



ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ
МИНИСТРЛІГІ

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ

БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ

МИНИСТРЛІГІ

НАУКА

Главная редакционная коллегия:

академик Ю.С. ОСИПОВ (председатель),

академик А.Б. КУДЕЛИН (зам. председателя),

академик А.Ф. АНДРЕЕВ, академик К.А. ВАЛИЕВ,

член-корреспондент РАН В.И. ВАСИЛЬЕВ, академик Г.П. ГЕОРГИЕВ,

академик А.В. ГУРЕВИЧ, академик А.П. ДЕРЕВЯНКО,

академик В.А. КАБАНОВ, академик Н.П. ЛАВЕРОВ,

академик В.Л. МАКАРОВ, академик Е.Ф. МИЩЕНКО,

член-корреспондент РАН Г.А. СОБОЛЕВ,

профессор Д.Е. СОРОКИН, академик О.Н. ФАВОРСКИЙ,

академик К.В. ФРОЛОВ,

В.Б. ЧЕРКАССКИЙ (ответственный секретарь)

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

Д.А. КИРЖНИЦ

Лекции по физике



МОСКВА НАУКА 2006

Редакционная коллегия тома:
член-корреспондент РАН В.И. РИТУС (председатель),
доктор физико-математических наук Б.М. БОЛОТОВСКИЙ,
кандидат физико-математических наук Ю.М. БРУК,
академик В.Л. ГИНЗБУРГ,
доктор физико-математических наук И.В. РАКОБОЛЬСКАЯ,
кандидат физико-математических наук А.А. ШАЦКИЙ,
доктор физико-математических наук Г.В. ШПАТАКОВСКАЯ

Рецензенты:
академик Н.С. КАРДАШОВ,
доктор технических наук А.Л. СТАСЕНКО

Киржниц Д.А.

Лекции по физике / Д.А. Киржниц ; Науч. совет Программы фундамент. исслед. Президиума РАН "Изд. тр. выдающихся ученых" ; Физ. ин-т им. П.Н. Лебедева РАН. – М. : Наука, 2006. – 244 с. – (Памятники отечественной науки. XX век). – ISBN 5-02-035358-2 (в пер.).

В книгу включены три курса лекций, прочитанных в разные годы выдающимся физиком-теоретиком, членом-корреспондентом РАН Д.А. Киржницем. Первый курс "Строение вещества – от Демокрита до кварков", второй – "На стыке ядерной и твердотельной физики", третий – "Теория функций отклика в обычной и монополярной электродинамике". Лекции уникальны, они отражают понимание автором физики как единой науки. Книга является ценным пособием при изучении широкого круга вопросов теории поля, физики элементарных частиц, ядерной физики, теории сверхпроводимости и сверхтекучести, физики экстремальных состояний вещества, космологии и астрофизики.

Для научных работников, преподавателей, аспирантов, студентов физических факультетов и вузов.

Темплан 2006-II-137

ISBN 5-02-035358-2

© Киржниц Д.А., 2006

© Российская академия наук и
издательство "Наука", серия "Памятники
отечественной науки. XX век"
(разработка, оформление), 2005
(год основания), 2006

© Редакционно-издательское оформление.
Издательство "Наука", 2006

В эту книгу включено три курса лекций члена-корр. РАН Д.А. Киржница. Эти лекции (или близкие к ним по содержанию и идейной насыщенности) читались Д.А. Киржницей неоднократно и в разных аудиториях.

Публикуемый здесь курс "Строение вещества" прочитан студентам физического факультета МГУ, уже изучившим курс общей физики. Д.А. Киржниц всегда стремился подчеркнуть, что физика – от микромира до космоса – это единое целое, управляемое универсальными физическими законами. Описание строения вещества на всех уровнях его иерархии – от элементарных частиц до макроскопических тел – составляет фундамент физической науки.

Единство принципов и разнообразие физических представлений вовсе не противоречат друг другу. Часто в физике возникают очень глубокие аналогии между, казалось бы, далекими друг от друга явлениями и процессами. Не случайным поэтому было желание Д.А. Киржница изложить с единой точки зрения разбросанный по разным источникам материал, относящийся к точкам соприкосновения ядерной физики низких и высоких энергий с макроскопической физикой, в первую очередь с физикой конденсированного состояния вещества. Это желание было реализовано в курсе лекций "На стыке ядерной и "твердотельной" физики". Эти лекции также неоднократно читались студентам физического факультета МГУ.

Третий небольшой курс лекций "Теория функций отклика в обычной и монополярной электродинамике" носит характер дополнительных глав к курсу электродинамики материальных сред. Эти лекции читались в Физическом институте РАН, в Московском инженерно-физическом институте, а также студентам и аспирантам Московского физико-технического института. Нетривиальность этого курса, во-первых, в том, что в нем подчеркивается возможность существования сред с отрицательным значением продольной статической диэлектрической проницаемости. Во-вторых, излагается формулировка макроскопи-

ческой электродинамики магнитного монополя, что обычно в учебных курсах вообще не обсуждается. Вопросы, вошедшие в этот курс лекций, в значительной степени разработаны Д.А. Киржницем и его сотрудниками.

Сам Д.А. Киржниц считал, что издание лекций, о которых сказано выше, потребует еще много усилий. Он хотел переработать изложение отдельных затронутых в текстах вопросов. К сожалению, авторская переработка теперь уже невозможна. В то же время то, что уже было сделано и напечатано ранее совсем малыми тиражами, представляется абсолютно доброкачественным и совершенно оригинальным изложением взглядов выдающегося физика на физику в целом.

В текстах лекций много глубоких и важных идей, которые едва ли можно найти в других учебных пособиях. Следует иметь в виду, что развитие ряда обсуждаемых аналогий и проблем, содержащихся в лекциях, нашло свое продолжение в научных статьях Д.А. Киржница и его учеников. Читателю этой книги полезно сообщить, что "Избранные научные труды" Д.А. Киржница изданы в двух томах¹.

Педагогический опыт Д.А. Киржница совершенно нестандартен. В эту книгу включена лишь незначительная часть трудов, называвшихся им самим "манускриптами". Другие лекции Д.А. по различным вопросам теории поля, теории конденсированного состояния, по астрофизическим и космологическим проблемам еще ждут своих редакторов и читателей. В какой-то степени они перекрываются обзорными и монографическими статьями, включенными в двухтомник его работ. Уместно вспомнить еще о старой, но вовсе не устаревшей книге Д.А. Киржница "Полевые методы теории многих частиц" (Атомиздат, М., 1963). Было бы хорошо переиздать и ее.

Нужно сказать еще о том, что довольно значительная часть обсуждаемых в лекциях и научных статьях Д.А. Киржница физических проблем включается другими преподавателями в свои курсы лекций, регулярно читаемые студентам физфака МГУ и МФТИ, активно используется при постановке учебных и научных задач. В лекциях Д.А. преподаватели и студенты найдут как оригинальное изложение общих принципов, так и конкретных физических ситуаций. Изучение этих лекций не-

¹ Киржниц Д.А. Труды по теоретической физике и воспоминания. Т. 1. Теория поля, физика элементарных частиц, ядерная физика, воспоминания; Киржниц Д.А. Труды по теоретической физике. Т. 2. Статистическая модель вещества, сверхпроводимость и сверхтекучесть, космология и астрофизика. М.: Физматлит, 2001. В этом двухтомнике содержится также достаточно полный список научных работ Д.А. Киржница.

сомненно будет способствовать развитию физической интуиции и мышления.

Подготавливая к публикации эту книгу Д.А. Киржница, составители не считали себя вправе изменять авторские тексты и ограничились исправлением небольшого числа явных опечаток.

Подготовка лекций к настоящему изданию была поддержана сотрудниками физического факультета МГУ – И.В. Ракобольской, Г.П. Кузнецовой, А.С. Ковтюхом, редактором Издательства МГУ К.И. Стратилатовой, сотрудниками Физического института им. П.Н. Лебедева РАН П.Д. Березиным, Б.М. Болотовским, Ю.М. Бруком, В.А. Исаковым, А.А. Шацким, Г.В. Шпатаковской. Всем им большая благодарность.

Эта не очень большая книга – скромная дань памяти Д.А. Киржница – замечательного физика и человека. В 2006 г. ему исполнилось бы 80 лет.

Член-корреспондент РАН В.И. Ритус

СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА (ОТ ДЕМОКРИТА ДО КВАРКОВ)*

ВВЕДЕНИЕ

1. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ КУРСА

Семестровый спецкурс "Строение вещества (от Демокрита до кварков)" первоначально задумывался как обзорный курс, предназначенный для будущих бакалавров. Фактически же он читался пятикурсникам ядерного отделения физического факультета МГУ, которым немалая часть излагаемого ниже материала уже давалась в других прослушанных ими ранее курсах, хотя и в разрозненном виде.

Курс преследовал следующие цели и задачи:

- восстановить в памяти слушателей старый и изложить новый материал, относящийся к проблеме строения вещества на всех уровнях его иерархии – от макроскопических тел до элементарных частиц;

- собрать воедино и систематизировать этот материал в рамках общей картины строения вещества, представляющей собой фундамент физики и смежных наук;

- способствовать выработке у слушателей монистического взгляда на окружающий мир – от микромира до космоса, как на единое целое, управляемое универсальными физическими законами;

- дать представление об историческом пути, пройденном человечеством от первых зачатков атомизма до современной картины строения вещества;

- способствовать преодолению "ядерного шовинизма", нередкого у молодых физиков "переднего края", высокомерия по отношению к макроскопической физике.

Минимальный объем знаний, которым должны располагать слушатели, соответствует университетскому курсу общей физики. Предполагается также знакомство слушателей с элемен-

* М.: Изд-во Моск. ун-та, 1995. 94 с.

тами квантовой механики. Ссылки на соответствующую литературу приводятся в конце каждого из разделов курса.

По своему содержанию в целом курс представляет как бы разрез через физику (и, частично, космофизику) по линии внутренней структуры вещества. Другие аспекты описания физических объектов в курсе не рассматриваются. Список конкретных тем, составляющих содержание курса, приводится ниже. Для пояснения и оправдания этого списка предварительно обсуждаются два общих вопроса – об определении самого понятия вещества и о принципах атомизма, лежащих в основе существующих представлений о строении вещества.

2. ПОНЯТИЕ ВЕЩЕСТВА

Наиболее употребимое определение центрального для данного курса понятия вещества основано на противопоставлении вещества как корпускулярной (составленное из частиц с ненулевой массой покоя) субстанции излучению, в более широком плане – физическому полю. Такое определение, однако, отвечает устаревшей традиции и должно быть осовременено. Действительно, обсуждаемое противопоставление обесценилось уже фактом неразрывности корпускулярных и волновых (полевых) свойств материи, составляющим основу квантовой теории. Более того, само понятие массы покоя перестало сейчас быть устойчивой характеристикой физической системы. Это связано с процессами превращения частиц в излучение и обратно (рождение и аннигиляция пар), а также с особой (симметричной) природой массы покоя большинства частиц, способной меняться и даже нацело исчезать с изменением внешних условий. И в более практическом плане не видно оснований противопоставлять друг другу, например, формы звездной материи – корпускулярную и радиационную (излучение). Обе они вносят соизмеримый вклад в энергию и давление звезды, обеспечивают ее устойчивость и т.п.

Поэтому кажется разумным принять более широкое определение:

веществом называется материальный носитель свойств физического тела, представляющий собой протяженную систему взаимодействующих частиц или полей.

Термин "протяженная" означает, что размеры системы велики по сравнению как с внутренними ее масштабами (средним расстоянием между частицами, характерной длиной волны поля), так и с масштабами тех процессов, в которых участвует вещест-

во. Такое ограничение позволяет говорить о веществе как таковом, безотносительно к размерам и форме физического тела, для которого оно служит "строительным материалом". Очевидно, что отдельный электрон, атом водорода или дейтрон веществом считаться не могут. Однако уже тяжелое ядро, содержащее много нуклонов, проявляет себя как вещество, например, при прохождении через него быстрой частицы, вызывающей образование ударных волн.

Приведенное определение включает в себя наряду с обычной электронно-ядерной формой и экзотические формы вещества – радиационную, нейтронную и т.д. Сюда же можно отнести и физический вакуум – состояние без реальных (долгоживущих) частиц, представляющее собой протяженную систему виртуальных (короткоживущих) частиц и обладающее многими свойствами макроскопической среды (например, способностью испытывать фазовые переходы при различных внешних воздействиях).

3. ПРИНЦИПЫ АТОМИЗМА

Ключом к пониманию закономерностей внутреннего строения вещества служит ряд общих принципов, объединенных термином "атомизм". Эти принципы возникли первоначально на чисто интуитивном уровне, затем получили косвенное подтверждение в результате химических и физических экспериментов в макроскопической области и, наконец, обрели прямое подтверждение при микроскопических экспериментах, а также теоретическую базу в виде законов квантовой механики и квантовой теории поля. Принципы атомизма сводятся к следующим утверждениям:

- дробление физического тела имеет границу, при переходе через которую полностью или частично теряются свойства тела;

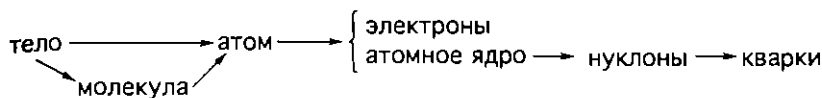
- подход к этой границе обнажает дискретные структурные составляющие (условно говоря, "атомы"), из которых построено вещество тела;

- имеется конечное число типов "атомов", причем "атомы" одного типа абсолютно неотличимы один от другого;

- многообразие свойств физических тел сводится к различным сочетаниям типов "атомов", различному расположению их в пространстве, различному характеру их движения и т.п.;

- атомистическая структура вещества иерархична, "много-этажна" – "атомы" одного уровня могут быть составлены из более мелких атомов более глубокого уровня и т.д.

Последнее утверждение можно проиллюстрировать на примере электронно-ядерной формы вещества, представляющей собой материал подавляющего большинства окружающих нас физических тел:



Этим уровням иерархии строения вещества отвечают приведенные в таблице характерные масштабы длины (см) и энергии (эВ):

Характерные масштабы длины и энергии

Объект	Длина	Энергия	Примечание
Молекула	10^{-8} – 10^{-7}	10^{-5} – 10^{-3} 10^{-2} – 10^{-1}	Вращательный масштаб Колебательный масштаб
Атом	10^{-8}	1–10	1-ый ионизационный потенциал
Атомное ядро	10^{-12}	10^7	Энергия связи на нуклон
Нуклон	10^{-13}	10^9	Энергия покоя

Понятие атомизма, имеющее прямой структурный смысл, иногда толкуют расширенно, отождествляя его с понятием квантованности, т.е. физическую величину представляют в виде целого числа соответствующих квантов. Так говорят об атомизме заряда, атомизме действия и т.д., отводя роль "атомов", соответственно элементарному заряду, постоянной Планка и т.п. Мы, однако, будем придерживаться более узкой точки зрения.

4. СОДЕРЖАНИЕ КУРСА

Ниже приводится перечень разделов курса, сопровождаемый краткими комментариями.

ВВЕДЕНИЕ

Глава 1. КРАТКИЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК

Указаны основные исторические вехи становления атомизма от античной эпохи до конца XIX века. История современного этапа атомизма излагается в последующих разделах параллельно с фактическим материалом.

Глава 2. АТОМЫ, МОЛЕКУЛЫ, ГАЗЫ

Раздел содержит краткое изложение основных сведений, касающихся внутреннего строения атомов и молекул, а также газообразного состояния вещества – системы слабо взаимодействующих атомов и молекул. Особое внимание уделено теории периодической системы Менделеева.

Глава 3. КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СРЕДЫ, ПЛАЗМА, РАДИАЦИОННАЯ ФОРМА ВЕЩЕСТВА

Описываются основные факты, относящиеся к внутреннему строению и (обусловленным им) свойствам кристаллических тел, жидкости и плазмы. Рассмотрены также свойства равновесного излучения как особой формы вещества.

Глава 4. АТОМНОЕ ЯДРО, НЕЙТРОННОЕ ВЕЩЕСТВО

Дается феноменологическое описание основных свойств атомного ядра. Кратко рассмотрены свойства нейтронного вещества. Затрагиваются общечеловеческие аспекты ядерной физики и техники.

Глава 5. СУБЪЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ, ВАКУУМ

Кратко излагаются в описательной форме современные представления об элементарных частицах и фундаментальных взаимодействиях. Приводятся сведения о классификации частиц, о кварковой структуре адронов и т.п.

Глава 6. ВЕЩЕСТВО В КОСМОСЕ

Изложенный ранее материал иллюстрируется на примере космических объектов: планет, звезд, галактик, межпланетной, межзвездной и межгалактической сред, космических лучей, а также Вселенной как целого.

* * *

Автор благодарен коллективу кафедры Космических лучей и физики космоса, в благожелательной и дружеской атмосфере которой создавался этот курс. Особую благодарность автор выражает Г.П. Кузнецовой за неоценимую помощь в подготовке текста курса и полезные советы.

КРАТКИЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК

1. ЭТАП НАТУРФИЛОСОФСКОГО АТОМИЗМА

Уже в глубокой древности, начиная, по крайней мере, с 7-го века до н.э., в наиболее развитых областях тогдашнего мира (главным образом, в Индии и Греции) передовыми философами осуществлялись попытки связать природу видимого многообразия свойств физических тел с особенностями их внутреннего строения. Долгое время (около двух тысячелетий) будучи основанными не на эксперименте, а, самое большее, на непосредственной человеческой практике эти попытки имели чисто абстрактный, умозрительный натурфилософский характер.

Тем не менее очень рано был высказан едва ли не первый в истории всеобщий физический принцип, правильность которого подтверждена последующим развитием науки. Этот принцип, составляющий ядро атомизма, гласит, что многообразие свойств физических тел служит отражением различных сочетаний, заключенных в таких телах относительно немногочисленных первичных сущностей (начал, элементов). Таким сущностям придавался зачастую отвлеченный характер: они связывались со свойствами некоторых физических объектов (земля, вода, огонь, воздух), с человеческими ощущениями (запах, вкус, цвет, влажность, температура), с правильными многогранниками (куб, октаэдр и др.). К числу сторонников таких взглядов относились Канада (Индия, 7-ой век до н.э.), Платон и Аристотель (Греция, 4-ый век до н.э.) и др.

Однако подлинными творцами зачатков научного атомизма следует считать философов-абдеритов (от названия греческого города Абдеры): полулегендарного Левкиппа и Демокрита (5-ый век до н.э.) и их последователя Эпикура (4-ый век до н.э.), которые ввели представление о материальных носителях упомянутых выше первичных сущностей – атомах. Согласно учению абдеритов любое вещество состоит из атомов (маленьких, плотных, неделимых материальных тел) и пустоты, позволяющей атомам двигаться. Все атомы построены из одного и того же материала (свойства которого не имеют ничего общего со свойствами составленного из них вещества), а типы атомов различаются лишь размерами и формой. Объединение атомов, необходимое для существования конденсированного состояния вещества, сводится к чисто механическому зацеплению с помощью крючков и петель. При всей примитивности представ-

лений абдеритов о самих атомах их учение, как показало будущее, имело подлинно пророческий характер и предвосхитило многие черты современного атомизма.

Особого упоминания заслуживает вклад в атомистическое учение, внесенный Эпикуром (его взгляды изложены в поэме Лукреция Кара "О природе вещей", 1-ый век до н.э.). Предшественники Эпикура считали, что поведение атомов подчинено строгим, "железным" законам, т.е. полную predeterminedность будущего и, в частности, человеческих поступков. Отсутствие свободы воли (и необходимости нравственного выбора), а значит, и моральной ответственности человека Эпикур справедливо считал глубоким пороком атомизма. Поэтому он наделил движение атомов способностью испытывать время от времени непредсказуемые сбои, вводя в атомистическую картину случайный элемент. Этот замечательный факт позволил Э. Шредингеру написать в 1948 г. статью под названием "2400 лет квантовой теории". Сегодня, мы могли бы сказать больше, объявив Эпикура предтечей, в связи с бурно развивающейся теорией динамического хаоса в классической механике.

В последующие эпохи, вплоть до Нового времени, атомистическое учение, гонимое церковью, пребывало в полузабытом состоянии. Лишь в XVII веке оно испытывает возрождение и входит в арсенал естественных наук, делающих в это время свои первые крупные шаги. Хотя именно тогда и осознается роль эксперимента, как фундамента таких наук (Ф. Бэкон и др.), атомизм продолжает оставаться в основном умозрительным, натурфилософским учением. В немалой степени это относится и к атомизму XVIII века, который тесно связан со следующим, химико-физическим этапом атомизма.

