}'' = P_{2d}'' - P_{2a}''.$$

Фиктивная движущая сила определяется разностью

$$\Delta P_{2c} = P_{2c}'' - P_{2c}'. \quad (789)$$

Обобщенная пара охватывает все основные случаи, встречающиеся на практике. В частности, она описывает фильтрационную пару (рис. 41). Если емкости K_2' и K_2'' равны нулю, то получается пара, изображенная на рис. 40.

Рассмотрим теперь количественные соотношения, характеризующие работу термодинамической пары.

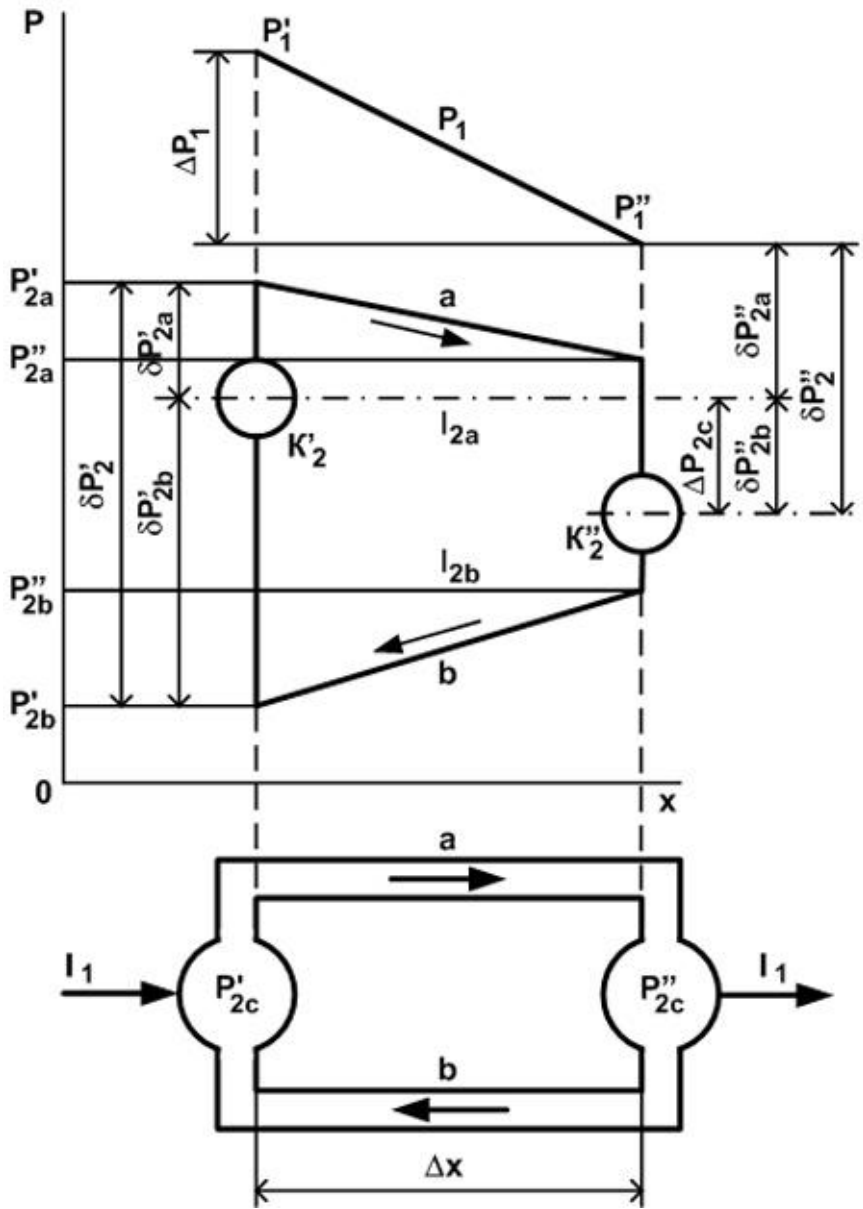


Рисунок 42 Схема действия обобщенной термодинамической пары.

2. Полная движущая сила.

Энергию, необходимую для поддержания циркуляции второго заряда, поставляют окружающая среда и (частично) движущийся первый заряд. В обычных условиях главную долю энергии дают эффекты контактной диссипации и линейный. В излагаемой ниже теории для простоты не учитывается эффект контактного заряжания второго заряда другими зарядами, т.е. принимается, что в спаях имеются скачки только второго потенциала. Кроме того, не учитываются эффекты второго порядка, например, линейного заряжания первого заряда вторым и т.д.

Суммарные контактные (в спаях) и линейные (в проводниках) работы второго заряда определяются выражениями [см. формулы (627) и (644)]:

$$\delta P_{2к} dE_2 \quad \text{дж}; \quad dQ_{2к} = dQ_{2д}'' - dQ_{2д}' = \delta P_2'' dE_2 - \delta P_2' dE_2 = \quad (790)$$

$$dQ_{21а} = dQ_{21б} - dQ_{21а} = b_{21б} \Delta P_1 I_2^2 dE_2 - b_{21а} \Delta P_1 I_2^2 dE_2 = \delta P_{2\Delta} dE_2 \quad \text{дж}, \quad (791)$$

где

$$\delta P_{2к} = \delta P_2'' - \delta P_2'; \quad (792)$$

$$\delta P_{2\Delta} = \delta P_{21б} - \delta P_{21а} = (b_{21б} - b_{21а}) \Delta P_1 I_2^2. \quad (793)$$

Следовательно, полная полезная работа циркуляции второго заряда

$$dQ_2 = dQ_{2к} + dQ_{2\Delta} = (\delta P_{2к} + \delta P_{2\Delta}) dE_2 = \delta P_2 dE_2 \quad \text{дж}, \quad (794)$$

где полная движущая сила термодинамической пары

$$\delta P_2 = \delta P_{2к} + \delta P_{2\Delta}. \quad (795)$$

Контактная составляющая движущей силы пары может быть выражена через разность ΔP_1 первого потенциала с помощью уравнения состояния. Например, при $dE_2 = 0$ из уравнения (106) находим

$$dP_2 = (A_{21}/A_{11}) dP_1. \quad (796)$$

Для тел **a** и **b** имеем

$$dP_{2а} = (A_{21а}/A_{11а}) dP_{1а}; \quad (797)$$

$$dP_{2б} = (A_{21б}/A_{11б}) dP_{1б}. \quad (797)$$

Если пренебречь скачками первого потенциала в спаях ($dP_{1а} = dP_{1б} = dP_1$; $P_{1а} = P_{1б} = P_1$), тогда контактная движущая сила

$$\Delta(\delta P_{2к}) = dP_{2б} - dP_{2а} = \Phi_{21} dP_1. \quad (798)$$

или (для конечного, но малого изменения потенциалов)

$$\delta P_{2к} = \delta P_2'' - \delta P_2' = \Phi_{21} \Delta P_1, \quad (799)$$

где

$$\Phi_{21} = (A_{21b}/A_{11b}) - (A_{21a}/A_{11a}). \quad (800)$$

Окончательно полная движущая сила пары может быть представлена в виде [формулы (793), (795) и (799)]:

$$d(\delta P_2)/dP_1 = \Phi_{21} - (b_{21b} - b_{21a})I_2^2. \quad (801)$$

У идеальных тел коэффициенты **A** постоянны, поэтому потенциалы **P_{2a}** и **P_{2b}** пропорциональны потенциалу **P₁**, и следовательно, коэффициент [формулы (796) – (799)]

$$\Phi_{21} = d(\delta P_{2к})/dP_1 = \delta P_{2к}/\Delta P_1 = \delta P_2'/P_1' = \delta P_2''/P_1''. \quad (802)$$

Дифференцирование выражения (801) дает ($\Phi = \text{const}$):

$$d^2(\delta P_2)/dP_1^2 = (b_{21b} - b_{21a})I_2^2. \quad (803)$$

Эта формула связывает между собой полную и линейную составляющие движущей силы.

Движущая сила пары расходуется на преодоление сопротивлений цепи. Если пренебречь сопротивлениями спаев, тогда связь между движущей силой, перепадами потенциала в проводниках **a** и **b**

$$\Delta P_{2a} = P_{2a}'' - P_{2a}'; \quad (804)$$

$$\Delta P_{2b} = P_{2b}'' - P_{2b}' \quad (804)$$

и сопротивлениями проводников

$$R_{2a} = \Delta x_a / (F_a L_{2a}); \quad (805)$$

$$R_{2b} = \Delta x_b / (F_b L_{2b}) \quad (805)$$

найдется с помощью выражений:

$$\Delta P_{2a} = I_{2a} R_{2a} + \delta P_{21a}; \quad (806)$$

$$\Delta P_{2b} = I_{2b} R_{2b} - \delta P_{21b}. \quad (806)$$

При $I_{2a} = I_{2b} = I_2$ получаем

$$\delta P_2 = I_2(R_{2a} + R_{2b}) = \Delta P_{2a} + \Delta P_{2b} + \delta P_{2\Delta} \quad (807)$$

или

$$\delta P_{2к} = \Delta P_{2a} + \Delta P_{2b}. \quad (808)$$

Сумма измеренных перепадов второго потенциала вдоль проводников равна контактной составляющей движущей силы.

3. Эффект возникновения фиктивной движущей силы.

Под действием движущей силы δP_2 в паре происходит циркуляция второго заряда и появляется фиктивная движущая сила $\Delta P_{2с}$. Для ее определения представим полную движущую силу пары в виде

$$\delta P_2 = \delta P_{2a} + \delta P_{2b}, \quad (809)$$

где δP_{2a} - движущая сила верхнего участка пары (над емкостями, рис. 42),

$$\delta P_{2a} = -\delta P_{2a}' - \delta P_{21a} + \delta P_{2a}''; \quad (810)$$

δP_{2b} - движущая сила нижнего участка (под емкостями),

$$\delta P_{2b} = -\delta P_{2b}' - \delta P_{21b} + \delta P_{2b}''; \quad (811)$$

Через эти частные движущие силы можно найти потоки второго заряда в проводниках **a** и **b** с помощью выражений:

$$I_{2a} = (\delta P_{2a} + \Delta P_{2c})/R_{2a}; \quad (812)$$

$$I_{2b} = (\delta P_{2b} - \Delta P_{2c})/R_{2b}. \quad (812)$$

В начальный момент $t = 0$ (при замыкании проводников) поток $I_{2a} = 0$. С течением времени поток I_{2a} увеличивается. разность потоков

$$\Delta I_2 = I_{2a} - I_{2b} = (R_{2a}\delta P_{2b} - R_{2b}\delta P_{2a})/(R_{2a}R_{2b}) - (1/R_{2a} + 1/R_{2b})\Delta P_{2c} \quad (813)$$

идет на зарядание емкости K_2' вторым зарядом, который заимствуется из емкости K_2'' .

Изменений фиктивной движущей силы $d(\Delta P_{2c})$ складывается из изменений потенциалов dP_{2c}' и dP_{2c}'' .

$$d(\Delta P_{2c}) = dP_{2c}' - dP_{2c}''; \quad (814)$$

Дифференциалы этих величин выражаются через емкости и количество dE_2 второго заряда, перенесенного за время dt , следующим образом:

$$dE_2 = K_2' dP_{2c}' = \Delta I_2 dt; \quad (815)$$

$$dE_2 = -K_2'' dP_{2c}'' = \Delta I_2 dt. \quad (815)$$

Из формул (814) и (815) получаем:

$$d(\Delta P_{2c}) = (1/K_2' + 1/K_2'')\Delta I_2 dt. \quad (816)$$

Связь между ΔP_{2c} и t находится из равенств (813) и (816) путем исключения ΔI_2 и интегрирования полученного уравнения:

$$\Delta P_{2c} = [(R_{2a}\delta P_{2b} - R_{2b}\delta P_{2a})/(R_{2a} + R_{2b})]\{1 - \exp[-(1/R_{2a} + 1/R_{2b})(1/K_2' + 1/K_2'')t]\}. \quad (817)$$

В начальный момент ($t = 0$) фиктивная движущая сила равна нулю. С течением времени ΔP_{2c} растет по экспоненциальному закону. При $t = \infty$ наступает стационарный режим, величина ΔP_{2c} приобретает максимальное значение

$$\Delta P_{2c\infty} = (\delta P_{2b} - m_{2ba}\delta P_{2a})/(1 + m_{2ba}), \quad (818)$$

где

$$m_{2ba} = R_{2b}/R_{2a}. \quad (819)$$

В условиях стационарного режима потоки второго заряда в проводниках **a** и **b** одинаковы:

$$I_{2a\infty} = I_{2b\infty} = (\delta P_{2a} + \Delta P_{2c\infty})/R_{2a} = (\delta P_{2b} - \Delta P_{2c\infty})/R_{2b} =$$

$$= (\delta P_{2a} + \delta P_{2b}) / (R_{2a} + R_{2b}) = \delta P_2 / (R_{2a} + R_{2b}). \quad (820)$$

Как видим, фиктивная движущая сила зависит от частных движущих сил δP_{2a} и δP_{2b} и отношения сопротивлений проводников. При разных m_{2ba} она может принимать различные положительные и отрицательные значения. Величина ΔP_{2c} не есть движущая сила процесса циркуляции второго заряда, как иногда думают. Фактической движущей силой является разность δP_2 .

4. Частные случаи.

Если один из проводников (**a** или **b**) разорвать, то поток второго заряда прекращается ($I_2 = 0$), линейная движущая сила пары становится равной ее контактной составляющей

$$\delta P_2 = \delta P_{2к} = \delta P_{2b} = -\delta P_{2a} = \Delta P_{2с\infty}.$$

Если термодинамическая пара не имеет скачков потенциала $\delta P_{2a}'$ и $\delta P_{2a}''$ (рис. 42), то [формула (810)]

$$\delta P_{2a} = -\delta P_{21a}.$$

Иногда можно пренебречь линейной составляющей движущей силы ($\delta P_{21} = 0$). При этом

$$\delta P_2 = \delta P_{2к} = \delta P_{2b}.$$

Фиктивная движущая сила в обобщенной паре не возникает, если отношение сопротивлений [формула (818)]

$$m_{2ba} = \delta P_{2b} / \delta P_{2a}.$$

В частном случае, когда $m_{2ba} \rightarrow 0$, разность

$$\Delta P_{2с\infty} = \delta P_{2b}.$$

При $m_{2ba} \rightarrow \infty$ фиктивная движущая сила

$$\Delta P_{2с\infty} = -\delta P_{2a}.$$

§ 95. Теория термоэлектричества Томсона.

1. Содержание теории.

Явление термодинамической пары весьма широко распространено в природе. Общая теория предсказывает многочисленные эффекты, которые присущи такой паре, и закономерности, которым подчиняется ее функционирование. В настоящем параграфе и § 96 выводы общей теории сопоставляются с опытными данными и с известными теориями. Особенно убедительно и наглядно предсказания общей теории оправдываются в области термоэлектрических явлений, кото-

рые были открыты очень давно и теория которых была разработана Томсоном в 1854 г.

В 1821 г. Зеебек наблюдал циркуляцию электрического заряда в цепи, состоящей из двух разнородных металлов с неодинаковыми температурами спаев (эффект Зеебека). В 1834 г. Пельтье обнаружил выделение и поглощение теплоты в спаях при прохождении через них электрического заряда (эффект Пельтье). В 1854 г. Томсон открыл эффект выделения и поглощения теплоты (эффект Томсона) в ветвях термоэлектрической пары (или просто термопары) и разработал теорию термопары.

Согласно теории Томсона, отношение потока $I_{Q\kappa}$ теплоты Пельтье к вызывающему его потоку I_{Ψ} электрического заряда есть коэффициент Пельтье

$$\Pi = I_{Q\kappa} / I_{\Psi} \quad \text{дж/к.} \quad (821)$$

Количество тепла, выделяемого или поглощаемого в проводнике с током при наличии разности температур dT на концах,

$$dQ_{21} = \sigma dT d\Psi \quad \text{дж;} \quad (822)$$

$$dI_{Q21} = \sigma dT I_{\Psi} \quad \text{вт,} \quad (822)$$

где σ - коэффициент Томсона, дж/(к·град).

Коэффициент Пельтье положителен (теплота подводится к спаяю), если ток I_{Ψ} , пропускаемый через спай, имеет то же направление, что и электрический ток термопары. Коэффициент Томсона положителен (теплота подводится к проводнику), если ток течет в направлении возрастающей температуры.