Возвращаясь к XVII веку, нельзя не отметить, что в развитии атомизма приняли участие многие знаменитые ученые той эпохи – Г. Галилей, И. Кеплер, Р. Декарт, Х. Гюйгенс, И. Ньютон, П. Гассенди, Р. Бойль и др. Далее мы коснемся лишь некоторых вопросов, связанных с этими именами.

Это прежде всего вопрос о природе сцепления атомов, о котором уже упоминалось. Галилей считал, что сцепление атомом обусловлено притяжением между ними, за которое ответственна разделяющая их пустота (в соответствии с принципом "природа не терпит пустоты"). Много ближе к истине стоял Ньютон, который под влиянием своей теории всемирного тяготения связал притяжение с силой взаимодействия атомов на расстоянии. Любопытно, что Ньютон допускал ступенчатый характер такого взаимодействия (на больших расстояниях – слабое, на малых – сильное), что позволило С.И. Вавилову

считать Ньютона, в определенном смысле, предтечей ядерной физики. Говоря о Ньюtone, нельзя не упомянуть и о его вкладе в корпускулярную, атомистическую теорию света. Такой точкой зрения, очень близкой к современной, обладал сербский ученый XVIII века Р. Бошкович, считая, что перво-

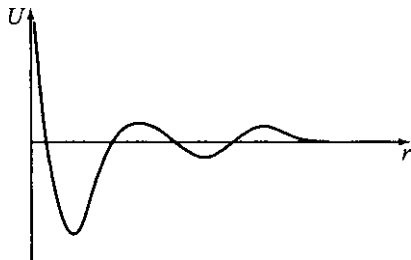


Рис. 1

причиной наблюдаемых свойств вещества является универсальный закон межатомного взаимодействия (отталкивание на малых, притяжение — на больших расстояниях, рис. 1). Причем для заряженных частиц в среде подтверждается и осциллирующий характер взаимодействия на больших расстояниях (фриделевские осцилляции).

Другой вопрос, уже достаточно близкий к эксперименту, касается объяснения правильной формы кристаллов и особенностей распространения в них света. Кеплер и, независимо от него, Р. Гук предположили, что огранка кристалла и его спайность связаны, как это считает и современная наука, с регулярным расположением атомов по объему кристалла. Выбрав для атомов исландского шпата форму эллипсоидов вращения с определенным эксцентриситетом, Гюйгенс количественно описал не только форму кристалла, но и явление двойного лучепреломления.

С именем ученого XVII века Бойля, которого Ломоносов заслуженно наградил эпитетом "славный", связаны не только известный газовый закон Бойля—Мариотта, но и целый ряд общих, основополагающих для физики и химии идей. К их числу относится утверждение о том, что законы природы справедливы для любых масштабов (в частности, что атомы подчиняются обычной механике). С учетом существенных оговорок, касающихся квантовых и общерелятивистских эффектов, утверждение Бойля "работает" и сегодня (например, при распространении атомных законов на элементарные частицы или законов, управляющих структурой и движением небесных тел, а также на Вселенную как целое). Об идеях Бойля, относящихся к связи физики и химии, к самой химии и к теории теплоты речь будет идти далее.

2. ЭТАП ХИМИКО-ФИЗИЧЕСКОГО АТОМИЗМА

Этап подлинно научного атомизма, опирающегося на экспериментальные и теоретические завоевания физики и особенно химии, стартует в начале XIX века. Однако корни этого химико-физического этапа уходят в более раннюю эпоху. В этой связи нельзя не упомянуть о положительной роли средневековой алхимии, которая обогатила будущую химию и частично физику набором методических средств и огромным объемом фактического материала. Однако непосредственной предтечей рассматриваемого этапа была наука XVIII века, краткий обзор достижений которой будет предпослан основному материалу этой части раздела курса.

Эти достижения излагаются в виде следующим кратких тезисов.

Взаимосвязь физики и химии. Объяснение химических явлений с помощью физических законов и открытие физических истин химическими средствами. "В основе химии лежат физические законы" (Р. Бойль). "Бесполезны тому очи, кто желает видеть внутренность вещи, лишаясь рук к отверстию оной. Бесполезны тому руки, кто к рассмотрению открытых вещей очей не имеет. Химия – руками, математика – очами физическими по справедливости назваться может" (М. Ломоносов).

Установление списка химических элементов. Элемент – неразложимое далее химическое вещество, состоящее из атомов одного типа (Р. Бойль). В противоположность взглядам древним, вода – не элемент, а разлагается на кислород и водород (А. Лавуазье).

Классификация простейших соединений. Соединениям (окислам, основаниям, кислотам, солям) отвечает наличие на микроуровне комплексов, составленных из разнотипных атомов (Р. Бойль).

Установление характера простейших химических реакций. Реакциям отвечают образование, распад или перегруппировка атомарных комплексов (Р. Бойль). Роль кислорода в окислительных и восстановительных реакциях (А. Лавуазье).

Закон постоянства состава. Состав и свойства химического вещества не зависят от способа, которым оно получено.

Закон сохранения массы. Суммарная масса (вес) исходных реагентов равна суммарной массе продуктов реакции. "Все перемены, в натуре случающиеся, такого суть свойства, что сколько чего у одного тела отнимется, столько присовокупится к другому. Так, ежели где убудет несколько материи, то умножит-

ся в другом месте" (М. Ломоносов). Основанная на эксперименте формулировка закона сохранения массы (А. Лавуазье).

Кинетическая теория теплоты. Теплота – не особое вещество, а состояние движения (Ф. Бэкон, Р. Бойль, Дж. Блейк) и др. Крушение теории тепловых жидкостей (теплорода, флогистона), которые в силу своей весомости нарушали бы закон сохранения массы. Теплота невесома (А. Лавуазье). Теплота – движение не особой материи, а самих атомов (Д. Бернулли, М. Ломоносов).

Перечисленные достижения науки XVIII века уже сами по себе представляли собой сильные аргументы в пользу атомистических представлений. Однако такая, в значительной мере умозрительная, аргументация достигла подлинно научного уровня лишь в XIX веке, с наступлением которого начинается этап химико-физического атомизма.

Основополагающую для этого этапа роль сыграли труды Дж. Дальтона, которого нередко называли отцом химии. В 1808 г., обобщив эмпирические данные, он сформулировал *закон кратных отношений* (*закон Дальтона*), который сводится к двум близким по смыслу утверждениям. Первое гласит:

массы данного элемента, входящие в состав нескольких его соединений с одинаковой массой другого элемента, относятся как небольшие целые числа.

Второе утверждение имеет следующую формулировку:

массы вступающих в реакцию веществ и реагирующих без остатка соотносятся как целые числа; эти числа становятся еще более простыми, если каждую массу поделить на некоторое, характерное для данного вещества число (атомный или молекулярный вес).

Так, для реакции образования воды $2\text{H} + \text{O} = \text{H}_2\text{O}$ получается отношение масс 2 : 16, которое переходит в 2 : 1 при делении массы H на 1 и массы O на 16. Атомному (молекулярному) весу Дальтон придал смысл относительной массы атома (молекулы), если за 1 принята масса, отвечающая H, или за 16 масса, отвечающая O. Нужно отметить, что с понятиями "атом" и "молекула" в XIX веке была путаница, и внесение ясности в этот вопрос (А. Авогадро, С. Канницаро) – уже само по себе большое достижение. Далее мы будем говорить, лишь о молекулах, подразумевая атомы в случае простейших молекул, состоящих из одного атома.

Закон Дальтона можно рассматривать как доказательство приведенных выше умозрительных догадок Бойля об атомарной интерпретации понятий: "элемент", "соединение", "реакция",

а также законов постоянства состава и сохранения массы. По существу закон Дальтона сыграл такую же роль для химии, как законы Менделя для генетики – в обоих случаях простые численные соотношения отражают факт существования дискретных носителей свойств вещества (соответственно растения или животного), которые (носители) остаются неизменными, вступая в разные сочетания друг с другом. Исключительную важность имело и появление в науке первой количественной характеристики молекулы – ее массы.

Сказанное оказалось тесно связанным с физикой газообразного состояния вещества. В 1809 г. Ж. Гей-Люссак сформулировал закон *кратных объемных отношений* для участвующих в реакции газов:

при фиксированных температуре и давлении объемы газообразных реагентов (а также объемы газообразных продуктов реакции) относятся как небольшие целые числа.

Так, для приведенной выше реакции образования воды (или обратной реакции ее разложения на кислород и водород), если она находится в парообразном состоянии, отношение объемов $H : O : H_2O$ равны $2 : 1 : 1$.

Законы Дальтона и Гей-Люссака можно примирить друг с другом, если справедлив закон *Авогадро*, сформулированный им в 1811 г.:

при фиксированных температуре и давлении одинаковые объемы газов содержат одинаковое число молекул.

При нормальных условиях (температура 273 К, давление 1 атм.) грамм-молекула газа (масса, численно равная молекулярному весу) занимает объем 22,4 л и содержит число молекул, равное числу Авогадро:

$$N = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ (современное значение)}$$

(это соответствует концентрации молекул $2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – число Лошмидта). Из числа Авогадро легко найти абсолютную величину массы молекул: (масса молекулы) = (молекулярный вес)/ N = (молекулярный вес) $\times 1,66 \cdot 10^{-24}$ г. Естественно, что последнее число совпадает с массой нуклона. При условиях, отличных от нормальных, справедливо уравнение состояния газа, обобщающее законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака:

(давление) \times (объем) = $Nk \times$ (масса) \times (температура)/(молекулярный вес), где $k = 1,38 \times 10^{-16}$ эрг/град – постоянная Больцмана.

Атомистическая картина газообразного состояния и выросшая из нее кинетическая теория газов позволили определить

и вторую, помимо массы, характеристику молекулы — ее размеры. Это было сделано разными способами (в частности, по измерению длины свободного пробега в газе) и привело к оценке линейного размера молекулы: $a \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ см.

Описанные выше завоевания химико-физического атомизма относились в основном к первой половине XIX века. Вторая половина века прошла под знаком триумфального шествия атомизма. Его безальтернативность становилась все более и более очевидной в связи с открытием нового круга явлений (таких, например, как электролитическая диссоциация и электролиз), а также с успехами, основанными на атомистической картине теорий (кинетической теории газов, термодинамики и включившей их в свой состав статистической физики равновесных и неравновесных процессов). Другая, химическая линия развития атомизма привела к успехам учения о валентности, структурной химии и т.д.

Важнейшее значение для атомизма имело открытие Периодической системы элементов (Д. Менделеев, 1869–1871 гг.), устанавливающей периодическую зависимость свойств элементов от их атомного веса. Периодическая система обладает огромной предсказательной ценностью. Так, свойства близких "космикам" и в то время неизвестных еще науке элементов галлия (Ga) и германия (Ge) были предсказаны Менделеевым под именами эка-алюминия и эка-силиция.

Несмотря на все сказанное, у атомизма были достаточно сильные противники, признавшие свое поражение лишь в начале XX века (к их числу относился известный физико-химик В. Оствальд, противопоставивший атомизму свою концепцию энергетизма). Поэтому все это время прилагались усилия для прямого доказательства правильности атомистической картины, состоявшие, в частности, в демонстрации совпадения значений чисел N и a , полученных при экспериментальном изучении самых различных процессов и явлений. Особенно больших успехов в этом направлении достиг А. Эйнштейн (1905–1911 гг.), продемонстрировавший такое совпадение для броуновского движения, критической опалесценции, диффузии, вязкости растворов. В общем, к началу XX века атомистическая картина строения вещества завоевала безраздельное господство в науке.

3. ДЕЛИМОСТЬ АТОМА. ОТКРЫТИЕ ЭЛЕКТРОНА

Развитие химико-физического атомизма завершилось опытным опровержением представлений об атоме, как о невидимом и неделимом объекте. Хотя реально атом увидели лишь в

50-ых годах XX века, броуновское движение инородных примесей в воде, возникающее за счет толчков со стороны ее молекул, можно было с полным правом считать "видимым" портретом атома (или молекулы). Это справедливо в той же мере, в какой туманный след в камере Вильсона можно считать "портретом" регистрируемой частицы или струю при соударениях частиц с высокими энергиями – "портретом" кварка или глюона. Нужно только не вкладывать в слово "портрет" прямого смысла фотографии, а толковать его в более расширенном, косвенном смысле.

Существенно более важным было опровержение представления о неделимости атома. Этот постулат по существу мог бы рухнуть еще тогда, когда люди впервые столкнулись с электрическими явлениями. Ведь, например, трение янтаря о ткань – это не что иное, как эксперимент по расщеплению атома, а возникающие при этом заряды – заряженные компоненты его внутренней структуры. Однако все это было понято человечеством много позднее, к концу XIX века, когда с помощью сильных электрических полей были осуществлены такие процессы воздействия на вещество, как электролиз и газовый разряд. Изучение этих процессов привело к открытию Дж.Дж. Томсоном (1897 г.) первой составляющей атома – электрона. Одновременно это было открытие первой элементарной частицы, которым и датируется начало эпохи современного атомизма. Природа другого свидетельства делимости атома – явления радиоактивности – была понята существенно позднее.

Открытие электрона означало в дальнейшем определение его важнейших характеристик – заряда и массы. К первой из них привело изучение электролиза. Если к жидкому электролиту, в котором под действием внутренних электрических сил образовались ионы – заряды обоих знаков, приложить электрическое поле, то каждый ион притянется к электроду противоположного знака, отдаст ему (или воспримет от него) свои лишние (недостающие) электроны и превратится в нейтральный атом или молекулу вещества, которое и выделится на электроде.

М. Фарадей (1834 г.) нашел, что для выделения одного грамм-эквивалента вещества (грамм-атома или грамм-молекулы, деленных на кратность заряда иона) нужно универсальное количество электричества

$$F = 96484 \text{ Кл.}$$

Напомним, что $1 \text{ Кл.} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ ед. СГС.}$

Это число Фарадея равно заряду электрона, умноженному на число Авогадро N . Поэтому заряд электрона:

$$|e| = \frac{F}{N} = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГС.}$$

Вторая характеристика электрона (его масса) была найдена при изучении газового разряда, возникающего при приложении высокого напряжения к газу, в котором изначально содержались свободные электроны и положительные ионы, размножающиеся при их ускорении полем и при соударении с нейтральными атомами. Пучок ускоренных электронов выводится из разрядной трубки (каналовые лучи) и может быть отклонен под действием внешнего электрического (\mathbf{E}) или магнитного (\mathbf{B}) полей. По такому отклонению, согласно уравнению:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = e \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{v}}{c}, \vec{B} \right] \right),$$

было найдено отношение заряда электрона к его массе m_e , которое оказалось равным $|e|/m_e = 5,3 \cdot 10^{17}$ ед. СГС. Отсюда и из полученной выше цифры следует значение массы электрона:

$$m_e = 0,9 \cdot 10^{-27} \text{ г.}$$

Таким образом, к началу нашего века мы знали примерный размер атома $a \sim 10^{-8}$ см, его массу $M = A \cdot 1,6 \cdot 10^{-24}$ г, где A – атомный вес, заряд $Q = 0$, а также заряд и массу его легчайшей составляющей – электрона.

* * *

Этот исторический этап завершается рубежом XIX–XX веков, когда на протяжении считанного числа лет произошли важнейшие для науки о строении вещества события: окончательное торжество атомизма, открытие первой элементарной частицы (электрона) и вступление в квантовую эру. Последующее развитие представлений о строении вещества относится к этапу современного атомизма. Соответствующие ему исторические сведения будут излагаться далее параллельно с фактическим материалом.

ЛИТЕРАТУРА

Дорфман Я.Г. Всемирная история физики с древнейших времен до конца XVIII века. М.: Наука, 1974.

Зубов В.П. Развитие атомистических представлений до начала XIX века. М.: Наука, 1965.

Пайс А. Научная деятельность и жизнь Альберта Эйнштейна. М.: Наука, 1989. Гл. 5.

Глава 2

АТОМЫ, МОЛЕКУЛЫ, ГАЗЫ

1. АТОМЫ

Когда было осознано, что электроны представляют собой составную часть атома, ответственную за электромагнитные, оптические и др. свойства вещества, встала задача микроскопического описания таких свойств. Для этого понадобилась модель внутренней структуры атома, позволяющая проводить количественные расчеты.

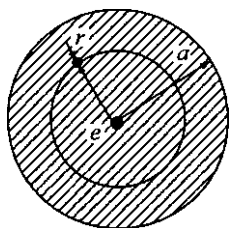


Рис. 2

Первая модель атома была предложена "отцом электрона" вскоре после открытия последнего (*модель Дж. Дж. Томсона, 1904 г.*). Атом согласно этой модели представляет собой однородный заряженный положительно шарик радиуса a с полным зарядом $Z|e|$ (Z — число электронов в атоме). Внутри этого шарика распределены точечные электроны. Рассмотрим для простоты атом водорода, где в центре шарика имеется лишь один элект-

рон. Убедимся в том, что частота колебаний электрона действительно близка к характерной оптической частоте (длина волны $\lambda \sim 10^{-5}$ см при размере атома $a \sim 10^{-8}$ см). С этой целью сместим электрон на расстояние r от центра и найдем изменение энергии U при таком смещении (рис. 2).

Величина U равна изменению кулоновской энергии взаимодействия электрона с положительным зарядом, плотность которого $\rho = 3e/4\pi a^3$. Таким образом,

$$U = \frac{e^2}{2a^3} r^2,$$

и электрон в атоме — осциллятор, потенциальная энергия которого связана с частотой ω соотношением $U = m_e \omega^2 r^2 / 2$. Поэтому:

$$\omega = \left(\frac{e^2}{m_e a^3} \right)^{1/2} \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}, \quad \lambda = 2\pi c / \omega \sim 10^{-5} \text{ см},$$

что действительно отвечает оптическому диапазону.

Тем не менее атом Томсона просуществовал недолго. Не говоря уже о внутренних трудностях этой модели (неустойчивость

положительного заряда), она вступила в непримиримый конфликт с результатами опытов Э. Резерфорда (1911 г.) по рассеянию α -частиц на металлической фольге. В этих опытах обнаружились крайне редкие отклонения α -частиц от прямой траектории, что свидетельствовало о локализации положительного заряда в области, размером $\sim 10^{-12}$ см. Поэтому размер атома $a \sim 10^{-8}$ см отвечает распределению не положительного заряда, как в атоме Томсона, а электронов, которые вращаются вокруг сконцентрированного в малой области положительного заряда, где сосредоточена и основная часть массы атома (рис. 3). Так родилась *планетарная модель атома Резерфорда*. Одновременно возникло представление о второй структурной составляющей атома – *атомном ядре*, и родился новый раздел физики – *ядерная физика*. Именно с ядром оказались связаны процессы, проявляющиеся при радиоактивности, о чем свидетельствует масштаб энергии испускаемых при α -, β - и γ -распадах частиц (МэВ, сотни кэВ).

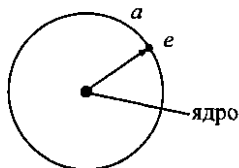


Рис. 3

Модель атома Резерфорда породила трудную проблему устойчивости: вращающийся вокруг ядра электрон должен излучать, терять энергию и падать на ядро за сравнительно малое время, что решительно противоречит стабильности вещества. Н. Бор (1913 г.) первым понял, что в рамках классической механики и электродинамики эту проблему не решить. Из величин, входящих в эти науки, нельзя построить выражение для длины a , которое имело бы нужную величину (порядка 10^{-8} см), а можно лишь построить величину $e^2/mc^2 \sim 10^{-13}$ см. Незадолго до этого в физику черного излучения (М. Планк, 1900 г.) и в оптику (А. Эйнштейн, 1905 г.) вошла новая размерная константа $\hbar = 10^{-27}$ эрг. сек. С ее помощью Бор немедленно же построил нужную величину:

$$a = a_0 = \hbar^2 / m_e e^2 = 0,52 \cdot 10^{-8} \text{ см (боровский радиус).}$$

(Важно подчеркнуть, что для атома Томсона трудности с излучением нет: имеется стабильное состояние, когда электрон покоится в центре шарика. В то же время в эту модель с самого начала заложена длина a нужной величины – радиус шарика. Другое дело, остается проблема – какие силы удерживают такой шарик от разлета?).

Более того, Бор сумел использовать квантовую гипотезу Планка ($E = \hbar\omega$) для обеспечения стабильности атома. Если бы электрон не излучал, то, согласно классической механи-

ке, применительно к атому водорода частота обращения электрона ω и радиус орбиты R описываются формулами, связывающими эти величины с энергией электрона E :

$$\omega \sim |E|^{3/2} / e^2 \sqrt{m_e}, \quad R \sim e^2 / |E|.$$

В рамках классической физики излучение электрона ведет к росту $|E|$, влекущему за собой рост ω и уменьшение R вплоть до соприкосновения электрона с ядром. Если, однако, электрон попал на соответствующую орбиту из состояния с $E = 0$ (где он покоился на большом расстоянии от ядра), испустив, согласно гипотезе Планка, квант с энергией $|E| = \hbar\omega$, то легко видеть, что $|E| \sim e^2 / a_0$, $R \sim a_0$.

Таким образом возникает стационарное основное состояние с конечной энергией и с конечным радиусом орбиты нужной величины. Если же испускается n квантов (n — целое число) с $|E| = n\hbar\omega$, то в формулах для $|E|$ и R появляются дополнительные факторы $1/n^2$ и n^2 соответственно, и мы приходим к возбужденным стационарным состояниям. Исходя из близкого к гипотезе Планка допущения, что при переходе из одного стационарного состояния в другое испускается или поглощается квант с частотой $|\Delta E| / \hbar$ ($|\Delta E|$ — разность энергий состояний), Бор объяснил количественно основные особенности спектра атома водорода, а позднее и других атомов.

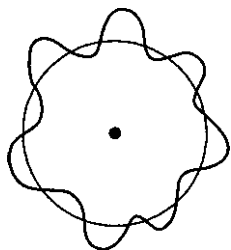


Рис. 4

Теория Бора при всей ее эффективности страдала непоследовательностью, так как была гибридом классического и квантового подходов. Важнейший шаг в преодолении этой непоследовательности — идея Л. де Бройля (1923 г.) о волновой природе материи: не только свет проявляет наряду с волновыми и корпускулярные свойства, но и вещество обладает таким же дуализмом. С этой точки зрения стационарное состояние электрона в атоме — аналог собственного состояния (стоячей волны) колеблющейся струны,

частота которого определяется условием, что на длине струны укладывается целое число полуволи (рис. 4). Вводя длину волны $\lambda \sim h/p$ (p — ее импульс), де Бройль действительно воспроизвел результаты Бора.

Идеи де Бройля привели в конечном счете к волновой механике Э. Шредингера (1926 г.), которая оказалась эквивалентна матричной механике В. Гейзенберга (1925 г.). Слившись в единую квантовую механику, эти две теории в совокупности с

теорией П. Дирака составили прочный теоретический базис науки о строении вещества.

Квантовая механика была использована как в боровском варианте, так и в виде последовательной теории для расчета спектров атомов, в том числе находящихся под воздействием электрического и магнитного полей. При этом выявились два новых, исключительных по важности, свойства электрона. Это, во-первых, спин (внутреннее "вращение"), равный* $1/2$ (С. Гаудсмит, Г. Уленбек, 1925 г.), играющий роль дополнительной, четвертой координаты электрона. Во-вторых, это корреляционные свойства – принцип запрета (В. Паули, 1925 г.), требующий, чтобы в каждом квантовом состоянии находилось не более одного электрона. Оба указанных свойства имеют чисто квантовый характер (в частности, принцип Паули представляет собой следствие того, что тождественность разных электронов, навеянная греческой атомистикой, имеет в квантовой механике абсолютный характер: если классические частицы можно различать, предварительно их пометив и следя за их движением, то квантовые частицы, волновые пакеты которых расплываются и перекрываются, таким способом различить нельзя).

Расчет структуры легких атомов (H, He, ...), хотя и не очень просто, может производиться прямо с помощью уравнения Шредингера. Однако с ростом Z (заряд ядра или число электронов нейтрального атома) такой расчет крайне усложняется. Если же $Z \gg 1$, то удобно использовать простой подход, называемый моделью Томаса–Ферми (Л. Томас, 1925 г., Э. Ферми, 1926 г.), который, не претендуя на отражение деталей, дает усредненное описание электронной оболочки атома. В ядерной физике эта модель используется в теории процессов, в которых участвует тяжелый атом: рассеяние на атоме, ионизационные потери в веществе, рождение пар на атоме, тормозное излучение и т.п. Кроме того, модель Томаса–Ферми очень удобна для установления зависимости физических величин (энергии, импульса, расстояний, вероятности нахождения электрона вблизи ядра и т.п.) от заряда ядра Z .

При больших Z поведение электронов в атоме близко к классическому и их энергия $E = p^2/2m + U(r)$ пробегает все допустимые значения, меньшие нуля, причем в силу принципа Паули каждый уровень энергии заполнен двумя электронами (спины \uparrow и \downarrow). Точнее говоря, заполнены все уровни вплоть до энергии $E = -J$ (J – потенциал ионизации), но величина J относительно мала и ею можно пренебречь. Величина $U(r)$ – средняя

* Здесь и далее спин измеряется в единицах \hbar .

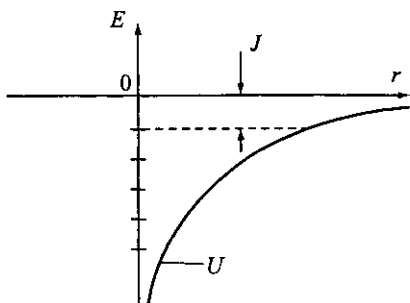


Рис. 5

потенциальная энергия электрона на расстоянии r , равная заряду электрона e , умноженному на электрический потенциал ядра ϕ , заэкранированный электронами, расположенными ближе к ядру. Очевидно, что при $r \rightarrow 0$, когда экранирование отсутствует, $U(r) \rightarrow -Ze^2/r$. Вообще в атоме $U < 0$ (рис. 5).

Сам спектр энергии в ситуации, близкой к классической, определяется условием, что в ячейке фазового (x, p)-пространства объемом $(2\pi\hbar)^3$ находится два электрона. Поэтому полное число последних равно удвоенному объему фазового пространства, где движутся частицы, деленному на $(2\pi\hbar)^3$. С учетом сказанного выше:

$$Z = 2 \int \frac{dx dp}{(2\pi\hbar)^3} \text{ при условии } \frac{p^2}{2m} + U < 0.$$

Отсюда плотность заряда электронов:

$$\rho(r) = -\frac{2e}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{\sqrt{-2mU}} dp = -\frac{e}{3\pi^2\hbar^3} (-2mU)^{3/2}.$$

С другой стороны, справедливо уравнение Пуассона $\Delta\phi = -4\pi\rho$, или:

$$\Delta(-U) = \frac{4e}{3\pi\hbar^3} (-2m_e U)^{3/2} \text{ (уравнение Томаса-Ферми),}$$

с условиями $U \rightarrow -Ze^2/r$ при $r \rightarrow 0$ и $U \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Решение этого уравнения дает информацию о зависимости потенциальной энергии U и плотности заряда ρ от радиуса r , а также показывает, что при переходе от элемента к элементу физические величины меняются как Z^n . Значения показателя n приведены в таблице:

Значения n

Величина	Длина	Объем	Импульс электрона	Энергия электрона	Плотность заряда	Энергия атома	Плотность энергии
n	$-1/3$	-1	$2/3$	$4/3$	2	$7/3$	$10/3$

Укажем еще зависимость от Z квадрата волновой функции в нуле:

$$|\psi(0)|^2 \sim \frac{\rho(0)}{-eZ} \sim Z.$$

Согласно модели Томаса–Ферми радиус атома порядка $Z^{-1/3}a_0$. На самом деле это радиус относительно плотной сердцевины атома. Реальный

же радиус атома – порядка a_0 , так как наружные электроны атома находятся в поле почти заэкранированного ядра, и эффективный заряд, который на них действует, – порядка e . Поэтому, как и в атоме водорода, радиус любого атома определяется просто величиной боровского радиуса. Внутренняя граница плотной сердцевины атома определяется радиусом орбиты наиболее близких к ядру электронов, находящихся в поле эффективного заряда Ze . Соответствующий радиус получается заменой e^2 на Ze^2

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \rightarrow \frac{\hbar^2}{m_e Ze^2} = a_0 / Z.$$

Модель Томаса–Ферми применима в области $a_0 / Z < r < a_0 / Z^{1/3}$, где находится большая часть электронов тяжелого атома (рис. 6).

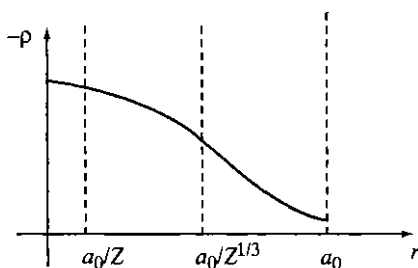


Рис. 6

2. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ

Еще в первые десятилетия XIX века обнаружилось, что некоторые свойства химических элементов периодически зависят от их атомного веса A . Далее речь пойдет о первом ионизационном потенциале атома J (энергия, необходимая для отрыва наружного электрона атома), схематически изображенном как функция A . Из рис. 7 видно, что сама величина J периодически зависит от A ; и, как следствие, химические свойства (инертность для благородных газов, легкость окисления для щелочных металлов и т.п.) периодически повторяются с ростом A .

В 1869–1871 гг. Д. Менделеев сформулировал общий периодический закон: "Химические и физические свойства элементов находятся в периодической зависимости от их атомного веса" и построил первую таблицу элементов, наглядно выражающую этот закон. Таблица Менделеева отражала в концентрированной

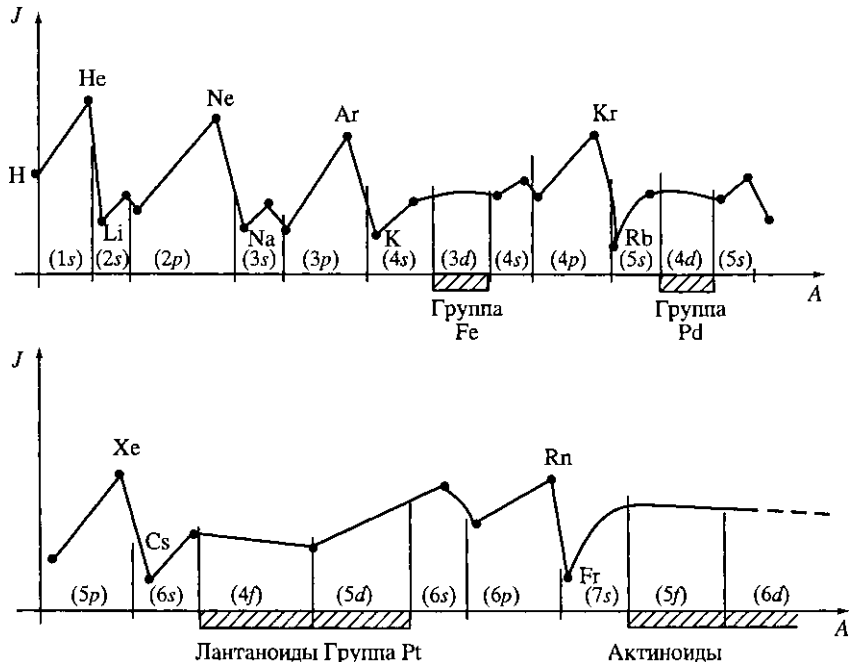


Рис. 7

форме внутренние закономерности строения атома, а в практическом плане позволяла корректировать неточные значения характеристик известных и предсказывать свойства еще не открытых элементов.

Этот вклад Менделеева в науку о строении вещества имел эмпирический характер, и понадобилось более полувека, чтобы периодический закон получил полное теоретическое объяснение. В его основе лежала планетарная модель атома Резерфорда, и первый вопрос состоял в том, какая именно характеристика такого атома определяет положение элемента в периодической системе. Эксперименты Г. Мозли (1913 г.) по рентгеновской спектроскопии атома, имеющие дело с самыми глубокими уровнями электрона, которые отвечают практически неэкранированному заряду ядра Z , показали, что именно величина Z , скорее чем A , определяет положение элемента в периодической системе. К счастью, это не очень сказывается на размещении элементов в системе, так как практически $A \sim 2Z$. Однако с принципиальной точки зрения переход от A к Z был очень важен, так как в отличие от A последовательность Z совпадает с натуральным рядом чисел, и поэтому общее число элементов (в том числе еще не открытых) между водородом и ураном точно известно.

Полная теория периодической системы была предложена Н. Бором в 1922 г. как следствие его же квантовой теории строения атома. Нужно отметить, что при создании этой теории еще не были открыты спин электрона и принцип Паули – чрезвычайно важные для теории понятия, поэтому Бору пришлось сделать предположения, которые заменили собой введение этих понятий. Теория Бора состояла в описании характера заполнения электронных уровней атома при последовательном увеличении заряда ядра Z и числа электронов на единицу.

Исходным пунктом теории служило представление о том, что электроны движутся более или менее независимо в едином самосогласованном радиально-симметричном поле $U(r)$, которое на малых расстояниях от ядра имеет вид $-Ze^2/r$. В квантовой механике такое движение характеризуется помимо Z еще 4-мя квантовыми числами:

$n = 1, 2, \dots$ – главное квантовое число, определяющее радиус электронной орбиты (тем больший, чем больше n);

$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ – орбитальное квантовое число, определяющее момент электрона и имеющее специальные обозначения s, p, d, f, \dots для $l = 0, 1, 2, 3, \dots$;

$m = -l, -l + 1, \dots, l - 1, l$ – магнитное квантовое число, определяющее проекцию момента электрона;

$\sigma = \pm 1/2$ – спиновое квантовое число, определяющее проекцию спина.

Энергия электрона в поле U зависит помимо Z от квантовых чисел n и l . Совокупность состояний, отвечающих данным значениям (n, l) , называется "оболочкой", содержит

$$N = 2 \sum_{m=-l}^l 1 = 2(2l + 1)$$

состояний и обозначается следующим образом:

(ns) (2), (np) (6), (nd) (10), (nf) (14) (цифра в скобках – соответствующее число N). Период периодической системы как раз и отвечает одной или нескольким оболочкам, последовательное заполнение которых ведет к застройке периода.

При увеличении Z на единицу и добавлении лишнего электрона последний будет стремиться занять наиболее глубокий (из числа возможных) уровень. При этом будут проявляться следующие закономерности:

а) с ростом n растет радиус орбиты и, следовательно, падают по абсолютной величине энергия электрона и его ионизационный потенциал J . Поэтому электрон будет стремиться занять состояние с наименьшим возможным значением n ;

б) с ростом l растет центробежная энергия $U_l = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$,

входящая в U . Это ведет к падению по абсолютной величине энергии и потенциала J . Поэтому электрон будет стремиться занять состояние с наименьшим возможным значением l ;

в) с ростом Z энергия электрона и величина J растут по абсолютной величине. Это связано с тем, что электрон часть времени проводит в глубине атома, где экранировка меньше, чем снаружи. Поэтому эффективный заряд ядра, действующий на электрон, растет с величиной Z . Так, для He каждый из электронов находится в поле заряда $2 - 5/16 > 1$.

Важно подчеркнуть, что приведенные свойства справедливы лишь при небольших моментах для s - и p -состояний, для которых и имеет место регулярная застройка соответствующих оболочек – так называемых "главных групп". Их мы сейчас и рассмотрим, оставляя обсуждение случая застройки d - и f -оболочек (промежуточных или переходных групп) на будущее.

Заполняется низшее $n = 1$, низшее $l = 0$ ($N = 2$). J растет от H к He в силу свойства "в" (рис. 8).

Заполняется низшее $n = 2$, $l = 0$ ($N = 2$). J падает от He к Li из-за роста n (свойство "а"), растет от Li к Be (из-за свойства "в") (рис. 9).

Заполняется низшее $n = 2$, низшее $l = 1$ ($N = 6$). J падает от Be к B из-за роста l (свойство "б") и далее растет (из-за свойства "в") (рис. 10).

Таким образом, сформировался период от He до Ne, отвечающий застройке $(2s)$ - и $(2p)$ -оболочек.

Сформировался следующий период от Na до Ar (оболочки $(3s)$ и $(3p)$) (рис. 11, 12).

Далее идут промежуточные группы, которые перемежаются главными, отвечающими тому же принципу застройки (рис. 13).

При больших моментах (для d, f -оболочек) сформулированные выше свойства "а", "б" уже несправедливы. Соответственно, застройка промежуточных оболочек (группы Fe, Pd, Pt...) теряет свою регулярность (может оказаться выгодным застраивать оболочку с большим значением n , оставляя незастроенной оболочку с меньшим n и т.п.). При этом происходит конкуренция состояний s - и d, f -оболочек. Так, при застройке $(3d)$ -оболочки, при переходе от V к Cr вместо закономерного увеличения числа d -электронов на единицу при заполненной $(4s)$ -оболочке выгоднее увеличить это число сразу на двойку, оголив на единицу $(4s)$ -оболочку. Особенно яркие аномалии возникают для f -оболочек, радиусы которых меньше, чем у оболочек с

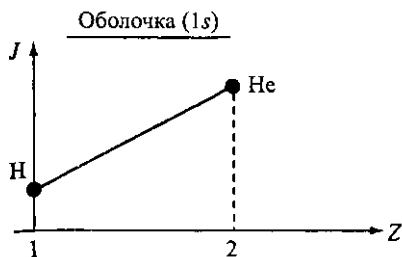


Рис. 8

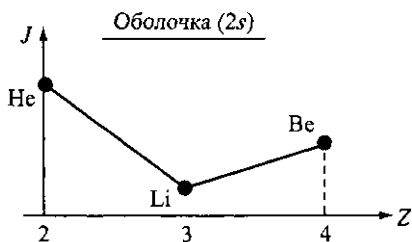


Рис. 9

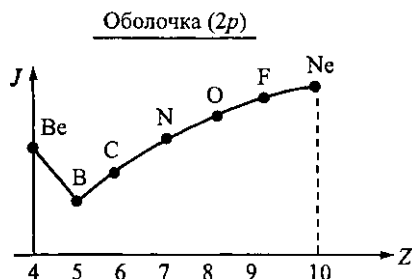


Рис. 10

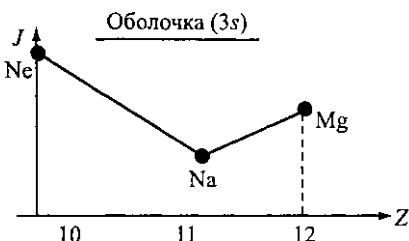


Рис. 11

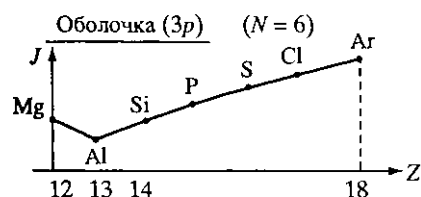


Рис. 12

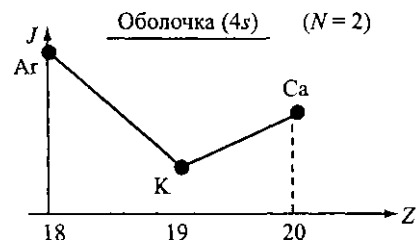


Рис. 13

меньшими моментами. Поэтому застройка f -оболочек практически не меняет химических свойств элементов, определяемых самыми наружными электронами. Так возникают семейства лантаноидов (редкие земли) – оболочка (4f) и актиноидов (тяжелые элементы и трансураны) – оболочка (5f).

3. МОЛЕКУЛЫ

Мы ограничимся рассмотрением лишь очень узкого класса свойств молекул, важных с точки зрения общей картины строения вещества. Начнем с типов химической связи. Молекула представляет собой связанное состояние некоторого числа атомов. Такое состояние возникает из-за сил притяжения между

атомами, имеющих простую кулоновскую природу, но проявлению которых способствуют квантовые эффекты. Далее для простоты, речь будет идти о связи двух атомов в молекуле.

Полярная (гетерополярная) связь возникает между двумя сильно различающимися по свойствам атомами, один из которых легко отдает электрон (щелочной металл или близкий к нему по положению в периоде, J мало), а другой, напротив, легко захватывает электрон (галоген или близкий к нему элемент, J велико). Поэтому при образовании молекулы происходит перетекание электрона с одного атома на другой, и образовавшиеся (+)- и (-)-ионы притягиваются друг к другу. При диссоциации такой молекулы она часто распадается именно на ионы, а не на нейтральные атомы (пример – молекула HCl).