Томсон предположил, что циркуляция электрического заряда в термопаре поддерживается теплотами Пельтье и Томсона и высказал гипотезу, согласно которой суммарное изменение энтропии электрического заряда в круговом процессе изменения его состояния равно нулю (т.е. теплоты Пельтье и Томсона подводятся и отводятся обратимо). На основе закона сохранения энергии Томсон получил следующее так называемое первое соотношение Томсона:

$$d(\delta\phi)/dT = (d\Pi/dT) + \sigma_b - \sigma_a \quad \text{в/град,} \quad (823)$$

а на основе своей гипотезы – второе соотношение Томсона:

$$d(\delta\phi)/dT = \Pi/T \quad \text{в/град.} \quad (824)$$

К аналогичным соотношениям приводит термодинамика необратимых процессов Онзагера и все другие известные теории.

Формулах (821) – (824) $\delta\phi$ есть полная электродвижущая сила (ЭДС) термопары [выражение (801)], Π – скачок электриче-

ского потенциала в любом из спаев ($\delta\varphi'$ или $\delta\varphi''$), $d\Pi$ - разность скачков электрического потенциала:

$$d\Pi = d(\Pi'' - \Pi') = d(\varphi'' - \varphi') = d(\delta\varphi_{\kappa}) \text{ в.} \quad (825)$$

Отношение $d(\delta\varphi)/dT$ называется коэффициентом термоэлектродвижущей силы, или коэффициентом Зеебека, отношение Π/T – термоэлектрической силой пары. Эффекты Зеебека, Пельтье и Томсона представляют собой эффекты циркуляции второго (электрического) заряда, контактной диссипации и линейный соответственно.

2. Анализ теории.

Из предыдущего ясно, что теория термоэлектричества Томсона не соответствует действительности. Прежде всего не оправдывается исходная гипотеза теории об обратимости теплот Пельтье и Томсона, ибо они по своей физической природе суть теплоты диссипации (§ 74 и 76). Это делает невозможным составление уравнения баланса энтропии для электрического заряда. В результате оказывается ошибочным второе соотношение Томсона (824). В этом легко убедиться, переписав его следующим образом:

$$d(\delta\varphi)/dT = \Pi'/T' = \Pi''/T'' = (\Pi'' - \Pi')/(T'' - T') = d\Pi/dT \text{ в/град.} \quad (824)$$

Как видим, второе соотношение (826) несовместимо с первым (823). Почему-то на этот факт никто никогда не обращал внимания.

Во втором соотношении вместо полной ЭДС $\delta\varphi$ термопары должна фигурировать контактная ЭДС $\delta\varphi_{\kappa}$. Исправленное таким образом второе соотношение вытекает как частный случай из соотношения (802) общей теории.

Кроме того, Томсоном неверно записана линейная работа (822) [см. формулы (627) и (791)]. В результате внесена ошибка и в первое соотношение (823) [см. формулу (801)].

Причина того, что в других известных теориях, в том числе в термодинамике Онзагера, повторяются ошибки Томсона, подробно проанализирована в работе [4].

Для термоэлектрических явлений общая теория дает следующие соотношения, связывающие различные характеристики термопары [формулы (801) и (802)].

$$d(\delta\varphi)/dT = (d\Pi/dT) + (b_{\Psi\Theta b} - b_{\Psi\Theta a})I_{\Psi}^2 \text{ в/град,} \quad (827)$$

$$d(\delta\varphi_{\kappa})/dT = d\Pi/dT = \Pi/T \text{ в/град.} \quad (828)$$

Сопоставление формул (628) и (822), а также (823) и (827) показывает, что коэффициенты Томсона

$$\sigma_a = b_{\psi a} I_{\psi}^2 \text{ в/град}; \quad \sigma_b = b_{\psi b} I_{\psi}^2 \text{ в/град}; \quad (829)$$

должны быть величинами переменными, зависящими от потока I_{ψ}^2 электрического заряда, т.е. от режима работы термопары.

Например, в крайнем случае разорванной термопары, когда сопротивление цепи равно бесконечности, а сила тока – нулю, линейная ЭДС обращается в нуль. При этом полная ЭДС термопары равна контактной составляющей, независимо от того, в какой проводник – **a** или **b** - включается измерительный прибор. С увеличением силы тока в цепи возрастает линейная ЭДС. Однако при тех силах тока, которые обычно наблюдаются в термопаре, величину $\delta\phi_{\Delta}$ обнаружить очень трудно из-за ее малости.

В качестве примера в табл. 2 приведены измеренные значения контактной и линейной ЭДС для трех термопар *. Величина $\delta\phi_{\Delta}$ определяется как разность между полной и контактной составляющей ЭДС

$$\delta\phi_{\Delta} = \delta\phi - \delta\phi_{\kappa} \quad \text{В},$$

где

$$\delta\phi = I_{\psi} R_{\psi a} + I_{\psi} R_{\psi b}.$$

Таблица 2. Сравнение опытных и томсоновских значений линейной ЭДС для различных термопар.

| Проводники | Данные опыта | | | | По Энштейну | |
|------------|-------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------|----------------------------------|-----------------------------|
| | ΔT , град | $\delta\phi_{\kappa}$, мкВ | $\delta\psi_{\Delta}$, мВК | Возможная ошибка, мкВ | $\sigma_b - \sigma_a$, мкВ/град | $\delta\phi_{\Delta}$, мкВ |
| Pt - Fe | 100 | 1665 | 0 | ± 5 | 5,1 | 510 |
| Pt - Cu | 100 | 757 | 0 | ± 20 | 10,52 | 1052 |
| Cu - Fe | 100 | 908 | 0 | ± 15 | - 5,42 | - 542 |

В опытах горячий спай поддерживается при температуре $T' = 373^{\circ}\text{K}$ (кипящая вода), холодный – при $T'' = 273^{\circ}\text{K}$ (тающий лед). Сила тока изменяется от 0,5 мка до 1 а (путем изменения сопротивлений $R_{\psi a}$ и $R_{\psi b}$). Во всех случаях линейная ЭДС не превышает максимальной возможной ошибки измерений, т.е. близка к нулю. По литературным данным, основанным на тео-

* Из совместной работы автора с аспирантами Г.У. Бучковской и Н.П. Ивановым.

рии Томсона, линейная ЭДС не зависит от силы тока и для испытанных термопар равна тем значениям, которые приведены в табл. 2 (по Энштейну [27]). Эти данные получены калориметрическими методами. Из табл. 2 видно, что разница между фактическими и томсоновскими значениями линейной ЭДС колоссальна. Эта разница с количественной стороны характеризует погрешности теории Томсона.

При обсуждении особенностей действия термоэлектрической пары не следует упускать из виду того обстоятельства, что работа линейного заряжания (627) и теплота Томсона (822) – это разные вещи. Калориметрический метод позволяет определить только теплоту положительной или отрицательной диссипации (Томсона) но не учитывает другие стороны линейного эффекта заряжания.

§ 96. Фильтрационные пары.

1. Термофильтрационная.

Общая схема фильтрационной пары приведена на рис. 41. Если на ее концах создать разность температур $\Delta T = T'' - T'$ (первый потенциал), то получится термофильтрационная пара. Если торцы капилляра закрыты (рис. 43), то такая пара работает по принципу обобщенной (рис. 42) и подчиняется всем закономерностям рассмотренным в § 94. Фильтрационнодвижущая сила (ФДС) δp пары пропорциональна разности температур ΔT . Скорость фильтрации пропорциональна градиенту $\Delta T / \Delta x$. С увеличением длины Δx капилляра растут сопротивления слоев **a** и **b**, поэтому уменьшается скорость роста фиктивной движущей силы Δp_c . Величина Δp_c изменяется со временем по экспоненциальному закону. Максимальное значение $\Delta p_{c\infty}$ не зависит от Δx и емкостей K_v' и K_v'' . С уменьшением диаметра **d** капилляра разность $\Delta p_{c\infty}$ возрастает из-за снижения отношения m_{vba} , но скорость установления стационарного режима падает. В пределе, когда диаметр **d** равен двум капиллярным слоям (рис. 43-б), обратный ток вещества (в осевом слое) вовсе прекращается, так как $R_{va} \rightarrow \infty$ ($m_{vba} \rightarrow 0$). При этом разность $\Delta p_{c\infty}$ максимальна [формула (818)].

Термическую фильтрацию жидкости легко наблюдать на примере пары, в которой проводниками **a** и **b** являются капиллярнопористые тела. Например, проводником **b** может служить мелкий песок, кирпич, древесина, фильтровальная бумага,

торф и т.д., проводником **a** – более крупный песок и т.д. В такой паре под действием разности температур происходит круговая циркуляция жидкости. О движении жидкости судят по перемещению взвешенных в ней частиц (они видны в микроскоп при небольшом увеличении).

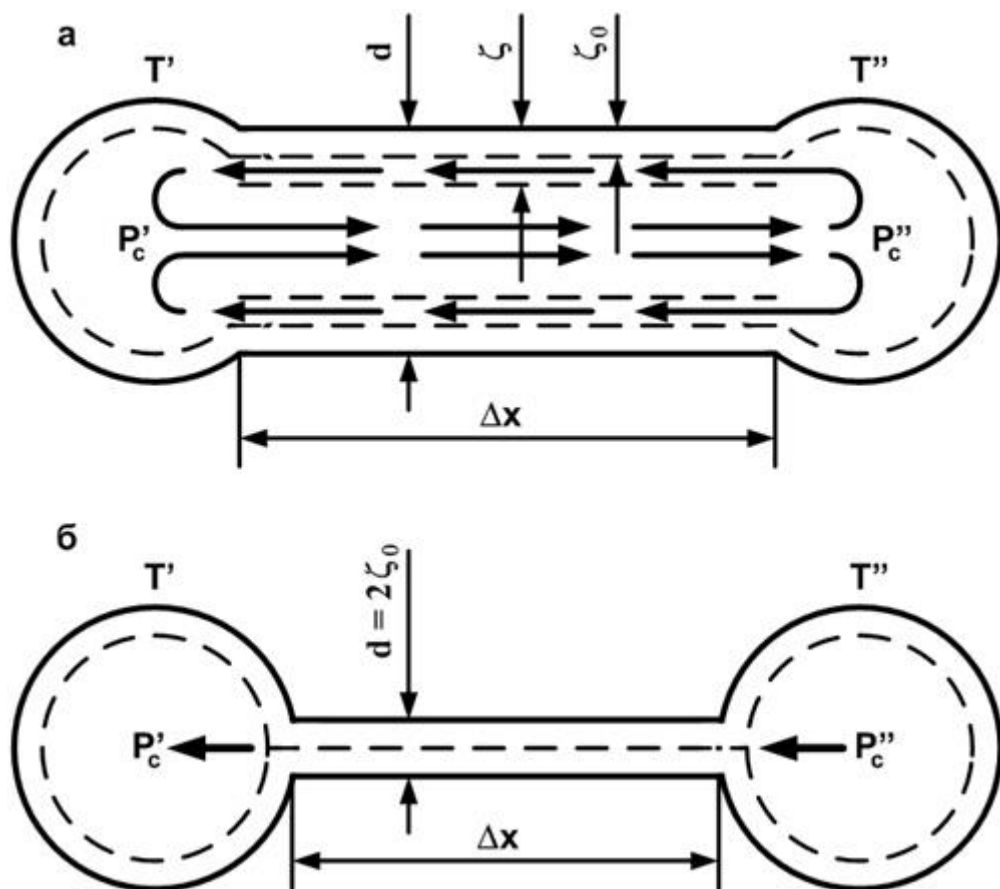


Рисунок 43 Схема термической фильтрации жидкости или газа в закрытых капиллярах различного диаметра d , пристеночный ξ и капиллярный ξ_0 слои изображены пунктиром.

З.Ф. Слезенко с помощью очень прецизионной схемы удалось измерить скорость скольжения газа в пристеночном слое капилляра, на расстоянии 2,5 мкм от твердой поверхности. Эта скорость, например, при градиенте температуры 500 град/м и давлении воздуха 1 мм. рт.ст. (при комнатной температуре) составляет 1 мм/сек. Газ движется в направлении повышения температуры. В этих опытах З.Ф. Слезенко обнаружил, что гра-

диент температуры вызывает также появление предсказанного общей теорией градиента электрического потенциала.

К числу термофильтрационных явлений относятся термоосмос – прохождение жидкости или газа через малое отверстие или пористую перегородку (так называемая полупроницаемая перегородка, или термомеханический барьер), фонтанный эффект в гелии-II, открытый П.А. Капицей, термическая эффузия, именуемая также кнудсеновским течением, и т.д. Суть фонтанного эффекта заключается в следующем.

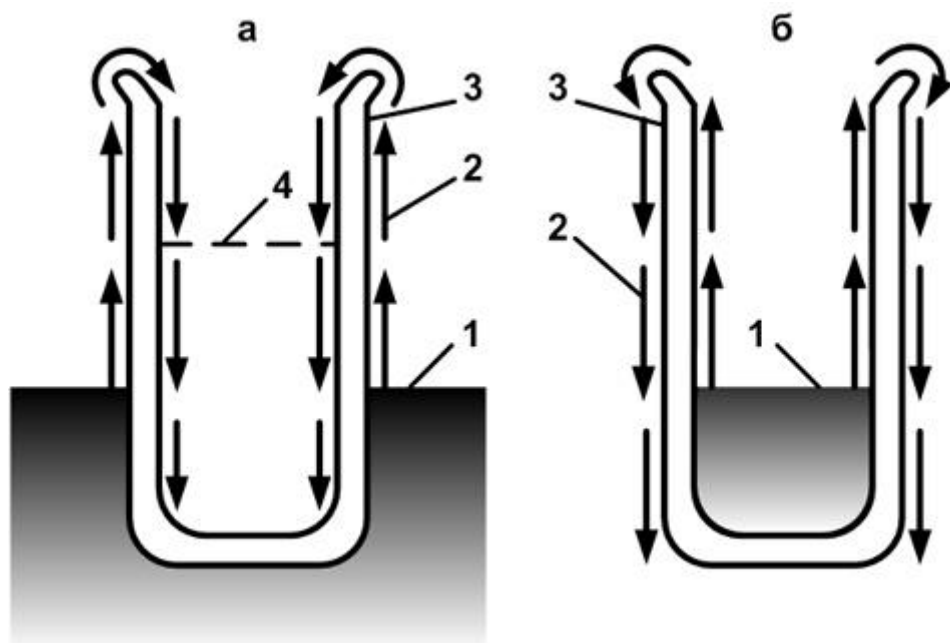


Рисунок 44 Схема самопроизвольного заполнения (а) и опорожнения (б) стакана с жидким гелием-II:

1 – жидкий гелий-II; 2 – поднимающаяся жидкая пленка; 3 – стакан; 4 – уровень, при котором жидкий гелий перетекает в обратном направлении – из стакана в сосуд.

Если пустой стакан погрузить в сосуд с гелием-II, то жидкость в виде пленки поднимется по стенкам (на рис. 44-а показано стрелками) и заполнит стакан до уровня гелия в основном сосуде. Аналогичным образом гелий-II самостоятельно вытекает из отдельно стоящего стакана, поднимаясь по его внутренним стенкам (рис. 44-б). Согласно общей теории, гелий поднимается по стакану под действием разности температур, возникающей по высоте стенки. Благодаря теплообмену с окружающим воздухом верхний край стакана всегда имеет более высокую тем-

пературу, чем нижний, соприкасающийся с большой массой жидкого гелия. Таким образом, гелий перемещается в сторону повышения температуры.

При кнудсеновском течении диаметр отверстия в капилляре меньше средней длины свободного пробега молекул. В результате проводники **a** и **b** (потоки газа в прямом и обратном направлениях) занимают все сечение капилляра одновременно, они как бы прозрачны один по отношению к другому. Заметим, кстати, что все теоретические формулы Кнудсена (как и других авторов) справедливы только для случая, когда $d \leq \xi_0$. При $d \geq \xi_0$ опыт дает заниженное значение разности давлений по сравнению с теорией Кнудсена. Общая теория и опыт показывают, что при больших **d** фактическая разность давлений стремится к нулю. Все перечисленные явления – это частные случаи термической фильтрации, подчиняющейся законам общей теории.

Термическая фильтрация применяется на практике при разделении газов, в том числе изотопов (более легкие компоненты скапливаются на горячем конце капилляра), зонной очистке металлов, поверхностном легировании металлургических отливок и т.д. Она чрезвычайно широко распространена в природе: по законам термической фильтрации переносятся газ и влага в почвах и грунтах, происходит обмен в капиллярах живых организмов (§ 106) и т.д.

2. Электрофильтрационная.

Электроэндосмос, т.е. эффект перемещения под действием разности электрических потенциалов $\Delta\phi = \phi'' - \phi'$ от анода к катоду (от плюса к минусу) воды в капилляре, был открыт Рейсом в 1807 г. Это есть частный случай термодинамической пары, подчиняющийся рассмотренным выше законам.

Расчеты и опыт показывают, что, например, при $\Delta\phi = 5$ кв, **d** = 0,2 мм, и $\Delta x = 10$ мм скорость электрического скольжения воды в пристеночном слое (в проводнике **b**) капилляра $\omega_b = 21,5$ мм/сек. Скорость ω_b от диаметра капилляра не зависит, а определяется только градиентом $\Delta\phi/\Delta x$ и свойствами вещества капилляра и жидкости. Сопротивление проводника **b** в упомянутом случае $R_{vb} = 2,18 \cdot 10^{12}$ н·сек/м⁵, а фильтрационнодвижущая сила (ФДС) пары $\delta p \cong \delta p_k = 1000$ н/м² = 10⁻² бар [4].

Предсказанная общей теорией электрофильтрация газа – это процесс значительно менее интенсивный, чем электрофильтрация жидкости. Например, при **d** = 8,7 мкм, $\Delta x = 20$ мм и $\Delta\phi$

= 1300 в через стеклянный капилляр переносится паров воды около 10^{-8} г/сек.

Электрофильтрация используется в технике для сушки влажных волокнистых и пористых материалов, для осушения и упрочнения фундаментов и грунтов, для интенсификации процессов обмена в живых организмах (§ 106) и т.д.

3. Диффузионнофильтрационная.

Фильтрационная жидкости под действием разности диффузионного потенциала $\Delta\mu_{дф} = \mu_{дф}'' - \mu_{дф}'$ есть не что иное, как известное явление осмоса, суть которого состоит в образовании разности давлений Δp_c по обе стороны от полупроницаемой перегородки, разделяющей два разных вещества или раствора.

В случае раствора разность Δp_c называется осмотическим давлением и определяется по закону Вант-Гоффа. Нетрудно показать, что закон Вант-Гоффа действует лишь при $d \leq \xi_0$; при $d > \xi_0$ фактическое значение Δp_c меньше расчетного.

Диффузионная фильтрация через капилляр газов происходит по схеме, изображенной на рис. 43 [4]. Экспериментальные данные П.В. Волобуева и П.Е. Суетина [4] подтверждают соответствие результатов наблюдений законам общей теории.

Интересную разновидность диффузионнофильтрационной пары дает опыт Планка. Если свинцовый стержень погрузить одним концом в ванну со ртутью, то последняя начинает подниматься вверх по стержню. На рис. 45 показаны результаты одного такого опыта со свинцовым стержнем диаметром $d = 3,6$ мм *. Движение пленки подчиняется законам фильтрационной пары и происходит под действием разности диффузион-

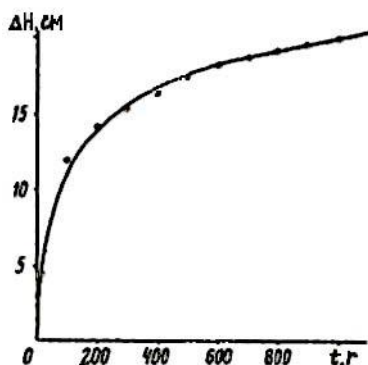


Рисунок 45 Зависимость высоты поднятия пленки ртути от времени.

* Из совместной работы автора с аспиранткой И.В. Стоичевой.

ных потенциалов. Эффект Планка очень похож на фонтанный эффект в гелии-II.

4. Поверхностнофильтрационная.

Явление капиллярности – подъем или опускание уровня жидкости под действием так называемых сил поверхностного натяжения – подчиняется законам поверхностнофильтрационной пары. В поверхностнофильтрационной паре циркуляция происходит благодаря испарению жидкости и конденсации пара на пристеночном и осевом участках мениска (рис. 46). При этом имеются две различные пары – одна образована пристеночным и осевым слоями жидкости (рис. 46, б и в), а вторая – жидкостью мениска и газом, соприкасающимся с мениском (рис. 46-г).

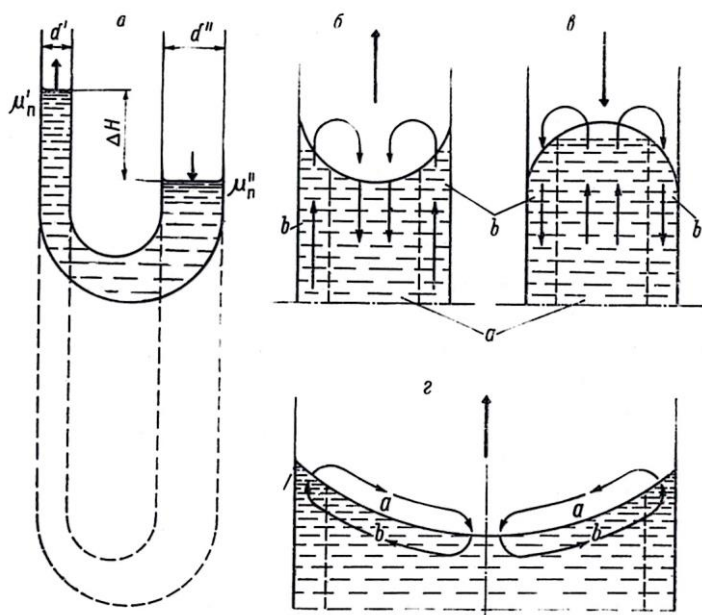


Рисунок 46 Схема поверхностнофильтрационной пары (а) и варианты циркуляции жидкости и пара в капилляре (б – смачивание; в – не смачивание) и вблизи мениска (г).

Вторая пара весьма интересна. Одной ее ветвью является газ, а второй – жидкость в поверхностном слое мениска. Спаями служат внешний контур мениска и осевая часть поверхности. В этих зонах осуществляется вечное макроскопическое

движение жидкости и пара. Более подробно об особенностях этой пары говорится в § 97 и 98.

Поверхностнофльтрационные пары играют важную роль в природе и широко используются на практике (действие фитилей, пропитка древесины, флотация руд и т.д.).

5. Вибро- поверхностнофльтрационная.

Создание дополнительной разности вибрационного потенциала $\Delta P_{вб} = P_{вб}'' - P_{вб}'$ позволяет сильно изменить количественную сторону всех эффектов, наблюдаемых в поверхностнофльтрационной паре. В частности, существенно возрастают все движущие силы пары, в том числе фиктивная Δp_c . Благодаря этому с помощью ультразвуковой вибрации удастся резко сократить время пропитки древесины (шпалы, сваи и т.д.) составами, повышающими ее стойкость, ускорить процессы экстракции (извлечения) веществ из сырья, интенсифицировать обмен в растениях и т.д.

6. Термо-электрофльтрационная.

При наличии разности термического ($\Delta T = T'' - T'$) и электрического ($\Delta \phi = \phi'' - \phi'$) потенциалов происходит алгебраическое суммирование эффектов, возникающих от каждой из этих разностей в отдельности. Справедливость правила аддитивности в данном случае следует из законов состояния и переноса, которые являются аддитивными законами.

7. Поверхностно-термо-диффузионнофльтрационная.

Пара с таким трудным названием возникает в металлургической отливке в период ее затвердевания. Капилляры образуются между растущими кристаллами. Жидкая фаза циркулирует под действием разностей поверхностного, термического и диффузионного потенциалов.

Этот эффект используется для поверхностного легирования отливки. Суть процесса легирования состоит в том, что на поверхность литейной формы наносится слой легирующей обмазки. В период затвердевания капилляры отливки и обмазки объединяются. Круговая циркуляция жидкой фазы насыщает поверхностный слой отливки нужным легирующим элементом.

§ 97. Формула Лапласа.

1. Вид формулы.

Известная формула Лапласа

$$\Delta p = \sigma[(1/r_1) + (1/r_2)] \quad \text{н/м}^2 \quad (830)$$

определяет дополнительное давление, возникающее под искривленной поверхностью жидкости. В этой формуле σ - коэффициент поверхностного натяжения, н/м; r_1 и r_2 - радиусы кривизны поверхности жидкости во взаимно перпендикулярных направлениях, м. Величина Δp определяет высоту поднятия (в случае смачивания) или опускания (при несмачивании) жидкости в капилляре.

2. Обсуждение формулы.

Выражение (830) основано на идее о существовании сил поверхностного натяжения. Согласно общей теории, формула (830) неполно и неточно отражает действительность.

Например, согласно формуле (830) величина Δp представляет собой фиктивную движущую силу $\Delta p_{c\infty}$ (определяется разностью уровней ΔH на рис. 46-а), предельное значение которой соответствует диаметру капилляра $d \leq \xi_0$. Выше этого значения величина Δp не может быть.

Согласно теории поверхностнофильтрационной пары, влажность должна изменять условия испарения и конденсации жидкости на мениске. Это должно отражаться на величине Δp . Опыт подтверждает этот вывод.

§ 98. Формула Стефана.

1. Вид формулы.

В 1882 г. Стефаном была выведена формула, с помощью которой определяется скорость испарения жидкости из капилляра. Формула выглядит следующим образом:

$$J_m = [(D\mu p_6)/(RTh)] \ln[(p_6 - p_c)/(p_6 - p_n)] \quad \text{кг/(м}^2 \cdot \text{сек)}, \quad (831)$$

где D - коэффициент диффузии;

μ - молекулярная масса;

p_6 - общее (барометрическое) давление воздуха;

R - газовая постоянная;

T – абсолютная температура;

h - расстояние от края капилляра до мениска жидкости в нем;

p_с - парциальное давление пара в окружающей среде;

p_п - парциальное давление пара у поверхности мениска жидкости.

Из формулы видно, что в данных конкретных условиях испарения удельный поток массы **J_m** обратно пропорционален высоте **h** заглубления мениска, т.е. в общем виде можно записать:

$$\mathbf{J_m = A/h} \quad \text{кг/(м}^2\cdot\text{сек)} \quad (832)$$

или

$$\mathbf{1/J_m = Bh} \quad (\text{м}^2\cdot\text{сек})/\text{кг}, \quad (833)$$

где

$$\mathbf{A = 1/B = [(D\mu p_6)/(RT)] \ln[(p_6 - p_c)/(p_6 - p_n)]}. \quad (834)$$

Величина **B**, по Стефану, постоянна. Следовательно, обратный поток **1/J_m** должен быть связан с высотой **h** уравнением прямой линии, проходящей через начало координат. Кроме того, из формулы (831) вытекает, что удельный поток **J_m** не зависит от диаметра капилляра.

2. Результаты экспериментов.

С целью проверки правильности формулы (831) были поставлены специальные опыты *. Результаты опытов приведены на рис. 47-51.

Опыты выполнены со стеклянными цилиндрическими капиллярами различных диаметров, помещенными в эксикаторы. Постоянными поддерживаются относительная влажность **φ**, температура **T** и давление **p** воздуха в эксикаторе. Относительная влажность устанавливается в пределах от 0 до 100% с помощью буферного раствора.

На рис. 47 представлены очень характерные кривые, соответствующие влажности **φ = 100%**. Скорость понижения уровня воды в капилляре уменьшается с увеличением диаметра **d** и обращается в нуль, когда **d** становится равным диаметру ванны с буферным раствором (в данном случае водой).

О роли диаметра капилляра при испарении влаги можно судить по графику, изображенному на рис. 48. Из рис. 48 видно, что при любом данном заглублении мениска скорость испа-

* Из совместной работы автора с аспиранткой Н.Е. Волковой.

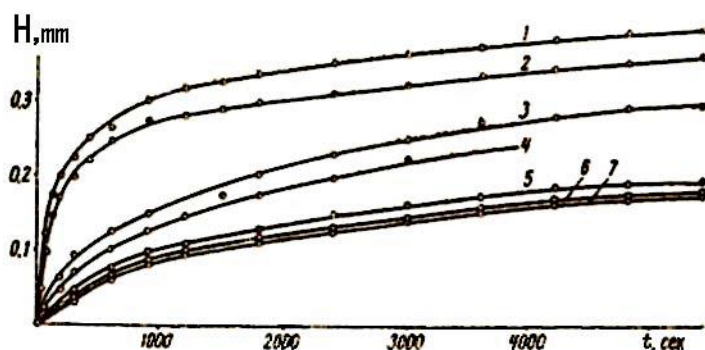


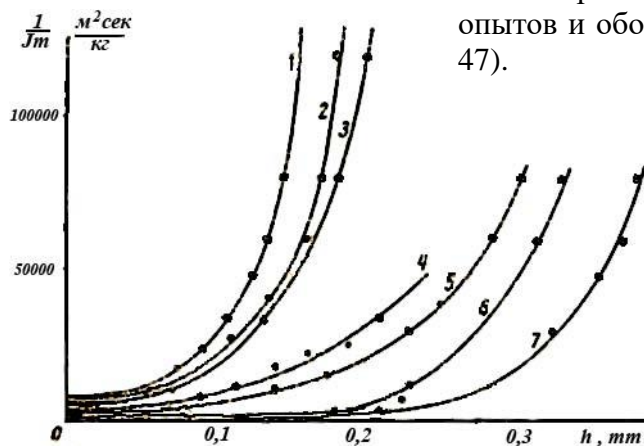
Рисунок 47 Понижение уровня воды в капилляре со временем ($\varphi = 100\%$):

1 – диаметр капилляра $d = 54$ мкм; 2 – 69; 3 – 168; 4 – 450; 5 – 830; 6 – 1200; 7 – 1600.

рения резко повышается с уменьшением диаметра d капилляра. Еще нагляднее эта зависимость представлена на рис. 49, где J_{m0} есть скорость испарения, взятая для начального момента времени ($t = 0$, $h = 0$).

Графики 50 и 51 характеризуют зависимость обратного потока массы от заглубления мениска для различных влажностей и диаметров капилляров. При $\varphi = 100\%$ диаметр сильно сказывается на величине обратной скорости испарения, при $\varphi = 0$ все диаметры дают практически одинаковую скорость испарения. Следует однако отметить, что в других сериях опытов при нулевой влажности наблюдалось заметное влияние диаметра на скорость испарения.

Рисунок 48 Зависимость скорости испарения от расстояния до мениска (условия опытов и обозначения те же, что и на рис. 47).



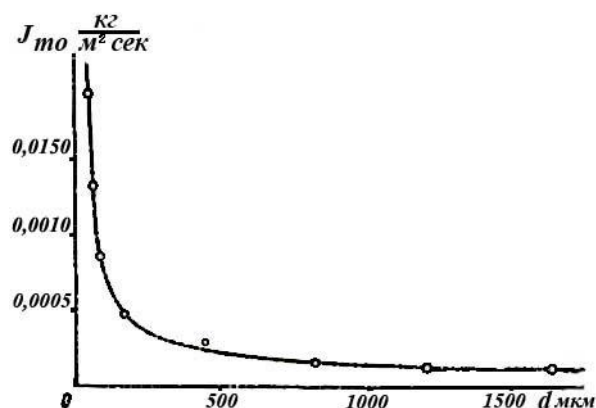


Рисунок 50 Влияние диаметра капилляра на начальную скорость испарения воды ($\varphi = 100\%$).