Гомополярная (ковалентная) связь возникает между одинаковыми или близкими по валентности атомами. Рассмотрим для простоты молекулу H_2 . Пока атомы H находятся далеко друг от друга, каждый электрон принадлежит определенному атому. Однако когда атомы сближаются, следует учитывать неразличимость электронов, которая требует антисимметрии волновой функции пары электронов. Имеются две таких функции: пространственно-антисимметричная, спин 1:

$$\Psi = S_{\uparrow\uparrow}(\psi_a(\mathbf{x}_1)\psi_b(\mathbf{x}_2) - \psi_a(\mathbf{x}_2)\psi_b(\mathbf{x}_1))$$

и пространственно-симметричная, спин 0:

$$\Psi = S_{\uparrow\downarrow}(\psi_a(\mathbf{x}_1)\psi_b(\mathbf{x}_2) + \psi_a(\mathbf{x}_2)\psi_b(\mathbf{x}_1)).$$

Основному состоянию молекулы отвечает вторая волновая функция, не имеющая нулей (это основной тон колебаний струны, где нет узлов). Ей соответствует повышенная плотность электронов в области между протонами, которая и удерживает их вместе благодаря кулоновскому взаимодействию. Гомополярной связи отвечает то, что химики называют валентностью. Она действует в состоянии с противоположными спинами электронов и направлена по линии наиболее сильного перекрытия электронных оболочек. Квантовая химия располагает вычислительными методами, позволяющими рассчитывать химическую связь сложных молекул.

Ван-дер-ваальсова связь действует между любыми атомами на больших расстояниях между ними и они гораздо слабее, чем две первые. Пример – связь атомов благородных газов. Она возникает из-за виртуальной поляризации (наведения дипольного момента) каждого из атомов полем партнера, испытывающего

обратное действие этой поляризации. Взаимодействие дипольных моментов описывается энергией (\mathbf{n} – единичный вектор в направлении \mathbf{r})

$$V = \frac{\mathbf{d}_1 \mathbf{d}_2 - 3(\mathbf{d}_1 \mathbf{n})(\mathbf{d}_2 \mathbf{n})}{r^3},$$

а во втором порядке теории возмущений по V : $V_{eff} = -\frac{\text{const}}{r^6}$.

Другой вопрос, на котором мы остановимся, касается энергетики молекулы. В последней имеется два сильно различающихся масштаба масс: масса электрона m_e и масса ядра или иона $M \approx 2000 A m_e$. Поэтому движение ядер можно считать медленным по сравнению с движением электронов, которые "подстраиваются" к движению ядер. Масштаб энергии чисто электронных степеней свободы такой же, как и в атоме, и составляет:

$$E_e \sim \frac{\hbar^2}{ma^2} \sim 10 \text{ эВ.}$$

Движение ядер связано с энергией существенно меньшей величины. Так, колебания ядер описываются величиной $E_{osc} \sim \hbar\omega$, где:

$$M\omega^2 \sim \frac{\partial^2 U}{\partial r^2}; \quad \omega \sim \frac{1}{\sqrt{M}}.$$

Поэтому $E_{osc} \sim \sqrt{\frac{m_e}{M}} E_e$. Еще меньше масштаб энергии вращательной степени свободы $E_{rot} \sim \frac{l(l+1)\hbar^2}{2I}$, где $I \propto M$ – момент инерции молекулы. Поэтому $E_{rot} \sim \frac{m}{M} E_e$. Таким образом, электронный уровень расщепляется на подсистему колебательных уровней, каждый из которых расщепляется на подсистему вращательных уровней.

4. ГАЗЫ

Атомы или молекулы, образующие достаточно разреженную систему (их размер мал по сравнению со средним расстоянием между частицами), составляют в совокупности особое, газообразное состояние вещества (или просто газ). Частицы газа движутся в основном свободно, лишь время от времени испытывая

соударения друг с другом (или со стенками). Длина свободного пробега между соударениями частиц газа велика по сравнению со средним расстоянием между ними. Эта длина определяет многие характеристики газа: коэффициенты диффузии, теплопроводности и др.

Газ не обладает фиксированным собственным объемом, а целиком занимает объем сосуда, в который заключен. Газ характеризуется упругостью лишь по отношению к деформации сжатия, но не сдвига. Его давление на стенки сосуда определяется законами Бойля–Мариотта и Гей–Люссака, которые обобщают приведенное в главе 1 уравнение газового состояния. Это уравнение описывает идеальный газ, частицы которого не взаимодействуют друг с другом (помимо редких соударений). У реальных газов такое взаимодействие имеется, причем его роль возрастает с увеличением плотности газа. Этому соответствует нарушение упомянутого уравнения состояния, сводящееся к появлению в его правой части дополнительного поправочного множителя (B_1 , B_2 ... – так называемые вириальные коэффициенты):

$$1 + B_1(T)n + B_2(T)n^2 + \dots,$$

где T и n – температура газа и концентрация частиц соответственно. Измерив на опыте вириальные коэффициенты, можно получить важную информацию о парном (коэффициент B_1), тройном (B_2) и т.д. потенциалах взаимодействия частиц. В частности,

$$B_1 \propto \int d\mathbf{r} (e^{-U/kT} - 1),$$

где U – потенциал парного взаимодействия. Последний, как и у Бошковича (см. гл. 1), характеризуется отталкиванием на малых и, во многих случаях, притяжением на больших расстояниях.

С ростом давления (плотности газа) или с уменьшением температуры газ испытывает фазовый переход – вещество переходит из газообразного в конденсированное состояние (жидкость или твердое тело). При значительном повышении температуры происходит ионизация частиц газа (отрыв от них электронов) и возникает плазменное состояние. Эти состояния рассматриваются в следующих разделах курса.

Изложенный в этой главе материал касается вопросов, играющих ключевую роль для всей науки о строении вещества. Информация о структурах атома и молекулы представляет собой основу описания внутреннего строения и свойств макроскопических форм вещества – жидкости, твердого тела, газа, плазмы. Такое описание осуществляется стандартными методами статистической физики равновесных и неравновесных процессов (его простейшим объектом служит кратко затронутое в этой главе газообразное состояние). С другой стороны, физика атома и молекулы сыграла важнейшую роль того полигона, на котором кристаллизовались и отрабатывались принципы и методика описания квантовых объектов микромира, применявшиеся позднее при изучении структуры атомного ядра и рассмотрении свойств элементарных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

Содди Ф. История атомной энергии. М.: Атомиздат, 1979.

Пономарев Л.И. Под знаком кванта. М.: Наука, 1989.

Учение о периодичности. История и современность / Под ред. Трифонова Л.Н. М.: Наука, 1981.

Ферми Э. Молекулы и кристаллы. М.: ИЛ, 1947.

Глава 3

КОНДЕНСИРОВАННЫЕ СРЕДЫ, ПЛАЗМА, РАДИАЦИОННАЯ ФОРМА ВЕЩЕСТВА

1. КОНДЕНСИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ

Когда атомы или молекулы имеются в достаточно большом количестве и находятся близко друг от друга (т.е. относительно высока их плотность), тогда возникает конденсированное состояние вещества. К этому классу относятся жидкое и твердое состояния, а также ряд промежуточных между ними форм (очень вязкие жидкости, аморфные тела, жидкие кристаллы и т.п.). Далее дается схематическое описание этих состояний, причем затрагиваются лишь те стороны дела, которые прямо связаны с общей картиной строения материи.

Конденсированное вещество представляет собой связанное состояние макроскопического числа атомов или молекул.

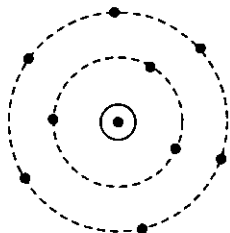


Рис. 14

Чтобы разрушить такое вещество, разбить его на составные части, нужно затратить энергию. Соответственно, вещество в конденсированном состоянии сохраняет, в отличие от газа, свой объем.

Структуре любой формы конденсированного вещества присущ ближний порядок. Этим термином называют закономерности расположения и состава ближайших (или следующих за ближайшими) соседей данного

атома или молекулы вещества (рис. 14). Эти закономерности не случайны в той же мере, в какой не случайно собственное окружение каждого атома внутри молекулы. Вообще можно сказать, что конденсированное вещество — это невероятно разросшаяся молекула.

2. ЖИДКОСТЬ

Жидкость с бытовой точки зрения характеризуется тем, что она не имеет собственной формы, будучи текучей изотропной субстанцией. Химические силы, порождающие ближний порядок, в жидкости не способны удержать и зафиксировать положение более далеких соседей (например, из-за относительно высокой температуры). Поэтому ближним порядком ограничивается вообще любой порядок в расположении или составе частиц жидкости: относительно далекие соседи никак не коррелированы с данной частицей ни по геометрии, ни по составу.

Свойство жидкости, проявляющееся в ближнем порядке, можно наглядно выразить на языке корреляционной функции $f(r)$, которая представляет собой вероятность нахождения соседа сорта (b, c, \dots) на данном расстоянии r от некоторой фиксированной частицы жидкости a . Отсутствие ближнего порядка отвечало бы пунктирным прямым на рис. 15, когда любое расположение соседей было бы равновероятным. Наличие же ближнего порядка отвечает максимумам на кривой $f(r)$, где и наиболее вероятно застать соседа частицы a .

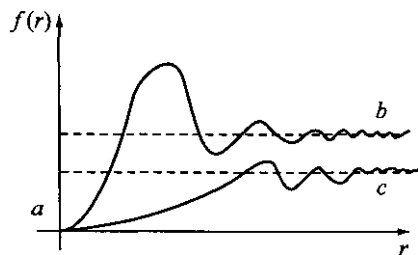


Рис. 15

Сказанному соответствует и характер движения частиц жидкости: "внутримолекулярные колебания" довольно часто меняют свои центры с перескоком таких частиц после серии

колебаний из одного положения равновесия в другое. Напомним, что в газе вообще нет колебаний — частицы движутся прямолинейно, время от времени сталкиваясь друг с другом.

До сих пор речь шла об обычных, *классических жидкостях*. При достаточно низких температурах (если вещество остается при этом в жидком состоянии) возникают *квантовые жидкости* (гелий He^4 , гелий He^3 , электроны металла), имеющие ряд замечательных свойств. Частицы жидкости (атомы He^4 , куперовские пары He^3 или электронов) садятся в бозе-конденсат, образуя единое когерентное состояние, и ведут к появлению свойств сверхтекучести или сверхпроводимости.

Завершая разговор о жидкостях, следует указать на самое яркое с физической точки зрения свойство, выделяющее жидкость из числа других конденсированных состояний. Это — отсутствие упругости по отношению к деформации сдвига: такая деформация, как и порожденные ею более сложные типы деформаций (например, кручение), не требует затраты энергии. Такое свойство прямо отвечает отсутствию у жидкости собственной формы. Между тем, у твердых тел сдвиговая упругость обязательно имеется.

Очень вязкие (максвелловские) жидкости представляют собой промежуточную (в указанном только что смысле) форму между жидким и твердым состояниями. К их числу относятся такие вещества, как асфальт, канифоль. В течение больших промежутков времени они ведут себя как жидкости — асфальт растекается по поверхности и т.п. Однако при быстрых воздействиях такие жидкости похожи на твердые тела — сопротивляются сдвигу, колются, сохраняют форму и т.д.

К очень вязким жидкостям близки по свойствам *аморфные тела* — стекла, опал, смолы, некоторые металлы и сплавы. Это "очень, очень вязкие" жидкости, которые представляют собой неравновесные (не успевшие закристаллизоваться, например, из-за быстрого охлаждения) твердые тела.

Промежуточную форму в ином, чисто структурном смысле, между жидким и твердым состояниями образуют *жидкие кристаллы*, которые, сохраняя свойство текучести, сближаются с обычными кристаллами по своим свойствам анизотропии ряда характеристик вещества. Такая анизотропия связана с анизотропией самих молекул (большой частью органической природы), составляющих жидкий кристалл. Если молекулы удлинненные, их центры тяжести равномерно распределены в пространстве, а оси молекул выстроены по одному направлению, то мы имеем дело с нематическим жидким кристаллом — *нематиком* (рис. 16). Нематики обладают сдвиговой упругостью



Рис. 16

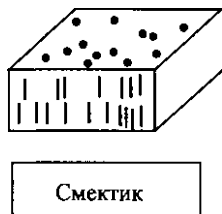


Рис. 17



Рис. 18

относительно некоторых деформаций. Смектические жидкие кристаллы – *смектики* – образуют правильные кристаллические плоскости с хаотическим распределением молекул внутри каждой из них (рис. 17). Смектики обладают текучестью вдоль плоскостей и сдвиговой упругостью в остальных направлениях. Наконец, холестерические жидкие кристаллы – *холестерики* – характеризуются одноосной направленностью в каждой из плоскостей и винтовой структурой при переходе от плоскости к плоскости (рис. 18). Холестерики текучи вдоль плоскостей и имеют сдвиговую упругость в других направлениях.

Элементы порядка, свойственные жидким кристаллам, возникают из условия энергетической выгоды (когда нарушение симметрии, присущей этим структурам, связано с увеличением энергии вещества).

Последняя промежуточная форма между изотропной жидкостью и кристаллом – *квазикристаллы*, открытые совсем недавно и изучаемые сейчас с разных точек зрения. Это структуры, в которых наряду с ближним порядком есть и элементы дальнего порядка, но нет трансляционной симметрии (см. ниже). Так, на сколь угодно большом расстоянии повторяются сколь угодно большие, но конечные участки структуры. Однако точного повторения нет! Квазикристаллам свойственны оси симметрии 5-го порядка (пятилепестковые розетки), которые запрещены в обычных кристаллах, где имеются только оси 2, 3, 4, 6 порядка.

3. ТВЕРДЫЕ ТЕЛА – КРИСТАЛЛЫ

Это – анизотропные, сохраняющие свою форму и обладающие сдвиговой упругостью тела, частицы которых образуют правильную кристаллическую решетку, обеспечивающую трансляционную инвариантность кристалла, т.е. совмещение его с самим собой при сдвигах на три некопланарных вектора.

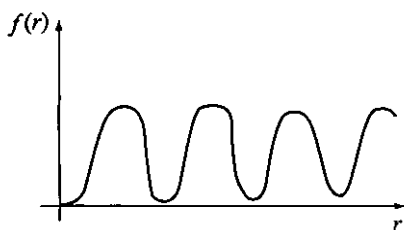


Рис. 19

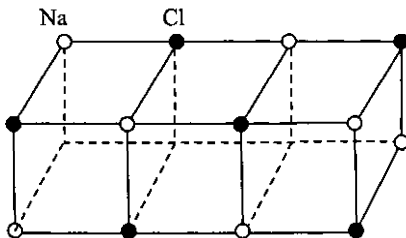


Рис. 20



Рис. 21

Кристаллическое твердое тело обладает не только ближним, но и дальним порядком: окружение данного атома или молекулы фиксировано по геометрии и составу вплоть до бесконечных расстояний. Соответственно, корреляционная функция кристалла строго периодична (рис. 19). Атомы кристалла колеблются около фиксированных положений равновесия, лишь изредка перескакивая на соседние. Требование, чтобы кристалл был трансляционно симметричным, ограничивает тип симметрии ближнего порядка. Если ввести понятие об *элементарной ячейке* кристалла, повторение которой в пространстве воспроизводит его структуру, то по типу симметрии такой ячейки кристалл принадлежит к одной из семи систем. Наименее симметричная – триклинная – отвечает ячейке в виде наклонной призмы с произвольными углами и произвольным отношением сторон. Наиболее симметричная – кубическая – имеет ячейку в виде куба. Остальные системы являются промежуточными по величине углов и отношений длин ребер.

По типу химической связи между атомами или молекулами твердые тела делятся на несколько классов. Это прежде всего *ионные кристаллы*, атомы которых связаны гетерополярной связью. Они фактически построены из чередующихся противоположно заряженных ионов. Примером может служить кристалл NaCl (рис. 20). Электроны кристалла "сидят" на самих ионах, в межатомном пространстве их концентрация $n_e \cong 0$ (рис. 21). Типичный потенциал взаимодействия атомов в ионном кристалле имеет вид:

$$U = -\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + br^{-6},$$

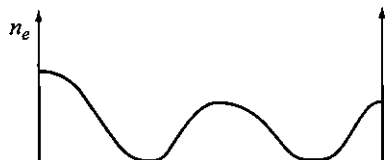


Рис. 22

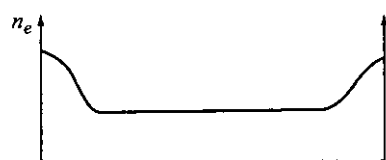


Рис. 23

где первый член – притяжение ионов, второй – отталкивание их на малых расстояниях. Гомополярной связи отвечают *ковалентные кристаллы*. У них, в отличие от ионных кристаллов, имеется избыток электронной плотности в межатомном пространстве, образующийся за счет обмена электронов с противоположными спинами (рис. 22). Типичный потенциал для ковалентного кристалла:

$$U = -c \exp(-\alpha r) + br^{-4}.$$

Примером ковалентного кристалла могут служить кристаллы алмаза, кремния и мн. др. Разновидностью ковалентного кристалла служит *металлический кристалл*, где связь атомов осуществляется обобществлением электронов, образующих электронный газ (жидкость), в котором (которой) размещены положительные ионы (рис. 23). Примером металлических кристаллов могут служить металлы и некоторые сплавы.

Наконец, четвертый тип кристалла – *молекулярный кристалл*, построенный из молекул, слабо связанных друг с другом различными типами связи, в том числе ван-дер-ваальсовскими силами (последние ведут к образованию твердой фазы благородных газов, например твердого гелия). Примерами служат твердая органика (нафталин), твердый водород (молекулы H_2) и др. Особого упоминания заслуживает твердый водород, который при высоких давлениях (около 2 млн атм) переходит из фазы молекулярного кристалла в фазу металлического кристалла. Это существенно для картины внутреннего строения больших планет Солнечной системы: Юпитера, Сатурна, которые состоят в значительной мере из водорода.

Особую важность имеет деление кристаллов на классы по их электропроводности: *металлы* или *проводники* (высокая проводимость), *диэлектрики* (низкая проводимость) и промежуточный класс – *полупроводники* (промежуточная проводимость, сильно зависящая от внешних условий, прежде всего от температуры). Чтобы иметь ясность в этом вопросе, необходимо разобраться в электронной структуре кристалла.

Нужно сразу же подчеркнуть, что школьное определение, где металлы имеют свободные электроны, в диэлектриках (полу-

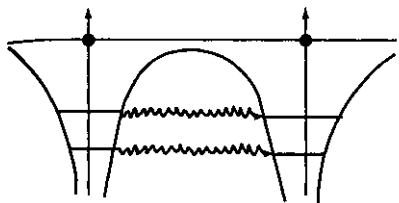


Рис. 24

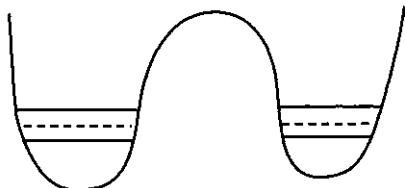


Рис. 25

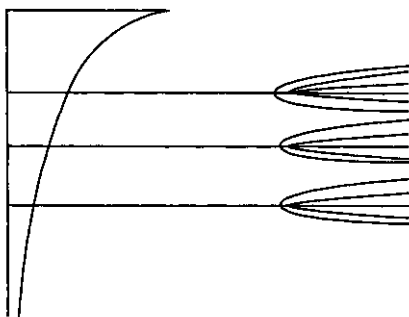


Рис. 26

проводниках) – электроны сильно (слабо) привязаны к ионам – на самом деле глубоко неверно. В действительности в любом кристалле электроны свободно движутся сквозь вещество. Другое дело, что очень сильно связанные электроны иона, близкие к ядру, движутся чрезвычайно медленно, и их можно считать привязанными к иону. Но, во всяком случае, наружные электроны атома движутся свободно, и не в этом аспекте проявляется разница между металлом и диэлектриком.