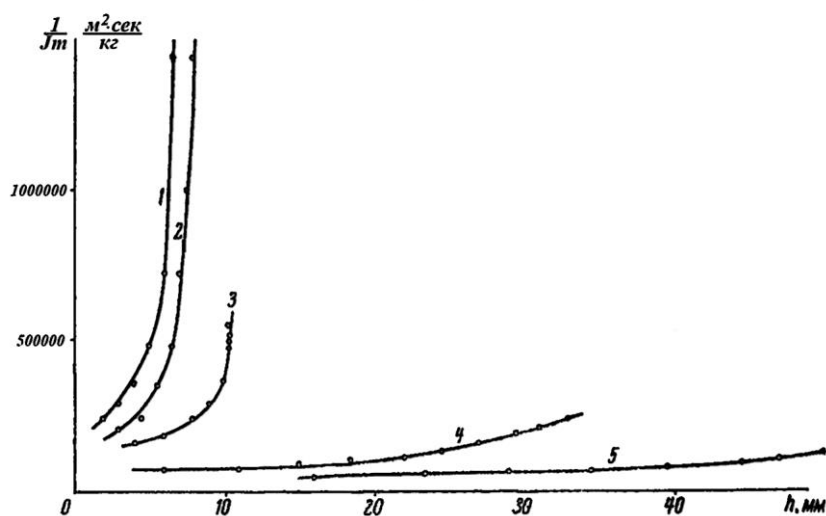


Рисунок 49 Зависимость обратного удельного потока массы от заглубления мениска ($\varphi = 100\%$):

1 – диаметр капилляра $d = 1600$ $μкм$; 2 – 1200; 3 – 830; 4 – 450; 5 – 168; 6 – 69; 7 – 54.

3. Обсуждение результатов.

Прежде всего отметим, что линейная зависимость (833) опытом не подтверждается. Из рис. 50 и 52 видно, что во всех

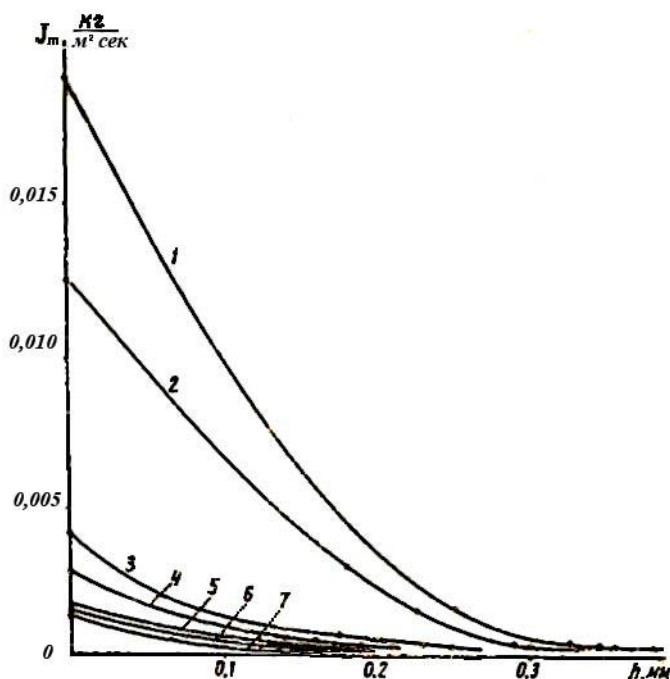


Рисунок 51 Зависимость обратного удельного потока массы от заглубления мениска (для кривых 1-4 влажность $\varphi = 100\%$, для кривой 5 - $\varphi = 0$):
1 - $d = 2,6$ мм; 2 - 1,15; 3 - 0,2; 4 - 0,12; 5 - для всех четырех диаметров

случаях получается сложная кривая, даже отдаленно не напоминающая прямую линию. Она не проходит через начало координат, ибо для этого начальная скорость испарения должна быть равна бесконечности, что практически не реализуется.

Кроме того, из рисунков видно скорость испарения при относительной влажности окружающей среды $\varphi = 100\%$ сильно зависит от диаметра d капилляра. С уменьшением d удельный поток J_m возрастает в десятки и сотни раз.

Таким образом, из экспериментов следует, что формула (831) неправильно отражает явление. Это объясняется тем, что физические посылки, положенные в основу ее вывода, не соответствуют действительным условиям испарения жидкости из капилляров. Фактические условия испарения определяются теорией термодинамической пары. В частности, не имеет физического смысла величина p_n , так как над поверхностью мениска происходит сложная циркуляция пара: он покидает пристеночную зону мениска (там давление пара выше) и конденсируется в осевой (где давление пара ниже). С уменьшением диаметра капилляра существенно возрастает относительная роль (площадь) пристеночной зоны мениска по сравнению с осевой.

В результате с уменьшением **d** резко возрастает общая скорость испарения жидкости из капилляра, т.е. скорость переноса пара из капилляра на плоское зеркало ванны эксикатора. Если под насыщенным паром ($\varphi = 100\%$) понимать пар, находящийся над плоским зеркалом жидкости (парциальное давление этого пара обозначено через **p_c**), то над пристеночной поверхностью мениска жидкости в капилляре парциальное давление пара окажется много больше **p_c**.

Необходимо отметить, что явление термодинамической пары отражается не только на скорости испарения жидкости из капилляра, но также и на многих других характеристиках процесса. В частности, заметно изменяется (уменьшается) теплота парообразования.

Были поставлены специальные опыты, в которых сравниваются скорости испарения и температуры двух небольших объемов жидкости, заключенных в сосуде Дюара *. В одном сосуде жидкость испаряется со свободной плоской поверхности, во втором – из капилляров. Во всех опытах отмечено более интенсивное испарение жидкости (вода, бензол, спирт и т.д.) из капилляров по сравнению со свободной поверхностью, причем теплота парообразования оказалась меньше в первом случае, чем во втором. Во всех опытах суммарные площади испарения, температура и давление (применялся вакуум) окружающей среды были одинаковыми для обоих сосудов. В качестве капилляров использовались шотовские фильтры, вата и т.д.

§ 99. Диффузионные пары.

1. Термодиффузионная.

Если соединить концами два родственных тела **a** и **b**, то под действием разности температур $\Delta T = T'' - T'$ в замкнутой цепи (рис. 40) возникает круговая диффузия третьего вещества, играющего роль второго заряда.

Термодиффузионные явления широко применяются для разделения газов и т.д.

2. Электродиффузионная.

* Из совместной работы автора с аспирантом Ю.А. Волковым.

Циркуляцию (диффузию) третьего вещества под действием разности электрических потенциалов $\Delta\varphi = \varphi'' - \varphi'$ можно наблюдать, например, в жидкостной паре, состоящей из воды (проводник **a**) и эфира (проводник **b**). Третье вещество краситель родамин С) вводится на поверхность раздела воды и эфира. О циркуляции судят по распространению фронта красителя. Чтобы отличить процесс электродиффузии от процесса обычной диффузии, сравнивают две пары, в одной из которых $\Delta\varphi = 0$.

§ 100. Прочие пары.

1. Химикозлектрическая.

В химикозлектрической паре происходит круговая циркуляция электрического заряда под действием разности химических потенциалов $\Delta\mu = \mu'' - \mu'$. Для получения этой разности один или оба проводника **a** и **b** должны иметь неодинаковый химический состав по длине. По этому принципу работают гальванические элементы и электрические аккумуляторы.

Например, в простейшем гальваническом элементе, который состоит из цинковой и медной пластин, погруженных в серную кислоту, роль проводника **a** играют цинк (участок **a''**) и медь (участок **a'**), а роль проводника **b** - кислота. В элементе Даниэля проводник **b** содержит два участка: первый (**b''**) состоит из цинка, второй (**b'**) – из медного купороса. Похожее принципиальное устройство имеет элемент Лекланше [4, 5].

2. Прочие пары.

Различные тела природы располагают бесчисленным множеством степеней свободы. Это позволяет создавать самые разнообразные термодинамической пары и осуществлять с их помощью всевозможные процессы преобразования, сопровождаемые большим количеством эффектов, которые могут найти практическое применение. В настоящее время известны и используются лишь очень немногие пары и эффекты. Общая теория позволяет конструировать термодинамической пары с наперед заданными свойствами.

Глава XIII. Кибернетическое движение.

§ 101. Особенности явления.

1. Общие соображения.

В классификации усложняющегося движения за термодинамической парой следует разрыв. Пока неизвестны те звенья цепи, которые последовательно приводят к **кибернетическому явлению**. Здесь это явление рассматривается очень кратко, упоминаются лишь главные характерные черты, поднимающие его на более высокую ступень организации (эволюции) движения. Вместе с тем из этого рассмотрения можно уловить намек на то, какие формы движения следует считать более простыми и какие – более сложными.

Не исключено, что за термодинамической парой следует явление **управления** движением **с прямой связью**. Эта примитивная форма управления имеется во всех более сложных явлениях, но ее нет в термодинамической паре. Термодинамическая пара функционирует по заранее заданной программе, определяемой разностью потенциалов ΔP_1 и структурой пары.

Не исключено, что за кибернетической формой движения следует **явление самоорганизации**, связанное со способностью системы приспосабливаться в окружающей среде.

2. Управление с обратной связью.

Собственно кибернетическим явлением (движением) будем называть **управление с обратной связью**. Эта форма движения включает в себя все более простые, в том числе управление с прямой связью. В свою очередь кибернетическое движение входит во все более сложные, в том числе в явление самоорганизации, в биологическое и социальные явления и т.д. Суть рассматриваемой формы движения (и происхождение ее названия) заключается в следующем.

Кибернетика – это наука об управлении. Она имеет дело с системами управления, которые в принципиальных своих чертах схожи как в технических устройствах, так и в живом организме и обществе.

Основным понятием кибернетики является система управления, состоящая из управляющего и управляемого (исполнительного) устройств (органов) и линий связи между ними (рис. 52, а и б). Управляющее устройство посылает сигнал (командную информацию) управляемому органу. Информация об ответном действии последнего на выходе передается по другому каналу связи в то же командное устройство. В нем полученная информация перерабатывается, вследствие чего может последовать корректирующая или новая команда. Все управление осуществляется по определенной заранее намеченной программе. Кроме того, командное устройство может накапливать ин-

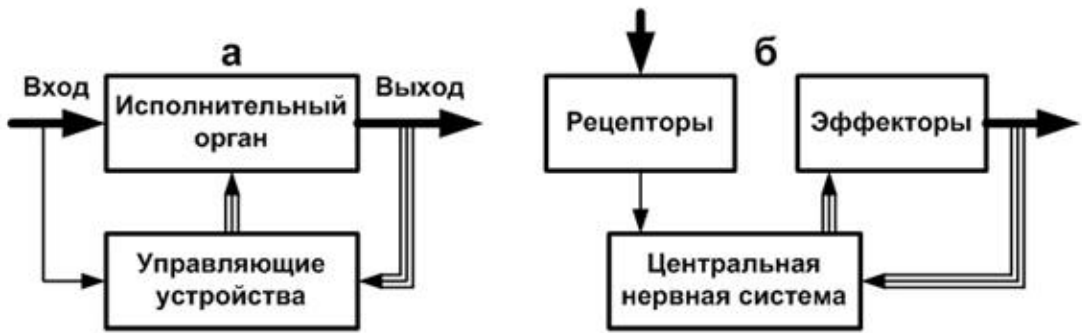


Рисунок 52 Схемы систем управления.

формацию о действиях исполнительного органа и их последствиях и учитывать ее в своих дальнейших распоряжениях – по этому принципу работают самообучающиеся кибернетические машины.

Принципиальной особенностью кибернетических систем является наличие обратной связи между выходом из исполнительного органа, управляющим и исполнительным устройствами (на рис. 52 линии обратной связи отмечены тройными линиями). Этим они отличаются от примитивных систем управления, когда действует только прямая связь – от входа на выход исполнительного органа. Примерами примитивной системы управления могут служить управление двигателем сгорания – путем открывания или закрывания дроссельной заслонки, управление подданными в деспотическом государстве и т.д. Примерами кибернетическими системами управления служат центробежный регулятор Уатта, живой организм, демократиче-

ское общество и т.д. В первом случае регулятор получает информацию от оборотах вала паровой машины и в соответствии с этим прикрывает или открывает заслонку на паропроводе, во втором – мозг посылает команду эффекторам, например рукам, те ее выполняют, информация о выполнении через рецепторы, например глаза, вновь поступает в мозг (рис. 52-б) и т.д.

§ 102. Теория информации.

1. Роль информации.

Из сказанного ясно, что в кибернетической форме движения центральную роль играют процессы переноса, хранения и переработки информации, изучаемые в теории информации. Информация передается по прямому и обратному каналам связи, хранится и перерабатывается в органе управления.

Успех применения на практике исключительно эффективных методов кибернетики в значительной мере зависит от правильного решения основных проблем теории информации.

2. Законы, которым подчиняется информация.

С точки зрения общей теории информационная элементарная форма движения (§ 10 и 90) ничем не отличается от других элементарных форм. Поэтому процессы переноса, хранения и переработки информации подчиняются всем рассмотренным выше законам.

Заряд информации является параметром состояния и объектом переноса. Перенос заряда происходит под действием разности потенциалов информации. Работа и энергия информации определяются с помощью уравнения закона сохранения энергии. Информационное состояние (потенциал информации) системы определяется уравнением закона состояния – через емкость системы по отношению у заряду информации. Перенос заряда происходит в соответствии с уравнением закона переноса. Взаимное влияние между информационными, термическими, электрическими, магнитными, диффузионными, химическими и другими явлениями описывается соотношениями закона взаимности. Потери информации при переносе заряда характеризуются законом диссипации. Потери (утечка) информации при ее хранении в емкости обусловлены наличием недостаточно совершенной изоляции. Для повышения потенциала

информации надо пользоваться приемами, которые обычно применяются в аналогичных ситуациях для повышения температуры, давления, электрического потенциала и т.д. В качестве потенциала информации могут служить известные функции Шеннона, Винера и т.д. (как показано Эшби, между функциями Шеннона и Винера нет принципиальной разницы).

Предлагаемое толкование информационных явлений ставит их в один ряд с другими физическими явлениями. Это позволяет пользоваться в теории информации весьма общим и чрезвычайно эффективным аппаратом, который устраняет многие неясности, вызванные прежним подходом, и раскрывает новые свойства информации.

Глава XIV. Биологическое движение.

§ 103. Характеристика явления.

1. Об особенностях движения.

Биологическое явление более сложное чем все предыдущие. Оно включает в себя эти предыдущие формы движения, но что предшествует биологическому явлению – этого сказать нельзя. Не исключено, что в классификации движения перед биологической формой стоит явление самоорганизации, а за нею следует человеческое общество. Пока невозможно также указать на специфические законы, которые характерны именно для биологического явления: эти законы неизвестны.

Весьма важно, что биологическая форма движения содержит все более простые формы и, следовательно, подчиняется их законам. Это значит, что при изучении биологического движения **могут и должны** использоваться все законы физики, химии, термодинамики и т.д. [26]. Но при этом не следует упускать из виду, что каждая сложная форма движения располагает своими специфическими законами, без знания которых **нельзя** понять особенностей этой формы. Анализ, выполненный в предыдущих главах, показал это с большой определенностью. Заслугой общей теории является то, что она предложила классификацию усложняющегося движения и внесла ясность во все эти вопросы. Это должно стимулировать дальнейшие поиски.

Из сказанного следует, что не соответствуют действительности две весьма распространенные крайние точки зрения. Согласно первой точке зрения, биологическую форму движения надо изучать только на основе законов физики и химии. Если учесть, что эти законы обычно не выходят за пределы формы движения взаимодействия тел и, кроме того, до разработки общей теории совокупность этих законов была далеко не полной, то станет ясно, что первая точка зрения является очень ограниченной. Ее обычно придерживаются представители точ-

ных наук. Биологам эта точка зрения должна представляться весьма наивной.

С другой стороны, незнание специфических законов биологического движения и невозможность эффективно использовать законы физики и химии для его изучения привели ко второй точке зрения. Она в противоположность первой отвергает пригодность точных наук для изучения биологических объектов.

Как видим, истина лежит где-то в стороне от этих точек зрения. Биологические объекты можно достаточно подробно познать только путем объединения законов, характерных для всех форм движения, стоящих на лестнице усложняющихся явлений ниже биологического. Но при этом надо понять также смысл самой биологической формы движения. Возможно, что ключ к разгадке этой тайны природы лежит в тех замечательных исследованиях, которые привели к расшифровке кода наследственной информации и синтезу гена.

2. Постановка задачи.

Необыкновенно широкие перспективы общая теория открывает перед биологией. Живой организм представляет собой нестационарную неравновесную самоорганизующуюся (самообучающуюся) систему, способную к самовоспроизводству. Ее только в первом приближении можно рассматривать как стационарную и никогда – как равновесную. Поэтому с помощью понятия энтропии было невозможно сколько-нибудь серьезно углубиться в биологические проблемы.

Ниже рассматривается несколько конкретных примеров анализа методами общей теории процессов функционирования живого организма. Разумеется, речь идет не о специфических законах биологического движения, а о применении к живым организмам законов, характерных для более простых явлений.

Живой организм содержит слишком большое количество весьма компактных элементов со слишком многочисленными связями между ними. Однако это может только затруднить, но не сделать невозможным детальное изучение всех этих элементов и связей. Анализ показывает, что природа обходится крайне ограниченными средствами для создания бесконечного разнообразия организмов. Это очень облегчает классификацию применяемых средств и групповое изучение их свойств. В частности, круг используемых природой сложных форм движения ограничен теми, которые были рассмотрены в предыдущих

главах. Ниже подробно говорится о некоторых из этих форм, в том числе об элементарных, а также о термодинамической паре и о ее роли в процессах обмена. Начнем с анализа ощущений, которые были условно отнесены к числу элементарных ощущательных форм движения.

§ 104. Связь ощущений.

1. Об ощущательных формах движения.

В § 10 введены элементарные ощущательные формы движения на том основании, что они подчиняются законам общей теории, в частности, закону состояния. Этот закон позволяет с качественной и количественной стороны исследовать бесчисленные связи между всеми формами движения., в том числе ощущательными.

Если рассматривать начальное звено в цепи каждого ощущения, то станет ясно, что оно всегда может быть сопоставлено с каким-либо элементарным воздействием на рецептор. Это воздействие по природе похоже на другие элементарные формы движения и способно взаимодействовать с ними. Все это служит основанием выделить ощущательные формы движения в особую группу. Во всяком случае такой подход дает массу полезных результатов и объясняет многие наблюдаемые в природе закономерности.

2. Связь ощущений.

Человек давно наблюдал различные факты проявления связей между ощущениями. Общая теория дает возможность поставить вопрос их изучения на строгие научные основания.

Имеющиеся связи можно подразделить на внешние (между группой ощущательных и другими формами движения), внутренние (в пределах группы ощущательных форм движения) и локальные (в пределах одной ощущательной формы движения от действия разных раздражителей).

Примером первого типа (внешних) связей может служить воздействие электрической, термической и т.д. форм движения на вкусовую. Каждая хозяйка знает, например, что если посолить по вкусу в горячем состоянии, то в холодном пища окажется пересоленной. Более резко проявляется действие электрической формы движения.

Примером связей второго типа (внутри группы ощущательных форм движения) большое множество. Некоторые из них находят практическое применение. В частности, благодаря связям между зрительным и слуховым ощущениями на музыкальных концертах свет не гасят полностью: световые ощущения помогают звуковым восприятиям. Соответствующие связи используются также при создании цветомузыки – определенные звучания оркестра сопровождаются соответствующими цветовыми сигналами на экране и т.д.

Примером связей третьего типа (локальных) является изменение характера зрительного восприятия данного цвета под влиянием других (сопутствующих) цветов. Этот пример подробно разбирается ниже.

Физиологи и психологи давно пытались найти объяснение наблюдаемым связям, однако по понятным причинам дальше общих рассуждений они пойти не могли. Закон состояния (переноса) дает возможность количественно изучить существующие потоки увлечения и характер их воздействия на ощущения и психику и таким образом научиться управлять эмоциональным состоянием человека.

§ 105. Взаимодействие зрительных ощущений.

1. Кибернетический колорист.

Блестящим практическим приложением общей теории к ощущательным формам движения является изобретение английской фирмой Ай-Си-Ай электронного колориста, который в течение полминуты очень точно составляет всего из трех имеющихся на фабрике недорогих красок краситель для тканей любого нужного цвета. Эта проблема большой практической важности, ибо на глаз очень трудно подобрать цвет, соответствующий исходному образцу. К тому же на фабрике может оказаться в наличии какой-либо из красок, рекомендованных художником.

2. Количественные соотношения.

Необходимые количества ΔC_1 , ΔC_2 и ΔC_3 трех основных красок находятся из уравнений состояния:

$$\Delta C_1 = A_{11}\Delta X + A_{12}\Delta Y + A_{13}\Delta Z; \quad (835)$$

$$\Delta C_2 = A_{21}\Delta X + A_{22}\Delta Y + A_{23}\Delta Z; \quad (835)$$

$$\Delta C_3 = A_{31}\Delta X + A_{132}\Delta Y + A_{33}\Delta Z, \quad (835)$$

где ΔX , ΔY и ΔZ – координаты цветности, полученные с помощью колориметра, в котором образец рассматривается через светофильтры, соответствующие цветам трех имеющихся красок (например, красной, желтой и синей). В вычислительную машину вводятся также коэффициенты отражения и поглощения ткани и красок. Окончательный цвет ткани контролируется с помощью того же колориметра. Одна машина может обслуживать десятки красильных предприятий, телеграфирующих заказы на расчет в виде цифр.

Уравнение состояния (835) является частным случаем общего уравнения закона состояния. Оно отражает взаимное влияние в пределах зрительного восприятия цветовых ощущений от трех различных красок.

§ 106. Управление процессами обмена.

1. Общие соображения.

Наличие у любого тела большого ансамбля связанных форм движения позволяет влиять на все процессы, происходящие в организме, в том числе на процессы обмена, с помощью степеней свободы, которые самим организмом не используются или используются не в той мере, как этого бы хотелось.

Очень многие процессы обмена основаны на принципе работы термодинамической пары. Например, З.Ф. Слезенко в очень тонких экспериментах измерил в различные часы дня температурное поле древесного листа и показал, что газовый обмен в листе происходит по законам термической фильтрации с наложением на нее эффекта разделения. Автором этой книги установлено, что транспорт питательных веществ в капиллярах растений также происходит по законам термодинамической пары. По тем же законам в стенках капилляров кровеносных сосудов кислород обменивается на углекислый газ и наоборот. При этом решающую роль играет эффект разделения. Этот же эффект обеспечивает всасывание питательных веществ стенками кишечника и т.д.

Обмен, подчиняющийся законам термодинамической пары, легко интенсифицируется (или ослабляется) посредством воздействия электрической, вибрационной, термической, магнитной и другими формами движения. Приведем несколько конкретных примеров.

2. «Электрические» сады и огороды.

С помощью электрического воздействия – создания разности электрических потенциалов в несколько вольт – сильно интенсифицируется транспорт питательных веществ в капиллярах растений и таким образом ускоряется вызревание, увеличиваются размеры плодов и т.д. Напомним, что, согласно теории термодинамической пары, скорость фильтрации пропорциональна не разности, а градиенту потенциала. Здесь не затрагивается вопрос о влиянии электризации на живую клетку – это вопрос более сложный, требующий особого рассмотрения.

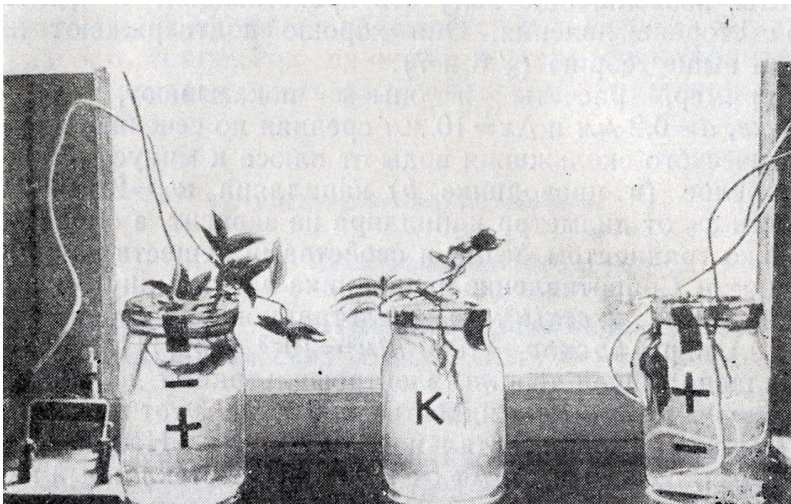


Рисунок 53 Действие электрического тока различного направления на рост цветка (контрольный цветок в середине).

Например, описанным способом автор в 4 раза ускорял распускание почек и рост листьев на ветвях тополя. Отрицательный электрод подключается к концу (вершине) ветки, а положительный – к основанию. При этом питательные вещества нагнетаются электрофильтрационной парой в направлении от основания к вершине, естественный перенос веществ усиливается искусственным. Переключение электродов на обратное приводит к замедлению или полному прекращению роста, так как естественный перенос либо тормозится, либо подавляется вовсе. Слишком большая разность потенциалов убивает растительные клетки при любом расположении электродов.

В качестве примера на рис. 53 приведена фотография, отражающая рост одинаковых веток цветка *Tradescantia* (се-

мейство коммелиновых, ампельное растение) под действием разности электрических потенциалов около 4 в. Один платиновый электрод введен в вершину цветка, другой – погружен в воду. О направлениях тока можно судить по знакам «+» и «-» на сосудах. Правый цветок погиб, левый растет значительно интенсивнее контрольного. В условиях сада и огорода автор таким способом значительно интенсифицировал рост и вызревание яблок (были испытаны сорта: Белый налив, Пепин шафранный, Ранний ранет), крыжовника, смородины (черной и красной), ревеня, лука и т.д.

В Америке этот метод начали применять на практике для ускорения вызревания и увеличения размеров плодов цитрусовых.

3. «Музыкальные» сады и огороды.

Не менее интересны опыты по воздействию на процесс обмена вибраций. Физическая суть этого воздействия стала ясной лишь после разработки теории термодинамической пары. Вибрационная степень свободы входит в состав большинства ансамблей, поэтому с ее помощью резко интенсифицируется фильтрация жидкости и газа в паре, а следовательно, и процессы обмена в организме.

В Китае давно было замечено, что цветы «любят» музыку (быстрее и лучше растут, цветут и т.д.), причем они «предпочитают» не какофонию, а симфонические (мелодичные) произведения. В этом нет никакой мистики. Звуковые вибрации определенной частоты (оптимальная частота зависит от диаметра и длины капилляров, свойств стенок и т.д.) ускоряют фильтрацию (жидкостный и газовый обмен). Какофонический концерт содержит недостаточно звуков нужной частоты, мелодичный же обеспечивает большую длительность воздействия вибраций на обмен.

Еще лучше поступил один американский фермер, поместив на краю своего поля динамики, звучащие от зуммера определенной частоты. Первые же опыты дали увеличение урожая злаковых на несколько десятков процентов.

На растения можно воздействовать также с помощью других степеней свободы, влияющих на ансамбль. В частности, на характер роста влияет магнитное поле и т.д.

4. Животный организм.

Все перечисленные степени свободы влияют также и на животных. Но при этом надо учитывать, что в общем случае воздействие оказывается многосторонним и иногда бывает трудно сказать, чего больше – пользы или вреда.

Например, следует считать перспективным метод ускорения под действием разности электрических потенциалов известкования (заживления) костей после переломов и хирургических операций у животных и людей.

Что касается вибраций, то они очень сильно воздействуют на живой организм. В определенном диапазоне частот и при небольшой их интенсивности они могут доставлять удовольствие (музыка). При большой интенсивности вибрации действуют на организм губительно. Особенно вредны вибрации высокой частоты. Их используют, например, для уничтожения микробов. Вибрации сравнительно низкой частоты также оказывают влияние на функционирование животного организма. В частности они интенсифицируют деятельность пищеварительного тракта. Это хорошо знакомо каждому, кто совершал длительные путешествия в поезде.

Любопытно отметить, что фазовая степень свободы (испарение влаги) широко используется организмом для регулирования теплового режима при повышенных температурах среды. Принято считать, что в условиях относительной влажности окружающего воздуха $\phi = 100\%$ испарения не происходит, в результате чего организм перегревается. На самом деле испарение прекращается лишь с плоской свободной поверхности воды (§ 98). Из капилляров кожи испарение происходит даже в условиях полного насыщения воздуха влагой. При этом поглощаемая теплота испарения охлаждает организм.

Как видим, возможности воздействия на живой организм с помощью методов, вытекающих из общей теории, неограниченны.

§ 107. Функционирование живого организма.

1. Воздействие на наследственность организма.

Для биологии кардинальным вопросом является возможность искусственного воздействия на наследственность организма (гены). Вначале господствовала точка зрения (Ламарк),

что наследственность изменяется под влиянием окружающей среды по принципу: жирафа старательно вытягивала шею и от этого ее шея со временем, в процессе эволюции, стала длинной. Затем была принята точка зрения (Мендель), согласно которой наследственность зависит только от генов, приобретенных от родителей, окружающая среда роли не играет, она на наследственность повлиять не может.

Впоследствии было обнаружено, что гены изменяются под действием радиоактивного излучения – появляются мутации (отклоняющиеся от нормы признаки организма), передаваемые по наследству. Действие излучения на гены можно сравнить со стрельбой из пушек по воробьям – слишком много разрушений причиняет оно генам. Именно поэтому соответствующие изменения в организме сразу бросились в глаза.

Как видим, это открытие внесло новый аспект в вопрос о влиянии окружающей среды на наследственность. Оказывается, окружающая среда все же влияет, но для этого надо воздействовать не на отдельные тела, а на гены, являющиеся носителями наследственности.

Не так давно был открыт более «мягкий» способ воздействия на гены – химический, он не столь разрушительный, как лучевой, поэтому его заметить было труднее.

Нетрудно сообразить, что на гены со стороны окружающей среды можно воздействовать всеми теми степенями свободы, которые входят в состав генного ансамбля (это – химическая, термическая, механическая, электрическая, магнитная, волновая, вибрационная и многие другие). Количественная сторона воздействия (иногда очень слабо заметного) определяется свойствами генного ансамбля и ролью в нем отдельных степеней свободы.

Таким образом сближаются непримиримые до сих пор точки зрения на влияние окружающей среды на наследственность. При этом вопрос переносится в новую плоскость: проблему следует понимать не в наивном смысле вытягивания шеи, а более глубоко, рассматривая характер воздействия окружающей среды на носители наследственности – гены.

2. Принудительная тренировка.

Из сказанного ясно, что данный организм, обладающий определенными наследственными признаками (генотип), изменить трудно. Но зато существуют неограниченные возможности для воздействия на приобретаемые признаки организма (фено-

тип). Имеются многочисленные и очень показательные примеры, которые дает практика индийских йогов, китайская и тибетская медицина.

Анализ показывает, что общий принцип диалектики – единства и борьбы противоположностей – находит воплощение во многих законах природы. В частности, он отражен в принципе притяжения и отталкивания, в стремлении тел к равновесию и к нарушению равновесия, в существовании зарядов и антизарядов и т.д. Решающую роль он играет также в вопросах жизнедеятельности организма. С его помощью могут быть объяснены многие явления жизни, а также разработаны методы эффективнейшего воздействия на фенотип. Соответствующая теория развивается В.Г. Земцовым, который называет ее теорией принудительной тренировки.

Развитие организма происходит в результате его взаимодействия с окружающей средой. Организм всегда находится в состоянии более или менее устойчивого равновесия. Воздействие среды нарушает это равновесие и приводит к количественной и качественной перестройке организма. Последующие воздействия происходят при другом более высоком уровне устойчивого равновесия.

Таким образом, в организме имеется явно выраженная тенденция к установлению равновесия, к ослаблению деятельности, к комфорту. Внешняя среда принуждает организм нарушать равновесие. Это интенсифицирует деятельность, нарушает условия комфорта и ведет к развитию организма, усовершенствованию его приспособительных функций. Аутогенная тренировка – это одна из форм принудительного воздействия на организм через психическую сферу.

Вся система физического и умственного воспитания строится именно на принудительной тренировке. Этому способствуют выполнение наперед задаваемых планов, активный труд и т.п. Выключение из сферы труда и активной деятельности может привести к преобладанию тенденции к установлению равновесия, в результате чего происходит быстрое угасание организма. Таких примеров очень много – после ухода на пенсию и прекращения всякой работы человек быстро теряет форму и выходит из строя.

По теории В.Г. Земцова, метод принудительной тренировки позволяет эффективно решать проблему здоровья, долголетия и т.д. Анализ показывает, что в вопросах долголетия в конечном итоге решающим оказывается фактор принудитель-

ной (но разумной) тренировки организма (закалка упражнениями, холодом, теплом и т.д.).

3. Энтропия и жизнь.