Свобода движения электрона по кристаллу связана с квантово-механическим туннелированием из состояния локализации электрона около одного иона в аналогичное состояние около другого (рис. 24). Из квантовой механики известно, что при туннелировании из одной ямы в другую происходит расщепление дважды вырожденного для далеко разнесенных ионов уровня (пунктир) на два уровня (рис. 25). Если число ям равно N , то расщепление происходит на N уровней. Поэтому, если строить кристалл из атомов, каждый из которых обладает системой уровней, путем их сближения, то происходит размытие каждого атомного уровня в зону – совокупность большого, равного N , числа уровней, образующих полосу почти непрерывного спектра. В итоге при условии периодического размещения атомов возникает *зонная структура* – система полос, доступных для движения электрона, разделенных полосами, где такие движения невозможны (рис. 26).

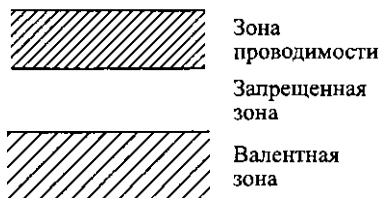


Рис. 27

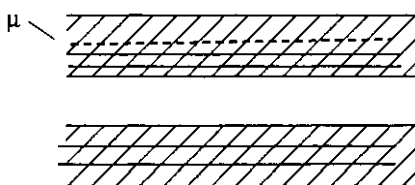


Рис. 28

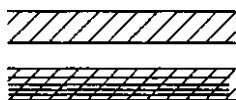


Рис. 29

Характер проводимости кристалла теперь будет определяться степенью заполнения зон. Рассмотрим три наиболее высоких зоны: верхняя разрешенная зона (зона проводимости), запрещенная зона, нижняя разрешенная зона (валентная зона) (рис. 27). Металлу отвечает случай, когда зона проводимости частично, до уровня μ , а валентная зона полностью заполнены электронами. Тогда под действием слабого электрического поля электрон способен ускориться, перейдя на свободный ближайший уровень в зоне проводимости (μ на рис. 28). В результате и возникает электрический ток. Диэлектрику и полупроводнику отвечает незаполненная зона проводимости (рис. 29). В этом случае при приложении слабого поля никакого ускорения электрона не будет, так как у наиболее высоко расположенного уровня, заполненного электроном, нет вышележащего соседнего свободного уровня, куда он мог бы перейти (такой уровень попал бы в запрещенную зону). Только сильное поле, способное перекинуть электрон через запрещенную зону, могло бы вызвать появление тока (пробой диэлектрика). Поэтому в рассматриваемой ситуации проводимость очень мала. Если ширина запрещенной зоны достаточно велика (порядка 1–10 эВ), то мы имеем дело с типичным диэлектриком. Если же эта ширина мала (порядка 0,1 эВ), то ситуация ближе к металлической, и, во всяком случае, при повышении температуры проводимость будет заметно расти за счет термического переброса электронов в зону проводимости (полупроводник).

Стоит специально упомянуть о том, что в послевоенное время с полупроводниками связан гигантский прогресс микроэлектроники, приведший, в частности, к компьютеризации нашей жизни. Это связано именно с малой шириной запрещенной зоны, благодаря чему полупроводники крайне чувствительны к

внешним воздействиям со стороны электрического и магнитного полей, света, звука, температуры и т.п. Этот прогресс совершается на наших глазах, проходя по линии дальнейшей миниатюризации (наноэлектроника), целенаправленного создания материалов с желаемой зонной структурой (сверхрешетки, зонная инженерия) и т.п.

4. ПЛАЗМА

Плазменным, по определению, называют такое состояние вещества, когда в последнем имеется значительное (соизмеримое с полным числом частиц) число заряженных частиц (носителей), способных более или менее свободно перемещаться внутри вещества. Если носители принадлежат к частицам одного сорта (а частицы противоположного знака заряда, нейтрализующие систему, не имеют свободы перемещения), то плазму называют *однокомпонентной*, в противоположном случае – *двух- или многокомпонентной*.

Плазменное состояние выделяется следующими особенностями. Прежде всего в нем под действием уже малых электромагнитных сил возникает движение носителей – ток, который протекает таким образом и до тех пор, пока эти силы не исчезнут благодаря экранировке их источников. Поэтому плазма в конце концов переходит в состояние, когда она квазинейтральна, т.е. ее объемы, большие некоторой микроскопической величины, имеют нулевой заряд. Вторая особенность плазмы, связанная с дальнодействующим характером кулоновских и амперовских сил, состоит в том, что движения в плазме, как правило, имеют коллективный характер, вовлекая большое число заряженных частиц. Оба эти свойства ведут к необычайно богатой и разнообразной физике плазменного состояния, наиболее ярким проявлением которой служит легкость возникновения различного рода неустойчивостей плазмы, являющихся серьезным препятствием для ее практических применений.

Переходя к конкретным примерам структур, начнем с рассмотрения плазменных подсистем в конденсированном веществе. Среди жидкостей следует прежде всего назвать жидкие металлы – пример, которому отвечает плазменная подсистема – однокомпонентная плазма носителей-электронов. Строго говоря, к разряду плазм следовало бы отнести и жидкостиелектролиты, в которых имеются носители – ионы обоих знаков. Однако по разным причинам электролиты не относят к разряду плазмы; одна из них состоит в том, что в электролите нет легких, подвижных носителей, таких как электроны, и поэтому



Рис. 30



Рис. 31

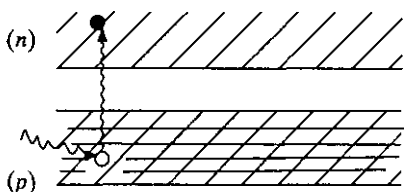


Рис. 32

указанные выше свойства плазмы выражены существенно слабее.

Плазма в кристаллах носит специальное название – *плазма твердого тела*. В ионных кристаллах хотя и имеются заряды, но они неподвижны и плазмы там нет. В металлах же – это электроны проводимости, составляющие однокомпонентную плазму (рис. 30), заряд которой компенсируется зарядом неподвижных (точнее говоря, неспособных смещаться на большие расстояния) ионов. В полупроводниках ситуация более разнообразная. Однокомпонентная плазма в этих веществах может возникнуть, если ввести в них соответствующие примеси. Если примеси легко отдают электроны (доноры), то возникают носители n-типа – электроны. Если же примеси, напротив, легко отбирают электроны (акцепторы), то возникают носители p-типа – дырки (пустые места в распределении электронов), которые ведут себя как частицы с положительным зарядом (рис. 31). Двухкомпонентная же плазма, образованная электронами и дырками, возникает в полупроводниках еще более простым образом (например, под действием световой накачки, забрасывающей электроны из валентной зоны в зону проводимости (рис. 32)). Отметим, что при определенных условиях электроны и дырки, притягивающиеся друг к другу, могут образовать связанное состояние, подобное атому водорода, – экситон, а если накачка интенсивна и плотность экситонов велика, то они сливаются вместе и образуют каплю электрон-дырочной жидкости. Иногда такое состояние считают новым состоянием вещества.

Бросается в глаза аналогия полупроводниковой науки с картиной теории дырок Дирака: "зона проводимости" → "верхний континуум, $E > 0$ ", "валентная зона" → "нижний континуум,

$E < 0$ ", "запрещенная зона" \rightarrow "щель $2mc^2$ ", "дырка" \rightarrow "позитрон", "экситон" \rightarrow "позитроний" и т.п. В действительности эта аналогия простирается достаточно далеко, и в физике полупроводников с успехом используется аппарат релятивистской квантовой механики (см. ниже гл. 5).

Приведенные примеры относились к особым случаям плазменного состояния, а *плазмой* в чистом виде называется ионизованный газ, причем степень ионизации α — отношение числа ионизованных атомов к полному их числу — должна быть меньше и сравнима с 1 (частично ионизованная плазма) или же просто равна 1 (полностью ионизованная плазма). Если плазма составлена из многоэлектронных атомов, то необходимо более детальное описание состояния плазмы с указанием числа одно-, двух-, трех- и т.д. кратно-ионизованных атомов. Носителями в плазме служат электроны и ионы, которые более или менее свободно движутся через ее объем.

К ионизации газа могут приводить многие факторы: электрическое поле (газовый разряд, гроза), световой поток (фотоионизация), быстрые частицы (излучение радиоактивных источников, космические лучи, которые и были открыты по возрастанию степени ионизации с высотой). Однако главным фактором является нагрев газа (термическая ионизация). В этом случае к отрыву электрона от атома ведет соударение с последней другой частицы газа, имеющей достаточную кинетическую энергию за счет высокой температуры. Степень ионизации газа определяется формулой Саха:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + n\lambda_e^3 \exp\left(\frac{J}{kT}\right)}},$$

где T — температура, J — первый ионизационный потенциал, n — концентрация частиц, $\lambda_e = \frac{\hbar}{p} \sim \frac{\hbar}{\sqrt{mkT}}$ — тепловая длина волны электрона.

При $T = 0$ имеем, как и должно быть, $\alpha = 0$. При $T \approx J$ величина λ_e порядка размера атома a_0 и формально:

$$\alpha \sim \left(\frac{d}{a_0}\right)^{3/2} \gg 1,$$

где d — среднее расстояние между частицами газа. Поэтому полная ионизация достигается уже при $kT \ll J$. Плазма при $kT \ll J \sim 10^5$ К называется *низкотемпературной*, в обратном

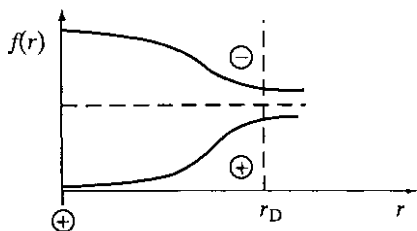


Рис. 33

случае – *высокотемпературной*. Примерами низкотемпературной плазмы могут служить пламя, вещество в газовом разряде и молнии, различные виды холодной космической плазмы (ионо- и магнитосферы планет и звезд), рабочее вещество в различных технических устройствах (МГД-генераторах, плазменных двигателях, горелках и т.п.). Примеры высокотемпературной плазмы – вещество звезд на всех этапах их эволюции кроме раннего детства и старости, рабочее вещество в установках по управляемому термоядерному синтезу (токамаки, лазерные устройства, пучковые устройства и др.). О различных формах космической плазмы речь будет еще идти в последнем разделе нашего курса. Можно считать плазму новым, четвертым состоянием вещества. Ее отличие от конденсированного (твердого и жидкого) состояний заключается в том, что плазма, как и газ, не имеет не только сдвиговой упругости, но и фиксированного собственного объема. С другой стороны, плазму роднит с конденсированным состоянием наличие ближнего порядка, т.е. корреляция положений и состава частиц, соседних с данным зарядом плазмы. В этом случае такая корреляция порождается не межмолекулярными, а кулоновскими силами: данный заряд отталкивает от себя одноименные с ним самим заряды и притягивает разноименные. На рис. 33 изображена соответствующая корреляционная функция для данного положительного заряда, находящегося в точке $r = 0$. Конечно, такое перераспределение заряда, затрагивающее область размерами величины r_D около каждого заряда, не должно нарушать электронейтральности плазмы в целом и, более того, ее квазинейтральности.

Определим величину r_D , носящую название *радиуса Дебая* (само же явление перераспределения зарядов называется дебаевским экранированием). Действовать мы будем подобно тому, как действовали, выводя уравнение Томаса–Ферми. Пусть потенциал электрического поля, действующего на данный заряд e_n , есть ϕ . Следовательно, электростатическая энергия заряда есть $U_n = e_n \phi$. Согласно распределению Больцмана концентрация зарядов сорта n имеет вид:

$$n_n = n_n^0 \exp\left(-\frac{U_n}{kT}\right) \cong n_n^0 \left(1 - \frac{e_n}{kT} \phi\right),$$

где мы предположили температуру достаточно высокой. С другой стороны, справедливо уравнение Пуассона $\Delta\varphi = -4\pi\rho = -4\pi\sum_n n_n e_n$. Учитывая условие электронейтральности $\sum_n n_n^0 e_n = 0$, имеем:

$$\left(\Delta - \frac{1}{r_D^2}\right)\varphi \approx 0,$$

где $r_D = \left(4\pi\sum_n n_n^0 e_n^2 / kT\right)^{-1/2}$. Решая уравнение для φ , нужно учесть, что на малых расстояниях потенциал совпадает с чисто кулоновским потенциалом данного заряда: $e n_0 \varphi \rightarrow \frac{e n_0}{r}$, при $r \rightarrow 0$ (это потенциал около данного выделенного заряда). Решение уравнения с таким условием имеет вид:

$$\varphi = \frac{e n_0}{r} \exp(-r / r_D) \quad (\text{закон Дебая}).$$

Таким образом, мы видим, что действительно в плазме происходит экранирование любого заряда, причем расстояние, на котором возникает такое явление, порядка величины r_D .

Дебаевское экранирование происходит и при низких температурах (в плазме твердого тела). Чтобы оценить соответствующий радиус Дебая, можно не повторять расчета, подобного только что приведенному, применительно к холодному веществу, а использовать следующий обходной прием. Радиус Дебая можно представить в виде $r_D \sim v/\omega_0$, где v — характерная скорость частиц плазмы, ω_0 — характерная частота ее колебаний, вызванных кулоновским взаимодействием. Последнюю величину легко найти, считая, что имеют место малые возмущения физических величин. В частности, $n = n_n^0 + \delta n_n$ и, обозначая через \mathbf{v}_n малые скорости возмущения, имеем уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \operatorname{div}(n_n \mathbf{v}_n) = 0$$

или для самих возмущений

$$\frac{\partial \delta n_n}{\partial t} = -n_n^0 \operatorname{div} \mathbf{v}_n.$$



Рис. 34

С другой стороны, справедливо уравнение Ньютона:

$$m \frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} = e_n \mathbf{E},$$

где \mathbf{E} — электрическое поле, определяемое уравнением Максвелла:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho = 4\pi \sum_n e_n n_n \rightarrow 4\pi \sum_n e_n \delta n_n.$$

Используя дивергенцию от уравнения Ньютона и учитывая остальные приведенные соотношения, и полагая, что $\delta n \sim \exp(-i\omega t)$, имеем:

$$\omega^2 \rightarrow \omega_0^2 = 4\pi \sum_n \frac{e_n^2 n_n^0}{m_n}.$$

Это — квадрат плазменной частоты (частоты Лэнгмюра), с которой колеблется плазма за счет кулоновских сил. В горячей плазме:

$$v \sim \sqrt{\frac{kT}{m}} \quad \text{и} \quad r_D \sim \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 n}},$$

как это и нужно (для простоты мы пренебрегаем многосортностью плазмы, рассматривая лишь входящие в ее состав электроны, вносящие наибольший вклад).

В холодном веществе $v = p_0/m$, где p_0 — импульс Ферми, связанный с концентрацией частиц соотношением (рис. 34):

$$n = 2 \int_0^{p_0} \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{p_0^3}{3\pi^2\hbar^3}$$

(см. выше вывод уравнения Томаса–Ферми). Таким образом,

$$r_D \sim \frac{\hbar}{m} n^{1/3} / \sqrt{\frac{e^2 n}{m}} \sim \sqrt{a_0} n^{-1/6}.$$

В реальных металлах эта величина порядка среднего расстояния между ионами.

При достаточно высоких температурах в состоянии термодинамического равновесия наряду с обычным веществом появляется тепловое (чернотельное) излучение, представляющее собой газ световых квантов-фотонов. Такой газ вносит заметный (а при очень высоких температурах и определяющий) вклад в энергию системы, в ее давление и т.п. Поэтому есть все основания считать, что фотонная компонента при таких условиях есть равноправная составная часть вещества. Ее принципиальное отличие от обычных форм вещества состоит лишь в том, что ее структурные элементы – фотоны – могут исчезать (поглощаться обычным веществом) и, наоборот, возникать (рождаться). Фотонный газ с большой степенью точности можно считать идеальным, так как взаимодействие фотонов друг с другом крайне мало.

В природе фотонная компонента вещества (исключая ядерные и термоядерные взрывы) встречается главным образом в космосе. Это прежде всего относится к звездам, световое давление внутри которых – важный фактор, определяющий свойства звезды. Однако главный с этой точки зрения космический объект – это сама Вселенная на ранних стадиях эволюции.

В 30–40-х годах наш соотечественник Г. Гамов (он работал в США) занимался проблемой нуклеосинтеза, т.е. происхождения химических элементов и их распространения в природе. Он исходил из того факта, что химический состав вещества в космосе и качественно и количественно однороден и универсален – больше всего водорода, вчетверо меньше гелия и т.д. Этот факт Гамов хотел объяснить тем, что элементы "сварились" из нуклонов еще на ранней стадии формирования Вселенной. С сегодняшней точки зрения такое объяснение правильно лишь частично (применительно к водороду и гелию); большинство же тяжелых элементов возникает в звездах, в частности при вспышках Сверхновых. Гамов, однако, убедился в том, что общепринятая в то время "холодная" модель Вселенной непригодна для его цели исследования. Поэтому в своих работах 1946–1948 гг. он предложил "горячую" модель Вселенной: в момент Большого Взрыва не только плотность вещества, но и его температура были бесконечно большими, уменьшаясь с течением времени. Гамов указал, что в нынешнюю эпоху должна остаться высокая концентрация фотонов (400 см^{-3} или 10^8 – 10^9 фотонов на атом), но их энергия должна быть очень мала $\sim 3 \text{ К}$. Такое излучение действительно наблюдалось в 1965 г. Пензиасом и Вилсоном и называется *реликтовым*. В ранней

Вселенной оно во многих отношениях преобладало над излучением обычных частиц.

Завершая этот раздел, укажем ряд количественных соотношений для фотонной компоненты вещества. Прежде всего мы дадим элементарный вывод важного для космологии уравнения состояния фотонного газа, т.е. соотношения между давлением P и плотностью энергии $\epsilon = E/V$ (V — объем). С этой целью будем исходить из закона Стефана–Больцмана для энергии черного излучения $E = \sigma VT^4$, $\sigma = \text{const}$. Из термодинамического тождества $dE = T dS - P dV$ можно определить энтропию:

$$dS = \frac{dE}{T} \Big|_{V=\text{const}} = 4\sigma VT^2 dT, \quad S = 4/3 \sigma VT^3.$$

С другой стороны, свободная энергия $F = E - TS = -\frac{1}{3} \sigma VT^4$, а давление

$$P = -\frac{\partial F}{\partial v} = \frac{1}{3} \sigma T^4 = \frac{1}{3} \frac{E}{v} = \frac{\epsilon}{3}.$$

Таким образом мы приходим к уравнению состояния $P = \epsilon/3$.

Попутно мы вывели закон адиабатического расширения или сжатия излучения: при $S = \text{const}$ $VT^3 = \text{const}$. Отсюда, кстати, видно, что при расширении Вселенной ее температура падает по закону: $T \sim V^{-1/3} \sim \frac{1}{a}$, где a — масштабный фактор Вселенной, ее "размер".

И в заключение напомним формулу Планка для распределения теплового излучения по частотам ω : число фотонов в единице объема в интервале $d\omega$ около частоты ω равно

$$dN_{\omega} = \frac{d\omega \omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{\left[e^{\hbar\omega/kT} - 1 \right]}.$$

* * *

Идеи атомизма, воплощенные в физике конденсированных сред и, если иметь в виду недалекое будущее, в физике плазмы, оказывают едва ли не решающее влияние на техническую вооруженность и самый характер жизни людей рубежа XX–XXI веков. Зависимость видимых свойств физического объекта от характера элементов его внутренней структуры, составляющая ядро атомизма, наиболее радикально проявляется именно в физике твердого тела (в особенности, в физике полупроводников), где уже сдвиг на одну клетку в таблице Менделеева или добавление ничтожной концентрации примесей неузнаваемо изменяют эти свойства.

Ферми Э. Молекулы и кристаллы. М.: ИЛ, 1947.

Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: ИЛ, 1957.

Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Наука, 1979.

Глава 4

АТОМНОЕ ЯДРО, НЕЙТРОННОЕ ВЕЩЕСТВО

1. АТОМНОЕ ЯДРО И ЧЕЛОВЕЧЕСТВО

Переходя на более глубокий, нежели атом, уровень строения вещества (к атомному ядру), кажется необходимым сначала выйти за рамки физики и поговорить о той роли, которую играет этот физический объект в жизни человечества. Уже слишком велика эта роль, в большой мере определяющая жизнь и судьбу человечества в последние 50 лет. Очень нелегко указать знак этой роли — благодетельство она для людей или проклятие. В действительности присутствует и то и другое. Я попытаюсь сформулировать свое мнение, основанное на впечатлениях и размышлениях немолодого человека, бывшего свидетелем и участником событий, связанных с атомной энергетикой.