Общая теория позволяет развеять некоторые заблуждения, возникшие в связи с попытками применить энтропию для изучения процессов функционирования живого организма. Больше всего недоразумений возникло в связи с отождествлением энтропии Клаузиуса с «энтропиями» Больцмана и Шеннона (§ 57).

Энтропия Больцмана записывается следующим образом:

$$S = k \ln \omega_i + \text{const} \quad \text{дж/град,}$$

где **k** - константа Больцмана, дж/град;

ω_i - вероятность некоторого события, определяемая относительной частотой его появления.

Величина

$$\omega_i = \lim(N_i/N) \text{ при } i \rightarrow \infty$$

где **N_i** - число благоприятных событий - случаев, например, установления **i**-того состояния системы;

N - полное число событий (измерений).

При большом числе **N** (например, оно может определять количество атомов, входящих в состав живой клетки) вероятность осуществления какого-либо определенного состояния (например, соответствующего живой клетке) крайне незначительна. Отсюда был сделан вывод о том, что во Вселенной жизнь встречается исключительно редко. Выше уже говорилось об ошибочности этого вывода. Его пороки обусловлены неправомерностью отождествления энтропии Клаузиуса с «энтропией» Больцмана. Заметим, кстати, статистическое толкование энтропии (с помощью формулы Больцмана) лежит в основе статистической термодинамики.

«Энтропию» Шеннона обычно записывают в виде [см. формулу (87)]

$$P_H = - \sum p_i \log_2 p_i \quad \text{бит.}$$

На основе отождествления энтропии Клаузиуса с «энтропией» Шеннона сегодня делаются многочисленные выводы о свойствах живых организмов (в частности, о грани между живой и неживой природой), мышления (в том числе о невозможности искусственного осуществления мыслящих устройств, о том, где начинается мышление в цепи неживая природа - растение - животное - человек), общества и т.д. Некоторые авторы

приходят к заключению о том, что в явлениях информации, а следовательно, в мышлении (и в обществе), которое имеет дело с информацией, и, значит, в живом организме, который порождает мышление, определенные процессы протекают с уменьшением энтропии Клаузиуса, т.е. в направлении, обратном тому, которое наблюдается в окружающей нас неживой природе (на такую мысль их прежде всего наталкивает знак минус перед логарифмом в «энтропии» Шеннона). Иными словами, они предполагают, что в живом организме не действуют известные физические и химические законы. В частности, в этом предположении они видят ключ к разгадке тайны Вселенной о том, где конденсируется (вновь приобретает высокий потенциал) рассеиваемая в мировом пространстве лучистая энергия (роль такого конденсатора приписывается ими растительному покрову планеты).

Этому заблуждению способствует то обстоятельство, что в свое время Шредингер ввел понятие отрицательной энтропии N_s («негаэнтропия»), которая равна энтропии S со знаком минус.

$$N_s = - S \quad \text{дж/град.}$$

В действительности упомянутые выводы есть следствие недоразумения, вызванного ошибочным отождествлением различных по физической природе понятий, которым придана похожая форма словесного и отчасти аналитического выражения. Так, например, все три рассмотренные энтропии – Клаузиуса, Больцмана и Шеннона – относятся к совершенно различным явлениям: первая характеризует макрофизические свойства системы (термическую форму движения) в условиях равновесия, вторая – процессы обмена между гипотетическими микро-частицами (грубо говоря, кинетическую форму движения), а третья – вероятность осуществления определенных событий (информационную форму движения). Поэтому выводы, основанные на их отождествлении, оказываются неверными. В частности, нельзя рассматривать знак минус в «энтропии» Шеннона как свидетельство того, что они протекают в обратном (по сравнению с остальными) направлении. Более того, «проблемы минуса» на самом деле вообще не существует, так как этот знак поставлен именно потому, что произведение $p_i \log_2 p_i$ всегда отрицательно. В результате функция Шеннона S положительна.

Негаэнтропия Шредингера принципиально ничего нового по сравнению с энтропией не содержит. Это просто удобный прием для более наглядного описания некоторых явлений. Ведь

не составляет труда процессы теплообмена рассматривать не в терминах переноса теплоты, а в терминах переноса холода, причем холод есть минус теплота. Означает ли такая новая терминология, что с момента ее принятия все процессы теплообмена фактически пойдут в обратном направлении? Нет, конечно. Процессы остаются теми же самыми, но условные потоки теплоты и холода имеют противоположные направления. Сказать: «Теплота отводится от тела» – это то же самое, что сказать «Холод подводится к телу». Другое понимание негизэнтропии, в том числе применительно к живым организмам, теряет всякий смысл.

Термодинамический анализ показывает, что накапливаемая в растениях энергия не раскрывает никаких тайн Вселенной. Об обратном ходе процесса (с уменьшением энтропии Клаузиуса) при накоплении солнечной энергии нельзя говорить в такой же мере, в какой нельзя этого делать, например, при рассмотрении простейших процессов плавления твердых тел и испарения жидкостей. Как и в растениях, накопленная жидкостями и парами теплота при определенных условиях выделяется. Растения аккумулируют лишь ничтожную долю излучаемой энергии, причем с очень низким коэффициентом полезного действия и при неукоснительном соблюдении основных законов общей теории, в частности закона диссипации. Поэтому объяснение тому, что происходит в живых организмах, надо искать именно в этих законах, одинаково справедливых для всех явлений, включая информационные и биологические.

Таким образом, требуется строгое разграничение известных «энтропий». Лучше будет, если их станут называть по-разному. Один из классиков кибернетики Эшби сказал: «Движение в этих областях напоминает движение в джунглях, полных ловушек. Наиболее знакомые с этим предметом обычно наиболее осторожны в разговорах о нем».

Глава XV. Классификация движения.

§ 108. Признаки классификации.

1. Покой и движение.

Очевидно, основу теории движения должна составлять его правильная классификация.

Можно предложить много различных признаков классификации. Например, в основу классификации могут быть положены понятия покоя и движения. Покой и движение всегда существуют вместе, взаимно дополняя и обогащая друг друга. Однако такого рода подразделения являются слишком общими и ограниченными по возможностям.

2. Макро- и микродвижение.

Движение можно классифицировать также по признаку наблюдаемости. В этом смысле все формы движения можно условно разделить на два больших класса: непосредственно наблюдаемые и непосредственно не наблюдаемые.

К первому классу относится лишь небольшая часть макроскопических элементарных форм движения, например, перемещательная (перемещение макроскопических объектов в пространстве), гидродинамическая (течение жидкости и газа по трубе), фильтрационная (фильтрация жидкости и газа по капилляру) и т.д.

Ко второму классу относится большинство форм движения на различных уровнях мироздания, например, метрическая (перемещение микроскопических объектов в пространстве), термическая, электрическая, магнитная и т.д.

Классификация по наблюдаемости наглядна по форме, но ограничена по содержанию.

3. Качество и количество движения.

Наиболее плодотворными оказываются классификации, построенные по качественным и количественным признакам движения. Эти классификации положены в основу изложенной выше теории.

Качественная классификация имеет в виду расположение всех явлений по ступеням усложняющегося движения. В ней выдерживается принцип, согласно которому каждая последующая более сложная форма движения содержит в своем составе все предыдущие. При этом переход от одной формы к другой обязательно сопровождается качественным изменением движения.

Количественная классификация предполагает расположение всех уровней мироздания по ступеням количества имеющегося движения.

§ 109. Классификация по сложности движения.

1. Общие соображения.

Классификация движения по признаку его усложнения должна не только создавать определенную систему во взглядах, но и содержать вехи, которые проходит движение в процессе его эволюции.

Существуют две крайние точки зрения в вопросе о происхождении биологической формы движения (жизни). Например, американский биолог Генри Кастлер считает, что жизнь – явление исключительно редкое, случайное. Причина та, что в природе порядок всегда стремится уменьшиться, а не увеличиться. Поэтому образование порядка в форме жизни – это событие чрезвычайно мало вероятное. Нетрудно догадаться, что появление такой точки зрения обусловлено влиянием энтропии, которая может только возрастать (порядок может только уменьшаться). Аналогичная точка зрения излагается в работе [22].

В противоположность Кастлеру, американский кибернетик Уильям Росс Эшби считает, что «в любой изолированной системе развиваются свои формы жизни и разума». Свой вывод он сделал на основе наблюдения за работой кибернетических

машин. Но ученым пока не ясны причины, которые заставляют любую систему самоорганизовываться.

Согласно общей теории, в природе действует не один, а целых два противоположных принципа – отталкивания и притяжения, установления равновесия и его нарушения, уменьшения порядка и его увеличения. Принцип притяжения, нарушения равновесия, увеличения порядка ответственен за явления самоорганизации. Именно этого принципа не хватает Тейяру в его картине эволюции материи [22].

Таким образом, прав, конечно, Эшби. К правильному выводу его привела здоровая логика, позволившая преодолеть искусственные барьеры, возведенные энтропией.

Явления самоорганизации, вызванные принципом притяжения, можно наблюдать на любом уровне сложности движения. Гордоновская чаша с коллоидом или даже просто бутыл с дистиллированной водой, оставленная на длительное хранение, могут служить тому убедительным примером.

2. Ступени усложняющегося движения.

Перечислим теперь отдельные ступени (уровни) усложняющегося движения.

1. Абсолютный покой. Эта форма движения соответствует физическому вакууму. Заряды находятся в условиях абсолютных нулей потенциалов (праматерия).

2. Покой. Активность движения (потенциалы) не равна нулю, но заряды находятся в покое, так как нулю равны разности потенциалов.

3. Элементарное движение.

4. Ансамбль форм движения.

5. Изменение состояния.

6. Перенос движения.

7. Диссипация движения.

8. Увлечение движения.

9. Разделение движения.

10. Взаимодействие потоков.

11. Взаимодействие тел.

12. Круговое движение.

13. Движение в паре.

14. Кибернетическое движение.

15. Биологическое движение.

16. Человеческое общество (социальное движение). Этому виду движения посвящена обширнейшая литература, поэтому здесь оно не рассматривается.

17. Совокупность земных цивилизаций - людей, насекомых, дельфинов, птиц, приматов, рыб и т.д. Нет никаких оснований не принимать во внимание перечисленные дополнительные цивилизации. Почти все они существуют на многие миллионы лет дольше человеческой. Это относится, например, к муравьям, пчелам, дельфинам и т.д. Беда в том, что человек только совсем недавно начал интересоваться другими цивилизациями не с гастрономическими целями. Он пытается найти с ними общий язык.

18. Внеземные миры и цивилизации. Их бесчисленное множество, ибо жизнь и разум столь же распространены, как и само движение. Однако о внеземных цивилизациях, их свойствах и особенностях сейчас можно только гадать.

Разумеется, приведенная классификация не может претендовать на полноту, ибо это первая классификация подобного рода. Но она может послужить основой для начальной стадии изучения эволюции движения.

§ 110. Классификация по количеству движения.

1. Общие соображения.

Количественную классификацию движения позволяют осуществить принципы проницаемости и отторжения. Без этих принципов расположить уровни мироздания по количественным полочкам затруднительно.

Переход с одного количественного уровня на другой сопровождается качественными изменениями движения. Вспомним, например, что на уровне микромира заряды обладают квантовыми, а на уровне макромира – континуальными свойствами и т.д.

2. Количественные ступени движения.

Перечислим теперь миры в порядке возрастания количества содержащегося в них движения.

1. Аттомир.
2. Фемтомир.
3. Пикомир.

О трех первых мирах ничего не известно.

4. Наномир (субмикромир). Это поля.

5. Микромир. Это мир квантов зарядов.

6. Макромир. Этот мир населен привычными нам макроскопическими телами.

7. Мегамир. Он соответствует звездно-планетным системам.

8. Гигамир. Это галактические образования.

9. Терамир. Этот мир объединяет системы галактик. О нем ничего не известно.

Особенность приведенной классификации должна состоять в том, что ее можно продолжить в обе стороны безгранично.

Обе рассмотренные классификации движения – качественная и количественная – могут быть положены в основу классификации наук (научных дисциплин). Этой же цели могут служить определенные совокупности элементарных форм движения, а также ансамблей форм движения. В современной науке обычно применяется смешанная классификация дисциплин, содержащая признаки элементарных форм движения, ансамблей и усложняющегося движения.

Литература.

1. Байер В. Биофизика. Перев. с нем. М., ИЛ, 1962.
2. Вейник А.И. Теория приближенного подобия в явлениях теплопроводности. ЖТФ, т. XX, вып. 3, стр. 295, 1950.
3. Вейник А.И. Техническая термодинамика и основы теплопередачи. М., Металлургиздат, 1956.
4. Вейник А.И. Термодинамика необратимых процессов. Минск, «Наука и техника», 1966.
5. Вейник А.И. Термодинамика, изд. 3-е, Минск, «Вышэйшая школа», 1968.
6. Вейник А.И. Об итогах и задачах развития теории тепловых процессов литья. Сб. «Охлаждение отливки». Минск, «Наука и техника», 1969.
7. Власов А.А. Микроскопическая электродинамика. М., ГИТТЛ, 1955.
8. Гинзбург В.Л. Экспериментальная проверка общей теории относительности. Сб. «Эйнштейн и современная физика». М., ГИТТЛ, 1956.
9. Гухман А.А. Об основаниях термодинамики. Алма-Ата, Изд. АН КазССР, 1947.
10. Денбиг К. Термодинамика стационарных необратимых процессов. Перев. с англ. М., ИЛ, 1954.
11. Дзелепов Б.С., Драницына Г.Ф. Систематика энергий β -распада. М.-Л., Изд. АН СССР, 1960.
12. Дирак П.А.М. Эволюция физической картины природы. Сб. «Над чем думают физики. Элементарные частицы», вып. 3. М., «Наука», 1965.
13. Зоммерфельд А. Термодинамика и статистическая физика. Перев. с нем. М., ИЛ, 1955.
14. Карслоу Х.С. Теория теплопроводности. Перев. с англ. М.-Л., ГИТТЛ, 1947.
15. Козырев Н.А. Причинная, или несимметричная, механика в линейном приближении. АН СССР, Главная астрономическая обсерватория, Пулково, 1958.
16. Манеев А.К. К критике обоснования теории относительности. Минск, Изд. АН БССР, 1960.

17. Оппенгеймер Р. Летающая трапеция. Три кризиса в физике. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1967.
18. Перлман И., Расмуссен Дж. Альфа-радиоактивность. Перев. с англ. М., ИЛ, 1959.
19. Робертс Дж. Теплота и термодинамика. Перев. с англ. М.-Л., ГИТТЛ, 1950.
20. Рыкалин Н.Н. Расчеты тепловых процессов при сварке. М., Машгиз, 1951.
21. Тамм И.Е. Эйнштейн и современная физика. Сб. «Эйнштейн и современная физика». М., ГИТТЛ, 1956.
22. Тейяр П. Феномен человека. Перев. с фр. М., «Прогресс», 1965.
23. Уэр М.Р., Ричардс Д.А. Физика атома. Перев. с англ. М., Госатомиздат, 1961.
24. Фейнман Р. Характер физических законов. Перев. с англ. М., «Мир», 1968.
25. Цзянь-сюн Ву. Нейтрино. Перевод. Сб. «Теоретическая физика 20 века». М., ИИЛ, 1962.
26. Шредингер Э. Что такое жизнь с точки зрения физики? Перев. с англ. М., ГИИЛ, 1947.
27. Эпштейн П.С. Курс термодинамики. Перев. с англ. М.-Л., ОГИЗ, ГИТТЛ, 1948.
28. Miller D. Thermodynamic Theory of Irreversible Processes. Amer. J. Phys., 24, № 6, 1956.
29. Onsager L. Reciprocal Relations in Irreversible Processes I and II. Physical Review, vol. 37, 405; vol. 38, 2265, 1931.
30. Tribus M. Information Theory as the Basis for Thermostatistics and Thermodynamics. Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., vol. 28, № 1, 1961.