Начнем с напоминания истории освобождения атомной энергии и нескольких пояснений чисто физического характера. О том, что в атомном ядре заключен огромный запас энергии, люди знали уже давно — во всяком случае с того времени, когда стало ясно, что радиоактивность имеет ядерную природу. Я, например, держу термин "атомная энергия" в сознании еще с отроческих лет (с середины 30-х годов), когда посещал кружок в Доме пионеров. Еще в то время выражалась надежда, что человечество когда-нибудь научится эту энергию освобождать и использовать. Впрочем, в это верили далеко не все. Сам отец ядерной физики Э. Резерфорд крайне критически оценивал эту возможность за несколько лет до открытия деления урана, и для такой оценки были основания, подсказанные всем опытом тогдашней ядерной физики.

В 1939 г., перед самым началом Второй мировой войны, немецкий радиохимик О. Хан и его ассистент Ф. Штрассман обнаружили, что при бомбардировке урана нейтронами возникает нечто неотличимое от ядер элементов средней части периодической системы (например, бария). Спустя короткое

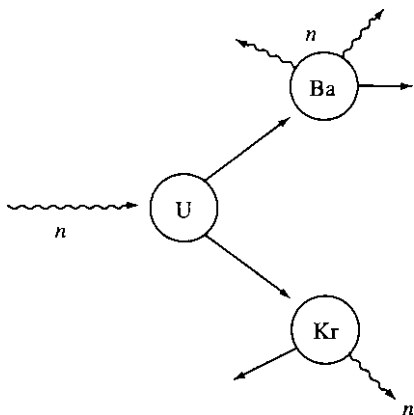


Рис. 35

время, австрийские радиохимики Лизе Мейтнер и О. Фриш объяснили эти результаты делением пополам ядра урана (рис. 35). Сразу же стали ясны две вещи:

- 1) осколки деления обладают большим запасом кинетической энергии, происходящей от их кулоновского отталкивания (180 МэВ на ядро урана);
- 2) осколки деления могут быть источниками вторичных нейтронов в

числе, большем единицы, что в принципе может привести к размножению нейтронов и к цепной реакции деления. Вторая вещь нуждается в пояснении.

Нуклоны ядра связаны ядерными силами притяжения, которые имеют короткодействующий характер (радиус действия ~ 1 ферми = 10^{-13} см). Поэтому каждый нуклон взаимодействует с конечным числом (примерно четырем) своих соседей, и вклад ядерных сил притяжения в энергию ядра пропорционален массовому числу ядра A . С другой стороны, протоны ядра испытывают дополнительное кулоновское отталкивание, имеющее дальнедействующий характер. Поэтому их вклад в энергию пропорционален числу сочетаний из Z по 2 (каждый протон взаимодействует со всеми остальными протонами), т.е. величине $\frac{Z(Z-1)}{2}$ или грубо $Z^2/2$ (Z – заряд ядра). Указанное различие

кулоновских и ядерных сил имеет важнейшее следствие, которое и ведет к появлению вторичных нейтронов. Поскольку при движении по периодической системе в сторону тяжелых ядер числа A и Z растут, будучи грубо пропорциональны друг другу ($Z \sim A/2$), а энергия отталкивания $\propto Z^2$ растет быстрее энергии притяжения $\propto A$, то для устойчивости ядра необходимо, чтобы при таком движении рос относительный избыток числа нейтронов $A - Z$ над числом протонов Z , т.е. величина $\frac{A - 2Z}{A}$

(рис. 36). Так, у $^{92}\text{U}_{235}$ эта величина составляет $\frac{235-184}{235} \cong 0,217$,

а у $^{56}\text{Ba}_{137} - \frac{137-112}{137} = 0,182$.

Поэтому, когда ядро поделось, осколки (в частности, Ba) будут содержать избыток нейтронов такой же, как у урана, т.е. больший, чем это необходимо для их устойчивости. От этого излишка ядро Ba будет избавляться путем испускания нейтронов (а также посредством β -распада $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$).

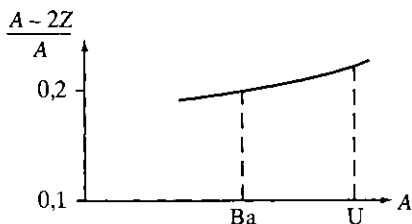


Рис. 36

Эксперименты, проведенные в США и во Франции, действительно показали, что на каждый акт деления приходится 2–3 вторичных нейтрона. В то же время теоретические исследования Н. Бора и Дж. Уилера привели к выводу, что делиться под действием медленных нейтронов будет лишь изотоп урана ^{235}U , которого в естественном уране содержится всего 0,7%. Таковы были исходные данные к тому моменту, когда проблема деления перестала быть чисто физической.

Мы на этом прервем наше историческое повествование и остановимся на малоизвестных фактах, в свете которых история освобождения атомной энергии приобретает особую остроту и драматизм. В 1934 г. итальянский (позднее американский) физик Э. Ферми провел со своей римской группой знаменитую серию исследований воздействия нейтронов на элементы периодической системы, начиная с самых легких и кончая тяжелыми. Эти исследования показали, в частности, что при замедлении нейтронов за счет их рассеяния в парафине, тяжелой воде, графите выход реакции может возрасти в сотни раз. Когда Ферми дошел до урана, он обнаружил, что возникает дополнительная радиоактивность, которую он приписал появлению транс-урановых элементов (по аналогии с более легкими элементами, которые, поглощая нейтрон и испытывая бета-распад, переходят в более тяжелые элементы). Это оказалось ошибкой Ферми – единственной, которую он совершил в жизни как физик. Удивительнее другое – тогда же появилась работа немецкого радиохимика Иды Ноддак, которая утверждала, что дело не в транс-урановых элементах, а в делении ядра. Однако в то время сама мысль о делении казалась настолько дикой, что к словам Ноддак никто не прислушался.

А теперь задумаемся, что произошло бы, если бы такие слова были услышаны не в 1939 г., когда Гитлер "по уши завяз" в подготовке к войне, а в 1934 г., когда Германия еще не разогнала свою научную элиту (а немецкая ядерная физика занимала одно

из первых мест в мире), когда у нее под боком (в Чехословакии) были залежи урана, а немецкая промышленность в условиях тоталитаризма могла бы справиться с техническими проблемами атомной энергетики. Ведь мы знаем, как далеко продвинулись немцы в решении атомной проблемы позднее – в 40-х годах, в условиях тотальной войны, хотя, к счастью для человечества, они и не сделали атомной бомбы. Здесь тоже были свои объективные причины: массовая эмиграция ученых в предвоенные годы, ошибочный эксперимент немецкого физика Боте, направившего атомную проблему по ложному пути (предпочтение тяжелой воды, как замедлителя, графиту), уничтожение союзниками единственного завода по производству тяжелой воды, массированные налеты союзной авиации и др. А если бы работу над бомбой Гитлер начал пятью годами раньше? Страшно подумать, чем бы это кончилось...

Мы не будем останавливаться на дальнейшей истории атомной проблемы (она общеизвестна) и закончим наше затянувшееся отступление попыткой указать плюсы и минусы последствий решения этой проблемы для человечества. Начнем с плюсов. Сюда относится прежде всего атомная энергетика как основа энергетики будущего. Хотим мы этого или не хотим, но людям придется использовать энергию атома, преодолевая все стоящие на пути трудности (например, реализацию высказанной академиком А.Д. Сахаровым идеи о размещении под землей атомных электростанций). Другое важнейшее последствие освоения атомной энергии – взаимное устрашение – то, благодаря чему человечество уже полвека живет без мировой войны. Не все разделяют такую точку зрения, которой придерживались, успокаивая свою совесть, многие участники разработки атомной проблемы, но она существует, и опровергнуть ее нелегко. Что же касается минусов, то это прежде всего наличие огромных запасов атомного оружия в условиях нестабильности ряда стран, его обладателей, и возможность появления его в руках тоталитарных агрессивных режимов, еще оставшихся в мире (или же, что еще хуже, в руках авантюрных групп). Другой важнейший минус – экологический. Помнить Чернобыль мы будем еще долго. Составлять баланс "за" и "против" для атомной энергии кажется довольно безнадежным делом, и можно лишь надеяться на разум человечества, на его способность смягчить (или вообще устранить) минусы и не потерять плюсы.

2. ОТКРЫТИЕ АТОМНОГО ЯДРА. СТРУКТУРА ЯДРА

Закончив на этом наше отступление, вернемся к ядерной физике, и начнем, как всегда, с истории возникновения этой науки. Впервые ядро "подало голос" с открытием явления радиоактивности (А. Беккерель, 1896 г., П. и М. Кюри, 1898 г. и позже) – спонтанного превращения ядра, находящегося в метастабильном состоянии, в более стабильное ядро другого (или того же самого) элемента с испусканием вторичных частиц. Энергия последних велика – порядка сотен кэВ или МэВ. Поэтому, если бы в то время была известна квантовая механика, то уже отсюда с помощью формулы $E \sim \hbar^2/Ma^2$ можно было бы определить масштаб области a , где родилась вторичная частица, и убедиться, что он порядка 10^{-12} см, т.е. много меньше размера атома (см. таблицу в Введении). Характерное свойство радиоактивности, выделяющее это явление среди других ядерных превращений – это медленность его протекания (периоды полураспада доходят до 10^3 лет), в то время как характерное ядерное время порядка $R/c \sim 10^{-12}/3 \cdot 10^{10} \sim 10^{-22} - 10^{-23}$ с, где R – радиус ядра. Это свойство связано с разнообразными причинами: кулоновским барьером, слабыми взаимодействиями, жесткими правилами отбора (например, по спине) и т.п. Радиоактивность может быть естественной, свойственной природным материалам, и искусственной, возникающей после воздействия на ядро относительно быстрыми частицами (И. Кюри, Ф. Жолио, 1934).

Состав испускаемых вторичных частиц разнообразен. Помещение радиоактивного препарата в магнитное поле \mathbf{B} (Резерфорд, М. Кюри, 1900 г.) показывает, что имеется три сорта вторичных частиц: положительно заряженные тяжелые частицы (α), отрицательно заряженные легкие (β) и нейтральные фотоны (γ) (рис. 37). Замечательно, что в этом эксперименте физики столкнулись одновременно со всеми тремя фундаментальными типами взаимодействий микромира: сильным, слабым и электромагнитным. Первое проявляется в формировании внутри ядра кластера – α -частицы (позднее отождествленной с ядром гелия) с вылетом ее наружу; второе – в распаде нейтрона ядра $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$ с вылетом β -частицы – электрона (известен также и позитронный β -распад, идущий по схеме $p \rightarrow n + e^+ + \nu$); третье – в излучении γ -кванта при переходе

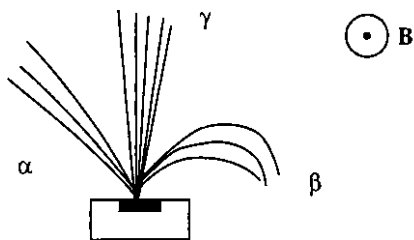


Рис. 37

протона возбужденного ядра в основное состояние. При α -распаде ядро смещается на две клеточки влево в периодической системе, при β -распаде (электронном) – на одну клеточку вправо (Ф. Содди, К. Фаянс, 1913 г.).

Прямое открытие ядра и определение его размеров было осуществлено, как уже говорилось выше (в связи с планетарной моделью атома), Резерфордом (1911 г.) при рассеянии α -частиц в веществе. Ядро легчайшего атома – водорода – получило название "*протон*" и статус одной из составных частей ядра (Резерфорд, 1919). Так в науку вошла вторая, вслед за электроном, элементарная частица. Ее параметры*:

$$\text{протон, } p, m_p = 1,67265 \cdot 10^{-24} \text{ г, } Q = 1.$$

Поскольку массы ядер приближенно кратны величине m_p , а при β -распаде испускаются электроны, то долгое время считалось, что ядра состоят из протонов и электронов, связанных электромагнитными силами. Однако в 1921 г. Дж. Чедвик экспериментально показал, что на малых расстояниях между ядерными частицами действуют силы, намного превышающие электромагнитные. Так в науку вошло понятие о ядерном (сильном) взаимодействии.

Электрон-протонная модель ядра встретила с серьезными трудностями. Так, например, в ядре азота ${}^7\text{N}_{14}$, которое, согласно этой модели, должно содержать 14 протонов и 7 электронов, т.е. должно иметь нечетный в единицах $1/2$ спин. В результате спектроскопических измерений обнаружилась четность этой величины. Выход из этой и других трудностей наметился в 1932 г., когда тот же Чедвик открыл третью элементарную частицу – *нейтрон* – с параметрами:

$$\text{нейтрон, } n, m_n = 1,67495 \cdot 10^{-24} \text{ г, } Q = 0.$$

Нейтрон, существование которого уже задолго до этого предвидел Резерфорд, несколько тяжелее протона и потому нестабилен (период полураспада около 20 мин), распадаясь с переходом в протон (см. выше).

Почти сразу же после этого открытия была предложена протонно-нейтронная модель ядра (В. Гейзенберг, Д. Иваненко), которая и оказалась правильной. Возвращаясь к примеру с ядром азота, мы видим, что оно состоит из 7 протонов и 7 нейтронов, т.е. из четного числа частиц в полном соответствии с опытом. Что же касается электронов, то их внутри ядра нет, и они

* Здесь и далее заряд измеряется в единицах элементарного заряда $4,8 \cdot 10^{-10}$ ед. СГС.

рождаются при β -распаде в результате приведенной выше реакции. Приводит к такому рождению особое взаимодействие, которое не сводится к электромагнитному и ядерному и получило название слабого.

3. ПОЛУФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЯДРА

Покончив на этом с историей формирования исходных представлений о структуре ядра, перейдем к количественному ее описанию. В задачу этого курса не входит рассмотрение настоящей динамической теории ядра, основанной на силах межуclidонного взаимодействия. Мы ограничимся формулировкой описательной, полуфеноменологической теории основного состояния ядра, которая дает очень много полезной информации.

Прежде всего укажем, что опыты по определению радиуса ядер привели к следующей зависимости: $R = 1,1A^{1/3}$ ферми, где A теперь надо рассматривать как сумму чисел протонов и нейтронов. Из этой формулы следует важный вывод: плотность ядерного вещества в ядрах

$$\rho_{\text{яд.}} = \frac{3Am_p}{4\pi R^3} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$$

не зависит от A и одинакова для всех ядер. Ядерное вещество, таким образом, представляет собой несжимаемую среду.

Важную роль и в теории ядра и в ее приложениях играет величина ядерной энергии. Ядро в стабильном состоянии представляет собой связанную систему, и потому его энергия меньше сумм энергий покоя протонов и нейтронов. Далее мы будем работать с величиной энергии связи:

$$\epsilon = -E + Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2,$$

которая согласно сказанному имеет положительную величину (E – энергия ядра). Опыт ведет к следующей зависимости величины ϵ/A от A (рис. 38).

Мы видим, что, в среднем, на нуклон приходится энергия связи порядка 8 МэВ. Однако более важен немонотонный характер обсуждаемой зависимости. Наибольшая энергия связи присуща железу – элементу середины периодической систе-

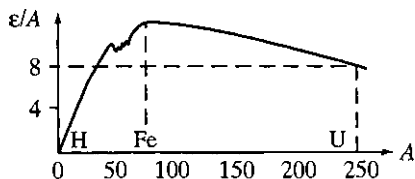


Рис. 38

мы. Поэтому выигрывает в энергии при ядерных превращениях может быть достигнут либо делением тяжелого ядра, либо синтезом легких ядер. Оба эти пути реализованы в природе и в технике.

Грубое количественное описание кривой энергии связи дает простая наглядная эмпирическая формула Вейцеккера:

$$-\varepsilon = -C_1 A + C_2 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + C_3 A^{2/3} + C_4 \left(\frac{A - 2Z}{A} \right)^2,$$

где $C_1 - C_4$ — постоянные эмпирические коэффициенты. Последовательно рассмотрим каждое слагаемое этой формулы. Первое из них описывает эффективное притяжение нуклонов друг к другу (знак "минус"), которое и обеспечивает существование ядра как связанного комплекса. Его пропорциональность числу нуклонов SA уже отмечалась выше. Коэффициент $C_1 = 15$ МэВ отвечает энергии на нуклон гипотетической системы, имеющей бесконечный объем с равным числом протонов и нейтронов, причем кулоновские силы считаются исключенными. Такая система называется *ядерной материей*. Второе слагаемое описывает кулоновское отталкивание между протонами (знак "плюс"). Коэффициент $C_2 = 0,7$ МэВ. Что же касается зависимости от Z и A , то она отвечает известной формуле для кулоновской энергии равномерно заряженного шарика $\propto Q^2/R$, где Q — заряд, R — радиус. Третий член описывает поверхностную энергию, связанную с тем, что (как и у жидкости) на поверхностные нуклоны действуют силы притяжения только изнутри ядра. Коэффициент $C_3 = 18$ МэВ, а зависимость от A отвечает пропорциональности площади поверхности ядра, т.е. величине R^2 . Наконец, последний член — энергия симметрии — отражает невыгодность с энергетической точки зрения возникновения разницы чисел протонов и нейтронов в ядре. Относительная величина этой разницы есть $\frac{A - 2Z}{A}$ (см. выше); появление

квадрата этой величины связано с тем, что одинаково невыгодны и избыток протонов, и избыток нейтронов, коэффициент $C_4 = 24$ МэВ. Такая невыгодность следует в сущности из принципа Паули, который ведет к быстрому росту кинетической энергии частиц с плотностью:

$$\rho \sim \int_0^{p_0} \frac{dp}{(2\pi\hbar)^3} \sim p_0^3, \quad E_{\text{kin}} \sim \int_0^{p_0} \frac{dp}{(2\pi\hbar)^3} \frac{p^2}{2m} \sim p^5 \sim \rho^{5/3}.$$

Сравним величины E_{kin} в двух случаях: 1) когда при данной плотности протонов и нейтронов поровну, 2) когда есть только один сорт частиц:

$$E_{\text{kin}}^{(1)} / E_{\text{kin}}^{(2)} = \frac{2(\rho/2)^{5/3}}{\rho^{5/3}} = \frac{2}{2^{5/3}} = 1/2^{2/3}.$$

Во втором случае, как видно, энергия выше, и потому он энергетически не выгоден.

4. ДЕЛЕНИЕ ЯДРА

Формула Вейцеккера отвечает физической картине, в которой ядро уподоблено заряженной жидкой капле (капельная модель ядра) – вещество несжимаемо, есть поверхностное натяжение, нет сдвиговой упругости. Полезность этой формулы мы продемонстрируем двумя примерами.

Сначала определим равновесное число протонов Z при заданном полном числе нуклонов A , для чего найдем минимум – ϵ по Z при данном A :

$$\frac{C_2 Z}{A^{1/3}} + \frac{2C_4}{A^2} (2Z - A) = 0,$$

откуда $Z = \frac{A}{2 \left(1 + \frac{C_2}{4C_4} A^{5/3} \right)}$, отсюда доля избытка числа нейтронов

$$\frac{A - 2Z}{A} = \frac{1}{1 + \frac{4C_4}{C_2} A^{-5/3}}. \quad \text{Последняя величина действительно}$$

растет с ростом A , как это и утверждалось раньше. Напомним, что это утверждение прямо ведет к выводу об испускании вторичных нейтронов при делении ядра.

Сам процесс деления также можно описать с помощью формулы Вейцеккера. Найдем условия, при выполнении которых такой процесс энергетически выгоден. Для этого надо сравнить величину ϵ для исходного ядра и для двух его половинок при неизменном изотопическом составе вещества, т.е. Z/A . Условие выгодности деления имеет вид:

$$2(-\epsilon_{1/2}) < -\epsilon_1 \quad \text{или}$$

$$2C_2 \frac{(Z/2)^2}{(A/2)^{1/3}} + 2C_3 \left(\frac{A}{2} \right)^{2/3} < C_2 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + C_3 A^{2/3}.$$

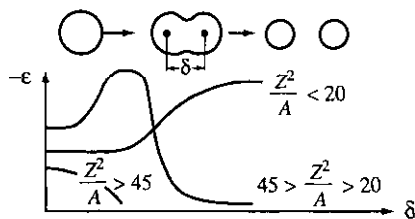


Рис. 39

Окончательно мы приходим к выводу, что будут спонтанно делиться ядра, у которых "делительный параметр" Z^2/A превышает критическое значение

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{кр}} = \frac{2^{2/3}}{2^{1/3} + 1} \frac{C_2}{C_3} \approx 20.$$

Важно отметить, что даже при выполнении полученного выше условия ядро находится в метастабильном состоянии, т.е. промежуточные состояния имеют большую энергию, чем исходное. Это связано с ростом поверхностной энергии при деформациях ядра, ведущей к делению. Поэтому спонтанное деление происходит крайне медленно путем просачивания сквозь барьер. Для быстрого же деления нужна дополнительная энергия активации. Эту энергию ядро получает от падающего на него нейтрона. Сказанное относится к интервалу значений $20 < Z^2/A < 45$. При $Z^2/A > 45$ барьер исчезает и никакой активации не надо. Это соответствует $Z > 110$, т.е. трансуранам. Что же касается области $Z^2/A < 20$, которая соответствует ядрам легче $^{47}\text{Ag}_{108}$, то для них процесс деления вообще энергетически невыгоден (рис. 39).