Оглавление

| | |
|---|-----------|
| Предисловие. | 3 |
| Глава I. Материя и движение. | 5 |
| § 1. Определение понятий. | 5 |
| 1. Материя. | 5 |
| 2. Движение. | 5 |
| 3. Общая, или единая, теория. | 6 |
| § 2. Предварительная классификация движения. | 7 |
| 1. Качественное изменение движения. | 7 |
| 2. Количественное изменение движения. | 8 |
| Глава II. Элементарное движение. | 10 |
| § 3. Что такое элементарное движение. | 10 |
| 1. Бесконечное разнообразие элементарного движения. | 10 |
| 2. Примеры. | 10 |
| 3. Качественное своеобразие. | 11 |
| § 4. Три главные количественные характеристики движения. | 12 |
| 1. Количество движения. | 12 |
| 2. Активность. | 12 |
| 3. Обобщенная количественная мера. | 12 |
| § 5. Количество движения (обобщенный заряд). | 13 |
| 1. Бесконечное разнообразие зарядов. | 13 |
| 2. Качественное своеобразие зарядов. | 13 |
| § 6. Активность движения (обобщенный потенциал). | 14 |
| 1. Бесконечное разнообразие потенциалов. | 14 |
| 2. Качественное своеобразие потенциалов. | 14 |
| 3. Активность движения. | 14 |
| 4. Интенсивность процесса распространения заряда. | 15 |
| § 7. Обобщенная количественная мера движения (энергия). | 15 |
| 1. Бесконечное разнообразие потенциалов. | 15 |
| 2. Энергия. | 16 |
| § 8. Основной постулат общей теории. | 17 |

| | |
|--|----|
| 1. Первый (главный) постулат..... | 17 |
| 2. Второй (дополнительный) постулат. | 18 |
| 3. Третий (дополнительный) постулат..... | 19 |
| 4. Четвертый (дополнительный) постулат..... | 20 |
| 5. Пятый (дополнительный) постулат. | 21 |
| 6. Основной (объединенный) постулат. | 23 |
| § 9. Первый главный закон движения (сохранения энергии). | 24 |
| 1. Система. | 24 |
| 2. Вывод дифференциального уравнения состояния первого порядка..... | 25 |
| 3. Свойства и состояние системы. | 27 |
| 4. Изменение энергии системы. | 27 |
| 5. Количество переданного заряда. | 28 |
| 6. Потенциал. | 29 |
| 7. Работа. | 30 |
| 8. Закон сохранения энергии. | 32 |
| Сумма работ, совершаемых над системой, равна изменению ее энергии. | 32 |
| 9. Правило знаков. | 33 |
| § 10. Примеры главных количественных характеристик движения. | 34 |
| 1. Форма движения перемещательная, или метрическая. | 34 |
| 2. Вращательная. | 35 |
| 3. Деформационная. | 35 |
| 4. Кинетическая перемещения, или импульсная..... | 36 |
| 5. Кинетическая вращения, или спиновая. | 37 |
| 6. Механическая. | 37 |
| 7. Гидродинамическая. | 38 |
| 8. Фильтрационная. | 39 |
| 9. Диффузионная. | 39 |
| 10. Химическая, или субстанциальная. | 40 |
| 11. Гравитационная..... | 41 |
| 12. Термическая. | 42 |

| | |
|---|-----------|
| 13. Электрическая..... | 43 |
| 14. Магнитная..... | 43 |
| 15. Вибрационная..... | 45 |
| 16. Волновая, или дебройлевская..... | 47 |
| 17. Хрональная..... | 49 |
| 18. Информационная..... | 50 |
| 19. Ощущательные..... | 51 |
| 20. Общие замечания..... | 52 |
| § 11. Внешние и внутренние степени свободы системы..... | 54 |
| 1. Внешне изолированная система..... | 54 |
| 2. Внутренне изолированная система..... | 55 |
| § 12. Примеры дифференциальных уравнений..... | 56 |
| закон сохранения энергии..... | 56 |
| 1. Уточнение смысла уравнений..... | 56 |
| 2. Изолированная система..... | 56 |
| 3. Система с несколькими внешними степенями свободы..... | 57 |
| § 13. Второй главный закон движения (сохранения заряда)..... | 58 |
| 1. Вывод дифференциального уравнения закона..... | 58 |
| 2. Закон сохранения заряда..... | 59 |
| 3. Примеры применения закона..... | 61 |
| Глава III. Ансамбль форм движения..... | 63 |
| § 14. Всеобщая связь явлений..... | 63 |
| 1. Ансамбль форм движения..... | 63 |
| 2. Главная и побочная формы движения..... | 64 |
| 3. Связь явлений..... | 65 |
| 4. «Безумные» теории..... | 66 |
| § 15. Микроскопический ансамбль зарядов, или элементарная частица..... | 67 |
| 1. «Элементарная» частица..... | 67 |
| 2. Структура частицы движения..... | 68 |
| 3. Принцип локальности..... | 69 |
| § 16. Макроскопический ансамбль зарядов..... | 70 |

| | |
|---|-----------|
| 1. Макроскопическое тело..... | 70 |
| 2. Всеобщая связь макроскопических явлений. | 70 |
| § 17. Принципы проницаемости и отторжения. | 72 |
| 1. Принцип проницаемости..... | 72 |
| 2. Принцип отторжения..... | 72 |
| Глава IV. Изменение состояния. | 74 |
| § 18. Третий главный закон движения (состояния)..... | 74 |
| 1. Вывод дифференциального уравнения состояния второго порядка..... | 74 |
| 2. Вывод уравнения третьего порядка. | 76 |
| 3. Вывод уравнения четвертого порядка. | 77 |
| 4. Формулировка закона..... | 77 |
| 5. Основные и перекрестные коэффициенты..... | 78 |
| § 19. Четвертый главный закон движения (взаимности). | 79 |
| 1. Дифференциальное уравнение закона. | 79 |
| 2. Формулировка закона..... | 79 |
| § 20. Емкость системы. | 81 |
| 1. Емкость по отношению к заряду..... | 81 |
| 2. Свойства более высоких порядков. | 82 |
| 3. Другие виды емкости. | 82 |
| 4. Примеры емкостей. | 83 |
| § 21. Основные физические коэффициенты. | 84 |
| 1. Определение понятия. | 84 |
| 2. Примеры коэффициентов..... | 85 |
| § 22. Мировые константы. | 86 |
| 1. Определение понятия. | 86 |
| 2. Постоянны ли мировые константы. | 86 |
| § 23. Идеальное тело. | 87 |
| 1. Определение понятия. | 87 |
| 2. Уравнение состояния идеального тела. | 87 |
| 3. Теорема о нулевом значении заряда..... | 88 |
| 4. Термические уравнения состояния. | 89 |

| | |
|---|-----|
| 5. Примеры уравнений. | 90 |
| § 24. Абсолютный нуль потенциала. | 91 |
| 1. Определение понятия. | 91 |
| 2. Физический вакуум. | 92 |
| 3. Симметрия мира. | 94 |
| 4. Достижимость абсолютного нуля потенциала. | 95 |
| 5. Аннигиляция зарядов. | 96 |
| 6. Переход через абсолютный нуль. | 97 |
| § 25. Абсолютная бесконечность потенциала. | 98 |
| 1. Определение понятия. | 98 |
| 2. Границы изменения потенциала. | 99 |
| 3. Границы изменения скорости объекта. | 99 |
| § 26. Закон тождественности свойств. | 100 |
| 1. Вывод и формулировка закона. | 100 |
| 2. Примеры применения закона. | 102 |
| § 27. Совместное применение четырех главных законов. | 104 |
| 1. Энергия идеального тела. | 104 |
| 2. Идеальный микроскопический ансамбль. | 105 |
| § 28. Фотон. | 106 |
| 1. Энергия фотона. | 106 |
| 2. Уравнение состояния фотона. | 107 |
| 3. Изменение мировых констант. | 108 |
| 4. Фотонный газ. | 108 |
| § 29. Электрон-частица. | 111 |
| 1. Энергия частицы. | 111 |
| 2. Уравнение состояния частицы. | 112 |
| 3. Зависимость массы от скорости. | 112 |
| 4. Электронный газ. | 113 |
| § 30. Критерий подобия для микромира. | 114 |
| 1. Критериальные уравнения. | 114 |
| 2. Критерий $\hbar c / e^2$ | 116 |

Глава V. Перенос движения. 119

| | |
|--|-----|
| § 31. Принципы притяжения и отталкивания. | 119 |
| 1. Суть принципов. | 119 |
| 2. Причина переноса движения. | 120 |
| § 32. Поле потенциала. | 121 |
| 1. Определение понятия. | 121 |
| 2. Частные случаи. | 123 |
| § 33. Напор и градиент потенциала. | 123 |
| 1. Напор потенциала. | 123 |
| 2. Перепад потенциала. | 124 |
| 3. Градиент потенциала. | 125 |
| 4. Напряженность, или сила, поля. | 125 |
| § 34. Пятый главный закон движения (переноса). | 126 |
| 1. Вывод обращенного дифференциального уравнения состояния. | 126 |
| 2. Физический смысл обращенных уравнений. | 128 |
| 3. Микроскопическая система. | 129 |
| 4. Макроскопическая система. | 130 |
| 5. Частные формы макроскопических уравнений. | 131 |
| 6. Связь между разноименными частными потоками и силами. | 135 |
| 7. Теорема Кюри. | 137 |
| § 35. Проводимость системы. | 138 |
| 1. Определение проводимости. | 138 |
| 2. Сопротивление системы. | 139 |
| § 36. Сверхпроводимость. | 140 |
| 1. Определение понятия. | 140 |
| 2. Сверхэлектропроводность. | 142 |
| 3. Сверхмагнитопроводность. | 142 |
| 4. Сверхтекучесть. | 143 |
| 5. Сверхтеплопроводность. | 144 |
| 6. Предсказание общей теорией новых явлений сверхпроводимости. | 144 |
| § 37. Примеры применения уравнений закона переноса. | 145 |

| | |
|--|-----|
| 1. Общее уравнение для $n = 1$ | 145 |
| 2. Известные законы. | 145 |
| 3. Новые законы. | 146 |
| 4. Несколько степеней свободы. | 148 |
| § 38. Нестационарный режим переноса. | 149 |
| 1. Вывод уравнения переноса для $n = 1$ | 149 |
| 2. Две степени свободы. | 150 |
| 3. Общий случай. | 151 |
| § 39. неподвижный и подвижный заряд. | 151 |
| 1. Разница между неподвижным и подвижным зарядом. | 151 |
| 2. Возникающие эффекты. | 152 |
| § 40. Примеры нестационарных уравнений. | 154 |
| 1. Известные уравнения. | 154 |
| 2. Термические явления. | 155 |
| § 41. Распространение нанозаряда (поля). | 156 |
| 1. Постановка задачи. | 156 |
| 2. Уравнения закона переноса. | 157 |
| 3. Индукция поля. | 158 |
| 4. Влияние конфигурации заряда. | 160 |
| § 42. Принцип стабильности. | 162 |
| 1. Формулировка принципа. | 162 |
| 2. Три класса полей. | 164 |
| § 43. Теорема о суммировании зарядов. | 166 |
| 1. Дополнение к закону состояния. | 166 |
| 2. Содержание теоремы. | 167 |
| 3. Теорема Остроградского-Гаусса. | 168 |
| 4. Принцип суперпозиции. | 169 |
| § 44. Нестационарные поля. | 169 |
| 1. Уравнение нестационарного переноса нанозаряда. | 169 |
| 2. Свойства уравнения. | 170 |
| § 45. Методы определения наносвойств. | 171 |
| 1. Постановка задачи. | 171 |

| | |
|---|------------|
| 2. Плоское поле..... | 172 |
| 3. Определение нанодиффузивности. | 173 |
| 4. Цилиндрические и сферические поля. | 173 |
| § 46. Уравнения Максвелла. | 178 |
| 1. Общий вид уравнений. | 178 |
| 2. Вывод уравнений. | 179 |
| 3. Анализ уравнений..... | 182 |
| § 47. Преобразования Лоренца. | 186 |
| 1. Общий вид преобразований..... | 186 |
| 2. Принцип относительности. | 187 |
| 3. Анализ преобразований Лоренца. | 188 |
| 4. Анализ принципа относительности. | 193 |
| 5. Эффект близнецов. | 195 |
| 6. Влияние скорости на массу..... | 197 |
| 7. Зависимость длины от скорости..... | 198 |
| § 48. Закон отношения проводимостей..... | 199 |
| 1. Вывод дифференциального уравнения закона..... | 199 |
| 2. Формулировка закона..... | 200 |
| § 49. Закон Видемана-Франца. | 200 |
| 1. Вывод закона. | 200 |
| 2. Анализ закона..... | 201 |
| § 50. Шестой главный закон движения (увлечения). | 204 |
| 1. Вывод вспомогательных формул. | 204 |
| 2. Дифференциальное уравнение закона. | 206 |
| 3. Формулировка закона..... | 207 |
| Глава VI. Диссипация движения. | 209 |
| § 51. Седьмой главный закон движения (диссипации). | 209 |
| 1. Вывод дифференциального уравнения закона..... | 209 |
| 2. Термическая работа, или теплота, диссипации. | 211 |
| 3. Формулировка закона..... | 212 |
| § 52. Примеры применения закона. | 213 |
| 1. Закон сохранения энергии Майера..... | 213 |

| | |
|--|-----|
| 2. Закон Джоуля-Ленца. | 214 |
| 3. Гидродинамические явления..... | 215 |
| 4. Микро- и наномир. | 216 |
| 5. Примеры неправильного применения закона диссипации. | 217 |
| § 53. Термический заряд диссипации. | 220 |
| 1. Количество заряда. | 220 |
| 2. Скорость возникновения или уничтожения термического заряда и теплоты диссипации..... | 221 |
| § 54. Необратимый и обратимый процессы. | 222 |
| 1. Количественная мера необратимости. | 222 |
| 2. Критерий необратимости..... | 223 |
| 3. Необратимый процесс..... | 224 |
| 4. Обратимый процесс. | 225 |
| § 55. Закон минимальной диссипации. | 227 |
| 1. Нестационарные условия..... | 227 |
| 2. Стационарные условия. | 229 |
| 3. Равновесные условия. | 229 |
| 4. Теорема Пригожина..... | 230 |
| 5. Принцип наименьшего действия..... | 230 |
| 6. Принцип наименьшей потенциальной энергии..... | 231 |
| § 56. Определение кванта термического заряда. | 231 |
| 1. Определение с помощью законов Планка и Вина. | 231 |
| 2. Определение с помощью закона Видемана-Франца..... | 233 |
| 3. Определение с помощью молекулярно-кинетической теории. | 235 |
| § 57. Термический заряд и энтропия. | 236 |
| 1. Свойства термического заряда..... | 236 |
| 2. Свойства энтропии..... | 237 |
| 3. Физический смысл энтропии..... | 239 |
| § 58. Понятие потока теплоты. | 241 |
| 1. Особенность термической формы движения..... | 241 |
| 2. Поток термической работы, или теплоты. | 244 |
| 3. Термический заряд, или энтропия, и теплота диссипации. . | 245 |

| | |
|---|------------|
| 4. Скорость возникновения термического заряда, или энтропии, и теплоты диссипации. | 247 |
| § 59. Напряженность и индукция поля. | 248 |
| 1. Напряженность. | 248 |
| 2. Индукция. | 249 |
| § 60. Закон Хаббла. | 250 |
| 1. Содержание закона. | 250 |
| 2. Диссипативный характер закона. | 251 |
| 3. Теория расширяющейся Вселенной. | 253 |
| § 61. Радиус видимости Вселенной. | 256 |
| 1. Определение понятия. | 256 |
| 2. Вывод расчетных формул. | 257 |
| 3. Обсуждение результатов. | 258 |
| § 62. Дыхание Вселенной. | 259 |
| 1. Влияние радиуса видимости. | 259 |
| 2. «Дыхание» мировых констант. | 260 |
| § 63. Полевые парадоксы Вселенной. | 261 |
| 1. Происхождение парадоксов. | 261 |
| 2. Объяснение парадоксов. | 262 |
| § 64. Фотометрический парадокс Шезо-Ольберса. | 263 |
| 1. Содержание парадокса. | 263 |
| 2. Объяснение парадокса. | 263 |
| § 65. Гравитационный парадокс Неймана-Зеелигера. | 264 |
| 1. Содержание парадокса. | 264 |
| 2. Объяснение парадокса. | 264 |
| Глава VII. Увлечение движения. | 266 |
| § 66. Закон отношения потоков. | 266 |
| 1. О новой форме движения. | 266 |
| 2. Вывод дифференциального уравнения закона. | 266 |
| 3. Формулировка закона. | 269 |
| § 67. Примеры применения закона. | 270 |
| 1. Расчетные формулы. | 270 |

| | |
|---|------------|
| 2. Анализ результатов. | 271 |
| § 68. Законы Фарадея..... | 273 |
| 1. Первый закон Фарадея..... | 273 |
| 2. Второй закон Фарадея. | 273 |
| § 69. Тепловой эффект химической реакции. | 274 |
| 1. Расчетная формула. | 274 |
| 2. Результаты экспериментов. | 274 |
| § 70. Закон Трутона..... | 275 |
| 1. Содержание закона..... | 275 |
| 2. Анализ результатов. | 275 |
| § 71. Закон эквивалентности массы и энергии. | 277 |
| 1. Вывод уравнения закона..... | 277 |
| 2. Анализ результатов. | 277 |
| Глава VIII. Разделение движения..... | 283 |
| § 72. Эффект разделения. | 283 |
| 1. Характеристика новой формы движения. | 283 |
| 2. Расчетные формулы. | 284 |
| § 73. Примеры эффектов. | 285 |
| 1. Эффект Соре. | 285 |
| 2. Эффект Дюфора..... | 285 |
| 3. Прочие эффекты..... | 286 |
| Глава IX. Взаимодействие потоков. | 287 |
| § 74. Линейный эффект..... | 287 |
| 1. Особенности новой формы движения..... | 287 |
| 2. Работа линейного заряжания..... | 288 |
| 3. Эффект линейной диссипации..... | 289 |
| § 75. Термозлектрические явления..... | 290 |
| 1. Расчетные формулы. | 290 |
| § 76. Контактный эффект. | 292 |
| 1. Контактная разность потенциалов. | 292 |
| 2. Работа контактного заряжания. | 293 |
| 3. Эффект контактной диссипации. | 293 |

| | |
|---|------------|
| 4. Контактная движущая сила. | 294 |
| § 77. Примеры явлений. | 294 |
| 1. Термоэлектрические явления. | 294 |
| 2. Прочие явления. | 295 |
| Глава X. Взаимодействие тел. | 297 |
| § 78. Дифференциальное уравнение взаимодействия. | 297 |
| 1. Особенности новой формы движения. | 297 |
| 2. Теоретический метод. | 298 |
| 3. Условия однозначности. | 299 |
| 4. Граничные условия. | 301 |
| 5. Вывод дифференциального уравнения взаимодействия. | 301 |
| 6. Экспериментальный метод. | 303 |
| 7. Смешанный метод. | 304 |
| § 79. Классификация состояний системы. | 306 |
| 1. Стационарная равновесная система. | 306 |
| 2. Стационарная неравновесная система. | 307 |
| 3. Нестационарная равновесная система. | 307 |
| 4. Нестационарная неравновесная система. | 307 |
| § 80. Статика, кинетика, статодинамика, динамика. | 308 |
| 1. Статика. | 308 |
| 2. Кинетика. | 309 |
| 3. Статодинамика. | 310 |
| 4. Кинетодинамика, или динамика. | 312 |
| § 81. Примеры взаимодействий. | 313 |
| 1. Заряжание системы. | 313 |
| 2. Обмен между двумя системами. | 314 |
| 3. Приближенный метод. | 315 |
| § 82. Закон силового взаимодействия зарядов. | 317 |
| 1. Постановка задачи. | 317 |
| 2. Вывод расчетных формул. | 317 |
| 3. Анализ результатов. | 319 |
| § 83. Закон тяготения Ньютона. | 320 |

| | |
|---|-----|
| 1. Содержание закона..... | 320 |
| 2. Обсуждение закона..... | 321 |
| § 84. Законы Кулона..... | 321 |
| 1. Закон взаимодействия электрических зарядов..... | 321 |
| 2. Закон взаимодействия магнитных зарядов..... | 322 |
| 3. Обсуждение законов..... | 322 |
| § 85. Классическая термодинамика Клаузиуса..... | 323 |
| 1. Основные законы термодинамики Клаузиуса..... | 323 |
| 2. Обсуждение основных идей..... | 324 |
| 3. Термодинамика Клаузиуса и перенос..... | 325 |
| § 86. Термодинамика необратимых процессов Онзагера..... | 325 |
| 1. Основные законы термодинамики Онзагера..... | 325 |
| 2. Выбор потоков и сил по Онзагеру..... | 327 |
| 3. Обсуждение основных идей..... | 327 |
| 4. Термодинамика Онзагера и перенос..... | 328 |
| § 87. Теория теплообмена..... | 329 |
| 1. Основные законы теории..... | 329 |
| 2. Обсуждение основных идей..... | 330 |
| § 88. Химия..... | 331 |
| 1. Общие соображения..... | 331 |
| 2. Тройная мономолекулярная реакция..... | 332 |
| 3. Анализ известных решений..... | 334 |
| 4. Химия, термодинамика и общая теория..... | 336 |
| § 89. Механика..... | 338 |
| 1. Механика Ньютона..... | 338 |
| 2. Механика Эйнштейна..... | 340 |
| 3. Механика квантовая..... | 342 |
| § 90. Правила выбора зарядов (и потенциалов)..... | 344 |
| 1. О свободе выбора..... | 344 |
| 2. Свойства заряда и потенциала..... | 346 |
| 3. Правила выбора..... | 347 |
| 4. Примеры выбора..... | 348 |

| | |
|---|------------|
| Глава XI. Круговое движение. | 350 |
| § 91. Основные законы движения. | 350 |
| 1. Особенности новой формы движения. | 350 |
| 2. Одна степень свободы. | 351 |
| 3. Несколько степеней свободы. | 351 |
| 4. Взаимные преобразования активностей движения. | 352 |
| 5. Обобщенный цикл Карно. | 353 |
| 6. Замкнутый и разомкнутый циклы. | 354 |
| § 92. Примеры явлений. | 355 |
| 1. Круговое увлечение. | 355 |
| 2. Тепловые двигатели. | 356 |
| Глава XII. Движение в паре. | 357 |
| § 93. Описание явления. | 357 |
| 1. Особенности термодинамической пары. | 357 |
| 2. Фильтрационная пара. | 358 |
| § 94. Теория пары. | 359 |
| 1. Обобщенная пара. | 359 |
| 2. Полная движущая сила. | 361 |
| 3. Эффект возникновения фиктивной движущей силы. | 362 |
| 4. Частные случаи. | 364 |
| § 95. Теория термоэлектричества Томсона. | 364 |
| 1. Содержание теории. | 364 |
| 2. Анализ теории. | 366 |
| § 96. Фильтрационные пары. | 368 |
| 1. Термофильтрационная. | 368 |
| 2. Электрофильтрационная. | 371 |
| 3. Диффузионнофильтрационная. | 372 |
| 4. Поверхностнофильтрационная. | 373 |
| 5. Вибро-поверхностнофильтрационная. | 374 |
| 6. Термо-электрофильтрационная. | 374 |
| 7. Поверхностно-термо-диффузионнофильтрационная. | 374 |
| § 97. Формула Лапласа. | 375 |

| | |
|---|------------|
| 1. Вид формулы..... | 375 |
| 2. Обсуждение формулы. | 375 |
| § 98. Формула Стефана..... | 375 |
| 1. Вид формулы..... | 375 |
| 2. Результаты экспериментов. | 376 |
| 3. Обсуждение результатов. | 378 |
| § 99. Диффузионные пары. | 380 |
| 1. Термодиффузионная. | 380 |
| 2. Электродиффузионная. | 380 |
| § 100. Прочие пары. | 381 |
| 1. Химикозлектрическая. | 381 |
| 2. Прочие пары. | 381 |
| Глава XIII. Кибернетическое движение. | 382 |
| § 101. Особенности явления. | 382 |
| 1. Общие соображения..... | 382 |
| 2. Управление с обратной связью..... | 382 |
| § 102. Теория информации. | 384 |
| 1. Роль информации. | 384 |
| 2. Законы, которым подчиняется информация..... | 384 |
| Глава XIV. Биологическое движение. | 386 |
| § 103. Характеристика явления. | 386 |
| 1. Об особенностях движения..... | 386 |
| 2. Постановка задачи..... | 387 |
| § 104. Связь ощущений. | 388 |
| 1. Об ощущательных формах движения..... | 388 |
| 2. Связь ощущений. | 388 |
| § 105. Взаимодействие зрительных ощущений. | 389 |
| 1. Кибернетический колорист. | 389 |
| 2. Количественные соотношения. | 389 |
| § 106. Управление процессами обмена..... | 390 |
| 1. Общие соображения..... | 390 |
| 2. «Электрические» сады и огороды. | 391 |

| | |
|--|------------|
| 3. «Музыкальные» сады и огороды. | 392 |
| 4. Животный организм. | 393 |
| § 107. Функционирование живого организма. | 393 |
| 1. Воздействие на наследственность организма. | 393 |
| 2. Принудительная тренировка. | 394 |
| 3. Энтропия и жизнь. | 396 |
| Глава XV. Классификация движения. | 399 |
| § 108. Признаки классификации. | 399 |
| 1. Покой и движение. | 399 |
| 2. Макро- и микродвижение. | 399 |
| 3. Качество и количество движения. | 400 |
| § 109. Классификация по сложности движения. | 400 |
| 1. Общие соображения. | 400 |
| 2. Ступени усложняющегося движения. | 401 |
| § 110. Классификация по количеству движения. | 402 |
| 1. Общие соображения. | 402 |
| 2. Количественные ступени движения. | 402 |
| Литература. | 404 |

Иллюстрации

| | |
|---|-----|
| Рисунок 1 Схема распределения потенциала и переноса Заряда через контрольную поверхность (свойства окружающей среды 1 и системы 2 одинаковы). | 59 |
| Рисунок 2 То же, что и на рис. 1 (свойства окружающей среды 1 и системы 2 | 60 |
| Рисунок 3 Схема распространения заряда в мире (верхняя половина рисунка) и антимире (нижняя половина рисунка). | 93 |
| Рисунок 4 Схемы разряжения макроскопического тела в положительном мире (кривая 1) и разряжения того же тела посредством аннигиляции зарядов (кривые 2 и 3). | 96 |
| Рисунок 5 Схема определения перепада и напора потенциала. | 124 |
| Рисунок 6 Схема определения градиента потенциала. | 126 |
| Рисунок 7 Схема определения толщины фиктивного слоя. | 136 |
| Рисунок 8 Схема распространения заряда в условиях стационарного режима и одномерного поля. | 145 |
| Рисунок 9 Схема распространения заряда в условиях нестационарного режима и одномерного поля. | 149 |
| Рисунок 10 Схема опыта с извлекаемым участком проводника Δx | 153 |
| Рисунок 11 Схема распространения нанозаряда в многослойной плоской стенке (стационарный режим). | 159 |
| Рисунок 12 Распределение потенциала вблизи неограниченной плоской стенки (слева), бесконечно длинного цилиндра и шара (справа). | 161 |
| Рисунок 13 Сравнение кривых распределения потенциала (слева) и градиента потенциала вблизи пластины (прямая 1), цилиндра (кривая 2) и шара (кривая 3). | 162 |
| Рисунок 14 Изопотенциальные линии, расположенные вокруг двух одноименных шаровых (или цилиндрических) зарядов. | 163 |
| Рисунок 15 Схема системы, состоящей из двух зарядов. | 166 |
| Рисунок 16 Распределение потенциала в сечении неограниченного тела в различные моменты (заряд – пластина). | 172 |
| Рисунок 17 Распределение потенциала в сечении неограниченного тела в различные моменты t (заряд – бесконечно длинный круглый цилиндр). .. | 174 |
| Рисунок 18 Распределение потенциала в сечении неограниченного тела в различные моменты t (заряд – шар). | 175 |
| Рисунок 19 Относительное расположение предельных кривых распределения потенциала для плоского (1), цилиндрического (2) и сферического (3) зарядов. | 176 |

| | |
|--|-----|
| Рисунок 20 Зависимость мольной теплоемкости от температуры: | 202 |
| Рисунок 21 Зависимость коэффициента от температуры (обозначения те же, что и на рис. 20). | 203 |
| Рисунок 22 Схема распространения заряда в проводнике с участком CD, на котором теплота (термический заряд) диссипации уничтожается. | 212 |
| Рисунок 23 Схема течения жидкости на цилиндрическом (а), сужающемся (б) и расширяющемся (в) участках канала. | 218 |
| Рисунок 24 Схема переноса теплоты от тела 1 к телу 2, по Клаузиусу. | 239 |
| Рисунок 25 Схема течения термического заряда (а) и термической работы – теплоты (б) по проводнику. | 242 |
| Рисунок 26 Схема к определению среднего радиуса видимости Вселенной. | 256 |
| Рисунок 27 Зависимость удельного термического заряда, увлеченного химической массой при окислении элементов, от их атомного номера. | 274 |
| Рисунок 28 Зависимость термического заряда, увлеченного фазовой массой при испарении (1) и плавлении (2) элементов, от их атомного номера. | 276 |
| Рисунок 29 Зависимость энергии связи, приходящейся на один нуклон в ядре, от атомного номера элемента. | 278 |
| Рисунок 30 Зависимость кинетической энергии α -частицы, выделяющейся в реакции α -распада ядра, от его массового числа [18]. | 279 |
| Рисунок 31 Зависимость кинетической энергии β -частицы, выделяющейся в реакции β -распада ядра, от его массового числа [11]. | 279 |
| Рисунок 32 Схема распределения удельных зарядов и потенциалов вдоль проводника с потоком первого заряда. | 283 |
| Рисунок 33 Схема зарядания второго заряда первым. | 287 |
| Рисунок 34 Схема экспериментального определения линейной составляющей ЭДС проводника: 1 – испытуемый проводник; 2- концы из того же металла, что и проводник; 3 – потенциометр; 4 – участки, термостатированные при комнатной температуре; 5 – переключатель; 6 – эталонное сопротивление для измерения тока в цепи; 7 – переключатель направления тока; 8 – батарея аккумуляторов. | 290 |
| Рисунок 35 Зависимость линейной ЭДС от силы электрического тока: 1 – хромель ($\Delta T = 1300$ град); 2 – платина ($\Delta T = 1300$ град); 3 – сталь 65Г ($\Delta T = 1100$ град); 4 – медь ($\Delta T = 1200$ град). | 291 |
| Рисунок 36 Правильно разомкнутая равновесная цепь термоэлектрических систем ($n = 2$). | 295 |
| Рисунок 37 Схемы возникновения эффекта контактной диссипации в замкнутой цепи и отдельных проводниках (а) и в капилляре (б). | 296 |
| Рисунок 38 Схема обобщенного (прямоугольного) цикла Карно. | 355 |
| Рисунок 39 Схема циркуляции второго заряда под действием первого. | 356 |
| Рисунок 40 Рис. Схема соединения проводников а и б в тер-модинамической паре. | 357 |
| Рисунок 41 Схема действия фильтрационной пары. | 358 |

| | |
|---|-----|
| Рисунок 42 Схема действия обобщенной термодинамической пары..... | 360 |
| Рисунок 43 Схема термической фильтрации жидкости или газа в закрытых капиллярах различного диаметра d , пристеночный ξ и капиллярный ξ_0 слои изображены пунктиром..... | 369 |
| Рисунок 44 Схема самопроизвольного заполнения (а) и опорожнения (б) стакана с жидким гелием-II: | 370 |
| Рисунок 45 Зависимость высоты поднятия пленки ртути от времени. | 372 |
| Рисунок 46 Схема поверхностнофильтрационной пары (а) и варианты циркуляции жидкости и пара в капилляре (б – смачивание; в – не смачивание) и вблизи мениска (г)..... | 373 |
| Рисунок 47 Понижение уровня воды в капилляре со временем ($\varphi = 100\%$): | 377 |
| Рисунок 48 Зависимость скорости испарения от расстояния до мениска (условия опытов и обозначения те же, что и на рис. 47). | 377 |
| Рисунок 49 Влияние диаметра капилляра на начальную скорость испарения воды ($\varphi = 100\%$). | 378 |
| Рисунок 50 Зависимость обратного удельного потока массы от заглубления мениска ($\varphi = 100\%$): | 378 |
| Рисунок 51 Зависимость обратного удельного потока массы от заглубления мениска (для кривых 1-4 влажность $\varphi = 100\%$, для кривой 5 - $\varphi = 0$):..... | 379 |
| Рисунок 52 Схемы систем управления. | 383 |
| Рисунок 53 Действие электрического тока различного направления на рост цветка (контрольный цветок в середине). | 391 |