Кривая зависимости энергии связи $-\epsilon$ от A , приведенная выше, и формула Вейцеккера описывают сглаженное поведение соответствующей величины. В действительности имеются нерегулярности в этой зависимости, порожденные эффектами двоякого типа. Первый тип эффектов отвечает различию в энергии ядер, обладающих четными и нечетными числами нуклонов, связанному со спариванием, образованием связанного состояния двух нуклонов с противоположными спинами и другими квантовыми числами. Этот эффект описывается добавочным членом в формуле Вейцеккера:

$$+34\delta A^{-3/4},$$

$$\text{где } \delta = \begin{cases} 1 & \text{четно-четные ядра,} \\ 0 & \text{четно-нечетные ядра,} \\ -1 & \text{нечетно-нечетные ядра.} \end{cases}$$

Именно этот эффект уменьшает энергию связи изотопа U^{235} по сравнению с U^{238} настолько, что первый делится уже тепловыми нейтронами, а второй требует большой энергии активации.

Второй тип эффектов имеет оболочечную природу и подобен аналогичным эффектам в атоме, где также имеется перио-

дическая нерегулярность, связанная с последовательным заполнением ряда состояний – оболочек. В частности, в атоме аномально высокую энергию связи имеют атомы благородных газов, оболочки которых заполнены. Состояния, о которых идет речь, отвечают движению электронов в экранированном кулоновском поле. В ядре нуклоны движутся в самосогласованном поле, близком к осцилляторной яме $U = -U_0 + dr^2$. Поэтому последовательность оболочек и числа состояний в них иные, чем в атоме. Иными являются и числа нейтронов и протонов, отвечающие максимуму энергии связи и заполнению протонных и нейтронных оболочек. Эти числа – 2, 8, 20, 28, 50, 82 – магические числа. Наибольшую величину – ϵ имеет для дважды магических ядер, у которых оба числа нуклонов совпадают с магическими числами.

5. НЕЙТРОННОЕ ВЕЩЕСТВО

Помимо атомного ядра входящие в его состав частицы (протоны и нейтроны) способны образовывать еще одну стабильную систему – нейтронное вещество. Оно состоит в основном из нейтронов, с малой примесью (порядка нескольких процентов) протонов и, в том же числе, электронов. Благодаря принципу Паули, нейтронное вещество стабильно относительно распада нейтрона по схеме $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ – энергетический уровень электрона, который мог бы испуститься при распаде, уже занят электронами, входящими в состав вещества.

Нейтронное вещество образуется при сверхсильном сжатии обычного вещества, состоящего из электронов и ядер, которое возникает при коллапсе звезды, проводящей стадию вспышки Сверхновой. При таком сжатии, когда плотность вещества достигает величины порядка 10^{11} г/см³, она, а значит, и энергия электронов становится столь большой, что начинает идти процесс обратного β -распада $e^- + p \rightarrow n + \nu$ – энергии электрона хватает, чтобы перекрыть разность масс нейтрона и протона. В итоге с увеличением плотности происходит нарастающий процесс захвата ядрами электронов с превращением протонов в нейтроны. В результате при плотности, ненамного меньше ядерной (см. выше), и возникает состояние нейтронного вещества. Оно заполняет внутреннюю часть нейтронных звезд – пульсаров.

Сильнейшее воздействие на жизнь и судьбы человечества второй половины XX века оказал и атомизм, воплощенный в ядерной физике и технике. В чисто научном плане выявление сложной внутренней структуры атомного ядра продвинуло атомистические представления еще на один шаг в изучении материи. Это подготовило сознание человека к тому, что и структурные элементы ядра – протоны и нейтроны – также могут обладать сложной внутренней структурой.

ЛИТЕРАТУРА

Содди Ф. История атомной энергии. М.: Атомиздат, 1979.

Ферми Э. Ядерная физика. М.: ИЛ, 1951.

Глава 5

СУБЪЯДЕРНАЯ ФИЗИКА. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ. ВАКУУМ

1. ПОНЯТИЕ ЭЛЕМЕНТАРНОСТИ

Теперь мы спускаемся на последний, по нашим сегодняшним представлениям, уровень строения вещества – уровень элементарных частиц. Неудачность этого термина, который означает не имеющую внутренней структуры частицу, очевидна хотя бы на примере адронов. Однако она была ясна и до открытия кварков, когда выяснилось, что из-за взаимодействия с вакуумом адрон "обрастает шубой", состоящей из виртуальных пионов и нуклон-антинуклонных пар, и уж никак не может считаться бесструктурной частицей. Поэтому сегодня либо вообще стараются избегать употребления обсуждаемого термина, заменяя его термином "фундаментальная частица", либо же вкладывают в него чисто исторический, преходящий смысл объекта, о структуре которого мы пока ничего не знаем.

Открытие составного характера адронов вновь заострило вопрос – безграничен ли иерархический принцип применительно к любой частице, требующий обязательного наличия у нее более мелких составляющих при движении в глубь материи. Конкретно этот вопрос означает: обязательно ли сегодняшние элементарные частицы – кварки и лептоны (электрон, мюон) – проявят в будущем свою внутреннюю структуру? Что касается кварков,

то теоретики, стремясь уменьшить число их сортов и по другим причинам, уже придумали с десяток теорий, где имеются "субкварки", из которых состоят кварки. Но это, конечно, не аргумент, как и не аргумент сегодня знаменитые слова Ленина: "Электрон так же неисчерпаем, как и атом". Кстати, даже если принять этот тезис, то неисчерпаемость электрона не обязательно означает его структурность; она может проявляться в открытии все новых и новых его свойств, подобных спину, лептонному числу и другим не известным ранее характеристикам. Если уж и цитировать классиков, то не автора рекордного по грубости "Материализма и эмпириокритицизма", имеющего невысокий профессиональный уровень, а Б. Спинозу, который, издеваясь над примитивными атомистами, говорил, что на собаке живут блохи, на каждой блохе живут свои блошки, на каждой из блошек – свои "субблошки" и т.п. В действительности же все может быть: и наличие субкварков или сублептонов, и истинная элементарность кварков или лептонов. Этот вопрос чисто физический и он должен решаться экспериментом.

2. ФОТОН, ПОЗИТРОН

В предыдущих главах уже упоминалось об открытии первых трех частиц: электрона, протона и нейтрона, но ничего не говорилось о четвертой, фактически уже давно известной частице – *фотоне*, кванте света. Она появилась в науке столетия назад как корпускула, структурная единица света и, например, Ньютон положил ее в основу своей "Оптики". Однако корпускулярная теория света оставалась гипотезой, почти уничтоженной волновой теорией. Ситуация резко изменилась в 1905 г., когда Эйнштейн, исходя из квантовой гипотезы М. Планка, объяснившей законы "черного" излучения, провозгласил реальность светового кванта как структурной единицы света, подтвердив эту декларацию объяснением законов фотоэффекта. Но Эйнштейн, к сожалению, никого тогда не убедил. Даже такой ученый, как Планк, блестяще характеризуя Эйнштейна в связи с его избранием в члены Прусской академии, отметил, что работа Эйнштейна 1905 г. не должна ставиться ему в минус по молодости лет кандидата. Торжество идеи Эйнштейна и приобретение фотоном статуса настоящей частицы пришло. Эта идея была принята в 1922–1923 гг., когда Комптон открыл упругое рассеяние фотонов на свободных электронах, что впоследствии стало называться эффектом Комптона. Этот эффект состоит в "покраснении" света при его рассеянии на электроны. Элементарный расчет, основанный на законах сохранения при рассеянии

двух частиц (фотона и электрона) друг на друга, оказался в полном согласии с опытом. Так в науку вошла третья (по нашему списку – четвертая) частица:

$$\text{фотон, } \gamma, \quad m_{\gamma} = 0, \quad Q = 0.$$

В 30-е годы были открыты еще две частицы – позитрон и мюон, которые предсказывались теоретиками. В эти же годы была предсказана и третья частица – нейтрино, открытая позднее.

В конце 20-х годов П. Дирак предложил свое знаменитое уравнение для описания электрона (и вообще частицы со спином $1/2$). Оно успешно объясняло магнитный момент электрона и тонкие детали спектра атома водорода, но приводило к глубоким внутренним трудностям. В частности, из него следовало, что допустимые значения энергии свободного электрона простираются не только в области $E > m_e c^2$, как и в классической теории, но и в области отрицательных энергий $E < -m_e c^2$. Это соответствует релятивистской формуле:

$$E = \pm c \sqrt{p^2 + m_e^2 c^2} \quad (\text{рис. 40}).$$

При этом ничто не могло помешать электрону перейти в результате взаимодействия в область отрицательных энергий. Между тем, электроны с отрицательной энергией никогда не наблюдались, а они имеют весьма необычные свойства, которые не ускользнули бы от взора ученых. Например, такой электрон, отдавая энергию, не замедляется, а, напротив, ускоряется. Тем самым, поскольку ускоренный электрон излучает, мы столкнулись бы с самоускоряющимся электроном. Не менее странно вела бы себя пара частиц, одна из которых имеет $E > 0$, другая $E < 0$. Поскольку у первой направление силы и ускорения совпадают, а у второй – противоположны, такая пара частиц благодаря кулоновскому взаимодействию устроила бы гонку друг за другом сквозь Вселенную со все возрастающей скоростью.

В 1930 г. Дирак указал выход из этих трудностей, предложив свою теорию дырок. Он предположил, что все уровни отрицательной энергии заполнены электронами, но это "море Дирака" ненаблюдаемо, так как на него как на нуль настроены наши приборы. Оно нужно для того чтобы благодаря принципу Паули запретить наблюдаемому электрону с положительной энергией переход в отрицательную область. Но самое удивительное следствие такой картины проявится тогда, когда γ -квант с энергией, большей $2m_e c^2$, поглотится электроном моря, который перейдет в состояние положительной энергии. Тогда фактически рождаются две частицы: электрон и "дырка" в море (см. рис. 41), которая, очевидно, будет иметь параметры, противо-

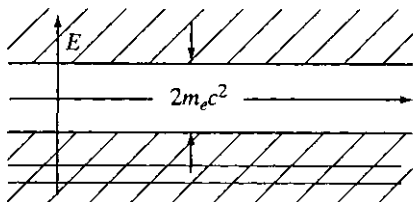


Рис. 40

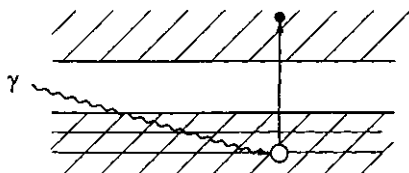


Рис. 41

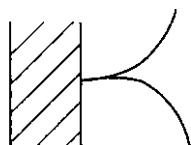


Рис. 42



Магнитное поле

положные тем, которые имел выбитый электрон, т.е. положительный заряд и положительную энергию (массу). Обратно, если есть дырка и электрон, то последний, отдав энергию, может закрыть дырку с испусканием γ -кванта. Так в науку вошли понятия об античастице (позитроне) и процессах рождения и аннигиляции пар.

Отметим, что по более поздним воспоминаниям самого Дирака идея теории дырок была навеяна теорией химической валентности, согласно которой электрон сверхзаполненной оболочки и незастроенная оболочка с одним пустым местом (дыркой) ведут себя в отношении сродства к электрону противоположным образом. Причем сама заполненная оболочка отвечает инертному газу и химически ненаблюдаема. Второе замечание состоит в том, что вакуум, отвечающий морю Дирака, ненаблюдаем только в отсутствие внешних полей. Под действием же таких полей, созданных, например, внешними зарядами, вакуум ведет себя как диэлектрик (ср. картину заполнения уровней Дирака с зонной картиной диэлектрика, гл. 3): происходит поляризация вакуума, экранировка внешних зарядов и т.п. Это и другие свойственные вакууму явления (см. ниже) и позволяют считать его особой разновидностью материальной среды и относить к разряду вещества.

Из-за громоздкости и неестественности теории дырок она была принята с трудом, тем более что и теория относительности и квантовая механика требовали в своей основе исключения ненаблюдаемых понятий. Поэтому, когда в начале 30-х годов экспериментаторы — Д.В. Скобельцын в России, И. Кюри и Ф. Жолио во Франции и др. начали наблюдать в космических лучах треки (рис. 42), они объясняли это случайным попаданием

второго электрона в точку, где родился первый. И лишь в 1931 г. Г. Андерсон понял, что вторая частица подобна позитрону, а в 1933 г. Л. Блеккет и Г. Оккиалини окончательно провозгласили, что рисунок отвечает предсказанному Дираком процессу рождения пары "электрон-позитрон". В 1956 г. Э. Сегре открыл с помощью ускорителя антипротон, позднее были открыты антинейтрон, синтезированы легкие антиядра и т.д. Так в науку вошло понятие античастиц, для которых

$$\bar{m} = m, \quad \bar{Q} = -Q.$$

У истинно нейтральных частиц – фотона, π^0 -мезона и др. античастица совпадает с самой частицей.

3. НЕЙТРИНО, МЕЗОНЫ

Возвращаясь в 1930 г., нужно отметить, что тогда же произошло предсказание еще одной частицы – нейтрино. Это сделал В. Паули, пытаясь преодолеть трудности понимания β -распада, в котором явным образом не сохранялась энергия: разность энергий материнского и дочернего ядер равнялась энергии лишь малой доли β -электронов, а для остальных была больше энергии электронов. Паули предположил, что кроме электрона при β -распаде испускается еще одна частица – нейтрино, – нейтральная и имеющая очень малую или даже нулевую массу. Позднее, с открытием нейтрона возникла еще одна трудность – несохранение спина, преодолеваемая гипотезой Паули в предположении, что спин нейтрино равен $1/2$: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$.

Гипотеза Паули, более четко оформленная им в 1933 г., поначалу была принята осторожно – уж очень дешевым казался такой выход из положения, и, главное, он выглядел как очень опасный прецедент размножения первичных элементов, лежащих в основе строения вещества. Тем не менее уже в 1934 г. Э. Ферми поверил в эту гипотезу и построил свою знаменитую, основанную на ней, теорию β -распада. В 1935 г. И.Е. Тамм, размышлявший в те годы о природе ядерных сил (сильного взаимодействия), попытался связать эти силы с картиной β -распада Паули–Ферми. Он исходил из того, что кулоновское взаимодействие между зарядами на квантовом языке выглядит как обмен фотонами, и сделал утверждение, что за счет обмена парой $(e^- - \bar{\nu})$ возникнет дополнительное взаимодействие между нуклонами, которое ему хотелось свести к ядерным силам (рис. 43). Однако расчет показал, что возникающие силы слишком малы (ведь β -распад – проявление слабого взаимодействия).

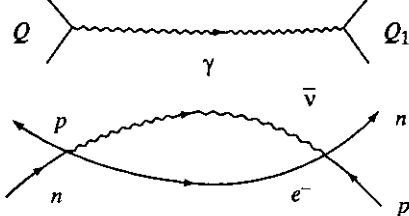


Рис. 43

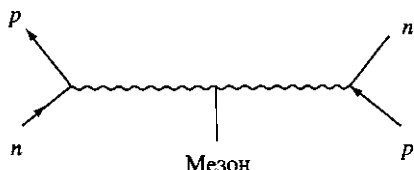


Рис. 44

Работа Тамма, тем не менее, не прошла бесследно. В том же 1935 г. Х. Юкава, находясь под ее впечатлением, поставил задачу объяснения природы ядерных сил. Он обозначил вопрос о существовании новой частицы, которая может испускаться и поглощаться нуклонами, и обмен которой приводит к силам их взаимодействия (рис. 44). Свойства этой частицы – ее масса и константа связи – должны выбираться так, чтобы эти силы имели свойства ядерных сил. Ниже мы убедимся, что масса такой частицы порядка $200m_e$, и является промежуточной между m_e и массой нуклона $1836m_e$. Поэтому эту частицу Юкава назвал *мезоном* ("промежуточный" по-гречески).

Оценим массу мезона. Будем исходить из того, что уравнение поля частицы с массой m должно быть совместимо с релятивистским соотношением $E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4$. В квантовой теории нужно заменить E^2 и p^2 операторами – $\hbar^2 d^2/dt^2$ и $-\hbar^2 \Delta$ соответственно. Поэтому в статическом случае поле частицы ϕ удовлетворяет уравнению:

$$\left(\Delta - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \right) \phi = 0.$$

Его решение в электродинамике (масса фотона $m = 0$) – закон Кулона $\phi \propto 1/r$. Если же $m \neq 0$, то возникает закон Юкавы: $\phi \propto \exp(-mcr/\hbar)/r$ (очень похожий на закон Дебая, см. гл. 3). Мы видим, что потенциал стал короткодействующим с радиусом действия:

$$r_0 \sim \frac{\hbar}{mc},$$

откуда $m \sim \hbar/cr_0$. Для ядерных сил $r_0 \sim 1$ ферми $\sim 10^{-13}$ см

$$\frac{m}{m_e} \sim \frac{10^{-27}}{3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-13} \cdot 9 \cdot 10^{-28}} \sim 100.$$

Физики еще не успели возмутиться появлением новой частицы, как в 1936–1937 гг. С. Андерсон и С. Неддермейер действи-

тельно обнаружили в космических лучах частицу с массой около $200m_e$, названную позднее μ -мезоном или *мюоном*. Однако вскоре выяснилось, что она очень слабо взаимодействует с нуклонами и не может претендовать на роль переносчика ядерных сил. Казалось, что гипотеза Тамма-Юкавы лопнула. Однако через 10 лет, в 1947 г. С. Пауэлл открыл в космических лучах еще одну частицу с близкой массой, которая сильно взаимодействует с нуклонами и действительно обмен ею ведет к возникновению ядерных сил. Эту частицу называли π -мезон или *пион*.

Первая из открытых частиц (мюон) имеет следующие характеристики:

$$\text{мюон, } \mu^\pm, M = 207m_e, Q = \pm 1.$$

Как позднее выяснилось, эта частица имеет спин $1/2$, как и электрон, и вообще может считаться двойником электрона, имеющим большую массу. Она и переходит в электрон, распадаясь за счет слабого взаимодействия (очень медленно, со временем жизни порядка 10^{-6} с) по схеме:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + (2\nu).$$

Более точная схема будет приведена ниже.

Второй из открытых мезонов – пион, который и выполняет предположенные Юкавой функции переносчика сильного (ядерного) взаимодействия, проявляет себя в виде трех типов частиц:

$$\text{пион заряженный } \pi^\pm, M = 273m_e, Q = \pm 1,$$

$$\text{пион нейтральный } \pi^0, M = 264m_e, Q = 0.$$

Это частица со спином 0, и она распадается по схеме: $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + (\nu)$ за счет слабого взаимодействия с временем жизни $\sim 10^{-8}$ с и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ за счет электромагнитного взаимодействия с меньшим временем жизни $\sim 10^{-16}$ с.

4. ЛЕПТОНЫ

На этом мы прервем на время разговор о частицах, участвующих в сильном взаимодействии, и сосредоточимся на участниках слабого и электромагнитного взаимодействий. Поскольку природа массы частицы коренится в ее взаимодействии с вакуумом (или, что то же самое, в самодействии), эти участники имеют относительно небольшую массу, а потому объединяются в семейство так называемых "*лептонов*" ("легких" по-гречески). По сегодняшним нашим представлениям, лептоны составляют семейство кирпичиков мироздания в том смысле, что они элементарны и не имеют внутренней структуры, подобной структуре атома или нуклона. До сих пор в нашем поле зрения по-

явились следующие лептоны: электрон + позитрон e^\pm , мюоны μ^\pm и пока еще гипотетическое нейтрино (ν).

Нейтрино было открыто экспериментально через четверть века после его предсказания – в 1953–1956 гг. Ф. Райнесом и К. Коуэном (экспериментальные указания в пользу существования ν появились еще в 30-х годах). Они использовали пучок реакторных нейтрино, которые возникали от распада нейтронов и осколков деления (и это на самом деле были антинейтрино) и зарегистрировали продукты реакции обратного β -распада: $\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$. Отсутствие распада $\mu \rightarrow e + \gamma$ привело к предположению (М.А. Марков, Ю. Швингер, К. Нишиджима, 1957–1959 гг.), что на самом деле есть два сорта нейтрино – электронное ν_e , взаимодействующее в паре с электроном (оно и входит в формулу предпоследней реакции), и мюонное ν_μ , взаимодействующее в паре с мюоном, при сохранении в отдельности электронного и мюонного лептонных чисел. Поэтому частица ν_μ , родившаяся при распаде пиона:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix},$$

не должна взаимодействовать с протоном согласно предыдущей схеме. Именно это и зарегистрировал опыт (Л. Ледерман, М. Шварц, Дж. Стейнберг, 1962 г.). В соответствии со сказанным, приведенная выше схема распада мюона принимает вид:

$$\mu^\pm = e^\pm + \begin{pmatrix} \nu_e \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}.$$

Особый вопрос состоял в том, совпадает ли антинейтрино с самим нейтрино (схема распада $\pi \rightarrow \mu$ определяет эти понятия). (Если бы нейтрино имело магнитный момент, то ответ на этот вопрос был бы отрицательным: ν и $\bar{\nu}$ имели бы разные направления этого момента относительно направления спина; однако такой момент до сих пор не обнаружен). Отрицательный ответ на поставленный вопрос был получен Р. Дэвисом (1955 г.) с помощью следующего опыта: если бы $\bar{\nu} = \nu$, то пучок $\bar{\nu}$ от реактора реагировал бы с Cl по схеме: $\bar{\nu} + \text{Cl} \rightarrow e^- + \text{Ar}$, затем Ar испытывал бы К-захват электрона: $\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Cl}^* + \nu$ с испусканием ν и образованием возбужденных атомов Cl^* . Последние, однако, не регистрировались, что и доказывало неравенство $\bar{\nu} \neq \nu$.

Особенно важный вопрос касается массы нейтрино. Окончательного ответа на него нет, но сегодня уже укоренилась мысль

о том, что эта масса могла бы быть отличной от нуля, хотя и довольно малой – на уровне $\approx 10\text{--}15$ эВ для электронного нейтрино. Для мюонного нейтрино соответствующая граница расположена выше (см. таблицу ниже).

Итак, по нашим сегодняшним представлениям, нейтральные лептоны – нейтрино – частицы со спином $1/2$, имеющие следующие свойства:

Электронное нейтрино	ν_e	$M = 0(?)$	$Q = 0$	$l_e = -1,$	$l_\mu = 0$
Электронное антинейтрино	$\bar{\nu}_e$	"	"	$l_e = 1,$	$l_\mu = 0$
Мюонное нейтрино	ν_μ	"	"	$l_e = 0$	$l_\mu = -1$
Мюонное антинейтрино	$\bar{\nu}_\mu$	"	"	$l_e = 0,$	$l_\mu = 1$

Здесь l_e и l_μ – электронное и мюонное лептонные числа, сохраняющиеся при превращениях лептонов.

Перечисленными частицами семейство лептонов не исчерпывается. В 1975 г. М. Перлом был обнаружен тяжелый лептон (τ -лептон), распадающийся по схеме:

$$\tau^\pm \rightarrow e^\pm(\mu^\pm) + \frac{\nu_e}{\bar{\nu}_e} \left(\frac{\nu_\mu}{\bar{\nu}_\mu} \right) + \frac{\bar{\nu}_\tau}{\nu_\tau},$$

где ν_τ – еще не открытое нейтрино, несущее особый тау-лептонный заряд. Таким образом, семейство лептонов пополнилось еще следующими частицами:

τ -лептон	τ^\pm	$M = 1,8 \text{ ГэВ},$	$Q = \pm 1$
τ -нейтрино	ν_τ	$M = ?$	$Q = 0$
τ -антинейтрино	$\bar{\nu}_\tau$	"	"

Окончательно семейство лептонов выглядит сегодня следующим образом:

Семейство лептонов

Название	Символ	Спин	Масса	Заряд	l_e	l_μ	l_τ	Год открытия
Электрон	e^-	$1/2$	$0,51 \text{ МэВ}$	-1	$+1$	0	0	1897
Электронное нейтрино	ν_e	$1/2$	$<10(?) \text{ эВ}$	0	$+1$	0	0	1953–1956
Мюон	μ^-	$1/2$	$105,6 \text{ МэВ}$	-1	0	$+1$	0	1936–1937
Мюонное нейтрино	ν_μ	$1/2$	$<100 \text{ кэВ}$	0	0	$+1$	0	1962
τ -лептон	τ	$1/2$	$\sim 1,8 \text{ ГэВ}$	-1	0	0	$+1$	1975
τ -нейтрино	ν_τ	$1/2$	$<10(?) \text{ МэВ}$	0	0	0	$+1$	Еще не открыто

+ соответствующие античастицы, имеющие те же массы и спины и противоположные электрический и лептонный заряды.

Из таблицы видно, что семейство лептонов составлено из трех групп лептонов – трех поколений (или генераций), каждое из которых объединяет два типа частиц: заряженный лептон и нейтрино

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}.$$

Сходные три поколения, каждое из которых также составлено из двух сортов частиц, имеются и в семействе кварков. Существует ряд косвенных аргументов в пользу того, что этим числом поколений дело и исчерпывается, т.е. что не существует, в частности, новых, более тяжелых лептонов.

5. ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Переходим к обсуждению структуры взаимодействий – электромагнитного и слабого, в которых участвуют лептоны, и тех новых частиц, которые связаны с этими взаимодействиями. Что касается электромагнитного взаимодействия, то оно хорошо известно и вряд ли нужно о нем специально говорить. Однако оно послужит в некоторой степени образцом для построения других взаимодействий и потому стоит повторить, что переносчиком этого взаимодействия служит такая частица, как

фотон $M = 0$, $Q = 0$, спин 1.

Этой частицей открывается семейство векторных (со спином 1) частиц, служащих переносчиком взаимодействий.

Что же касается слабого взаимодействия, ответственного за распады частиц, то его история заслуживает особого внимания. Уже говорилось, что в 1934 г. Ферми была предложена первая теория слабого взаимодействия, согласно которой его гамильтониан, в отличие от электромагнитного взаимодействия с гамильтонианом "ток \times потенциал" ($H = e j_\mu A_\mu$, где $j_\mu = \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi$ – векторный ток заряженной частицы), имеет структуру "ток \times ток" ($H = G j_\mu j'_\mu$). Например, распаду нейтрона соответствовал ток $j_\mu = (\bar{\Psi}_p \gamma_\mu \Psi_n)$ и ток $j'_\mu = (\bar{\Psi}_e \gamma_\mu \bar{\Psi}_\nu)$ (вместо γ_μ могли стоять и другие матрицы Дирака), см. рис. 45.

В 1956 г. Ц. Ли и Ч. Янг выдвинули гипотезу о несохранении четности в слабом взаимодействии, которое (несохра-

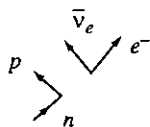
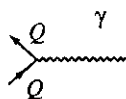


Рис. 45

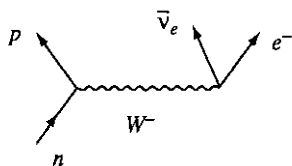


Рис. 46

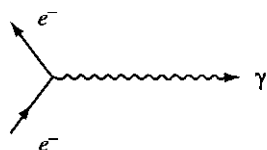
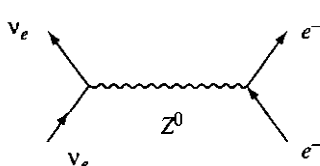
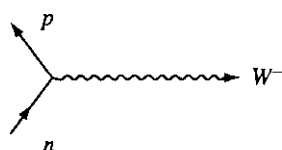


Рис. 47



нение) было отвергнуто ранее не экспериментальными фактами, а чисто умозрительно. В том же году Ц. Ву, Р. Гарвин, Л. Ледерман и др. своими опытами подтвердили гипотезу Ли и Янга. В 1957 г. Р. Фейнман и М. Гелл-Манн и независимо Р. Маршак и Э. Сударшан, проанализировав огромный экспериментальный материал, предложили теорию универсального слабого взаимодействия, отличающуюся от теории Ферми только тем, что теперь ток сводился к не сохраняющей четность сумме $j_\mu = \bar{\psi}\gamma_\mu\psi + \bar{\psi}\gamma_\mu(\gamma_5)\psi$ векторного и аксиально векторного токов. Слово "универсальный" означало, что константа G была единой для всех процессов распада – нейтрона, мюона и т.п., которые описывались одинаковым выражением для H с подстановкой вместо ψ соответствующих величин.

Уже довольно давно теоретики стремились перестроить теорию слабого взаимодействия по образцу теории электромагнетизма. Для этого понадобилось ввести новые частицы-переносчики: сначала заряженные W^\pm , а потом и нейтральную Z^0 (см. рис. 46).

С помощью таких частиц можно записать гамильтониан слабого взаимодействия в том же виде, что и в электродинамике. Этот факт виден из подобия диаграмм, изображенных на рис. 47.

В 1983 г. на ускорителе в ЦЕРНе новые промежуточные частицы были действительно открыты. Поскольку слабое взаимодействие является короткодействующим с радиусом действия $r_0 \sim 10^{-16}-10^{-17}$ см, частицы W, Z , в отличие от фотона, должны иметь большую массу порядка 100 ГэВ:

заряженный промежуточный бозон	W^\pm	$M \cong 80 \text{ ГэВ}$	$Q = \pm 1$
нейтральный промежуточный бозон	Z^0	$M \cong 90 \text{ ГэВ}$	$Q = 0$.

Это, как и фотон, — векторные частицы со спином 1.

Сходство электромагнетизма и слабого взаимодействия, на основании сказанного, можно было бы считать достаточным, если бы не одно роковое обстоятельство. Дело в том, что насколько хороша теория векторных частиц с нулевой массой (это обычная электродинамика), настолько она плоха при $M \neq 0$ из-за появления бесконечностей, с которыми неизвестно, что делать. Поэтому подлинное объединение слабого и электромагнитного взаимодействий в рамках так называемой *стандартной электрослабой теории* (С. Вайнберг, А. Салам, Ш. Глэшоу, 1967 г.) произошло только тогда, когда люди научились бороться с указанной трудностью.

Фактически нужно было сделать так, чтобы массы промежуточных бозонов, с одной стороны, как бы не было вовсе, а, с другой стороны, она должна была бы появиться эффективно, как причина короткодействия слабого взаимодействия. Что такое возможно, показывает пример плазмы, рассмотренный в гл. 3. Речь идет об экранировании Дебая кулоновского поля заряда в плазме находящимися в ней заряженными носителями. Такое экранирование действительно ведет к тому, что дальнедействующее кулоновское поле превращается в короткодействующее. Чтобы подобное произошло и со слабым зарядом, необходимо, очевидно, заселить физический вакуум частицами со слабым зарядом, способными свободно перемещаться. Другими словами, нужно сделать вакуум проводником по отношению к слабому взаимодействию.

Но это только полдела. В результате мы добились только экранирования заряда, т.е. описали электростатический аналог слабого поля. Но есть еще и поле тока (магнитный аналог). Оно также экранируется реактивным током (противотоком), который возникает в вакууме по правилу Ленца. Важно только, чтобы этот противоток не затухал со временем (вакуум должен иметь свойства не только проводника по отношению к слабому взаимодействию, но и сверхпроводника). Но необходимым условием сверхпроводимости среды служит наличие в ней особой подсистемы, находящейся в состоянии бозе-конденсата, все частицы которой занимают одно и то же низшее по энергии состояние и сопротивляются (в противоположность ферми-частицам) изъятию из этого состояния одной или нескольких частиц. Поэтому бозе-конденсат и движется без трения или сопротивления — эти явления требуют остановки частиц, т.е. выхода их из бозе-конденсата. В твердом теле конденсат составляют куперовские пары электронов, в ядре или пульсаре — пары нуклонов, в жидком гелии — атомы He. Что же касается вакуума,

то в нем конденсат нужно создать. Для этой цели придумали специальные бозе-частицы – *частицы Хиггса*, единственное назначение которых – обеспечить сверхпроводимость вакуума путем их выпадения в бозе-конденсат.

Частицы Хиггса H , $M > 10$ ГэВ, $Q = 0$.

Это скалярные частицы со спином 0, обладающие лептонным зарядом (но не электрическим, иначе была бы отлична от нуля масса фотона!) и потому взаимодействующие со всеми лептонами, а также с W - и Z -бозонами. Поиск частиц Хиггса – один из наиболее важных пунктов программы экспериментов по физике частиц на ближайшие годы.

В заключение отметим, что сказанное дает дополнительное право рассматривать вакуум как особую разновидность вещества.

6. АДРОНЫ

В первые послевоенные годы приложенные усилия в области физики космических лучей, а позднее ввод в строй первых ускорителей на сотни и тысячи МэВ, открыли эпоху бурного развития экспериментальной физики элементарных частиц. Их список – и, в первую очередь, участвующих в сильном взаимодействии частиц (адронов), начал расти со скоростью, намного опережающей скорость теоретической мысли, пытавшейся осознать и объяснить экспериментальные факты.

Прежде чем обратиться к этим фактам, полезно ввести новое понятие об изотопическом спине, которое сильно облегчит систематизацию и понимание экспериментальных фактов. Это понятие было введено В. Гейзенбергом еще в 30-е годы с целью объединить протон и нейтрон, имеющие очень близкие массы, рассматривая их как два состояния единой частицы – *нуклона*. Два состояния имеет и проекция спина частицы со спином $1/2$ – электрона, протона и т.п. Поэтому нуклону была приписана новая характеристика – *изотопспин*, равный $1/2$, причем проекция $+1/2$ отвечала протону, $-1/2$ – нейтрону. Принципу Паули при этом подчиняются не только p и n по отдельности, но и сами нуклоны, при условии, что в число параметров, определяющих понятие "состояние", включена и проекция изотопспина.

До сих пор речь была о чисто формальных действиях. Физика изотопспина начала работать только тогда, когда обратили внимание на факты из ядерной физики, говорящие о близком подобии свойств ядер, отличающихся заменой p на n . Сразу же надо подчеркнуть, что, говоря о таком подобии и далее о соответствующей инвариантности, нужно отвлекаться от электро-

магнитных взаимодействий, которые нарушают изотопические свойства – приводят к разности масс p и n и т.п. С этой оговоркой возникло представление о зарядовой (изотопической) симметрии, а затем и вообще об изотопической инвариантности сильного взаимодействия. Она проявляется, в частности, в том, что для любого процесса, происходящего за счет такого взаимодействия, изотопические спины исходных частиц и продуктов реакции должны совпадать.

По аналогии с рассмотренным дублетом протона и нейтрона можно ввести изотопспины и для триплета пионов π^{\pm}, π^0 , массы которых тоже очень близки друг к другу. Используя тот факт, что число проекций спина величины s равно $2s + 1$, легко видеть, что изотопспин пиона нужно считать равным 1. Изотопическая инвариантность сильного взаимодействия была подтверждена на примере процессов:

$$p \rightarrow n + \pi^+, \quad p \rightarrow p + \pi^0, \quad n \rightarrow p + \pi^-, \dots,$$

для которых не только выполняется равенство проекций изотопспина (например, для первой реакции $1/2 \rightarrow -1/2 + 1$), но и ряд более сложных соотношений между сечениями разных реакций, вытекающих из изотопической инвариантности.

Возвращаясь после этого отступления к новым частицам, открытым в 40-е – 50-е годы, нужно сказать, что они дополнили списки и мезонов (частиц спина 0 с массой, промежуточной между массами электрона и протона) и так называемых *барионов* (подобных нуклонам тяжелых частиц спина $1/2$). Под первыми имеются в виду K -мезоны или *каоны*, которых первоначально было три:

$$\begin{array}{lll} \text{заряженные каоны} & K^{\pm}, & M = 494 \text{ МэВ}, \quad Q = \pm 1, \\ \text{нейтральный каон} & K^0, & M = 498 \text{ МэВ}, \quad Q = 0. \end{array}$$

Это, казалось бы, ведет к изоспину каона, равному 1. Однако из закона сохранения изотопспина следует (см. ниже), что для каона он должен равняться $1/2$. Поэтому М. Гелл-Манн предположил, что на самом деле есть два K^0 -мезона – K^0 и \bar{K}^0 , и мы наблюдаем в действительности дублет частиц (K^+, K^0) и дублет античастиц (K^-, \bar{K}^0) с изотопическими спинами $1/2$.

Но самое интересное состоит в том, что состояния K^0 и \bar{K}^0 не имеют определенной массы, а представляют собой суперпозицию двух других каонных состояний K_L^0 и K_S^0 , которые имеют фиксированные массы с рекордно малой разностью

$$m_{K_L^0} - m_{K_S^0} \cong 3 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$$

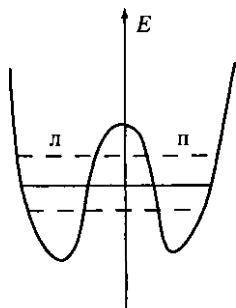


Рис. 48

и времена жизни: $5 \cdot 10^{-8}$ с (K_L^0) и $0,9 \cdot 10^{-10}$ с (K_S^0). Для пояснения этой ситуации вспомним уже упоминавшуюся выше задачу об электроне в поле двух ям (рис. 48). Электрон, локализованный в левой – "л" (правой – "п") яме – аналог $K^0(\bar{K}^0)$ – не имеет определенной энергии, которой обладают суперпозиции $\frac{\Psi_{\text{л}} + \Psi_{\text{п}}}{\sqrt{2}}$ и $\frac{\Psi_{\text{л}} - \Psi_{\text{п}}}{\sqrt{2}}$ – аналоги K_L^0 и K_S^0 , отве-

чающие расщеплению энергии в одной изолированной яме за счет переходов в другую

яму. Но эта задача подсказывает и большее – электрон периодически, с частотой, определяемой вероятностью перехода из ямы в яму, локализуется то в левой, то в правой яме. Соответственно и нейтральный каон при своем распространении должен периодически переходить из одного состояния в другое: из K^0 в \bar{K}^0 или из K_L^0 в K_S^0 . Очень похожие по своей природе осцилляции могло бы испытывать и нейтрино, переходя из электронного в мюонное состояние, – процесс, который широко обсуждается сейчас в физике высоких энергий.

Наряду с каонами к числу новых частиц – мезонов – принадлежит η -мезон, открытый позднее:

$$\eta\text{-мезон, } \eta^0, \quad M = 549 \text{ МэВ, } Q = 0.$$

Его изотопспин равен нулю.

Переходя к новым барионам, ограничимся приведением их характеристик, включая изотопспин τ :

$$\Lambda\text{-гиперон, } \Lambda^0, \quad M = 1116 \text{ МэВ, } Q = 0, \quad \tau = 0$$

$$\Sigma\text{-гипероны, } \left\{ \begin{array}{l} \Sigma^+, \quad M = 1189 \text{ МэВ, } Q = \pm 1 \\ \Sigma^0, \quad M = 1192 \text{ МэВ, } Q = 0 \\ \Sigma^-, \quad M = 1197 \text{ МэВ, } Q = -1 \end{array} \right\} \quad \tau = 1$$

$$\Xi\text{-гипероны, } \left\{ \begin{array}{l} \Xi^0, \quad M = 1315 \text{ МэВ, } Q = 0 \\ \Xi^-, \quad M = 1321 \text{ МэВ, } Q = -1 \end{array} \right\} \quad \tau = 1/2$$

Все они тяжелее нуклонов, откуда и термин "гиперон". Существенно, что внутри каждого изотопического мультиплета разности масс много меньше, чем разность масс компонент различных мультиплетов.

Сразу же укажем реакцию, делающую невозможным значение $\tau=1$ для K^0 -мезонов: $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ (слева $(-1) + (1/2)$ полуцелый, справа $0 + (-1)$ — целый изотопспин). Приведенная реакция представляет собой пример необычного свойства каонов и гиперонов (ставшего причиной их общего наименования "*странные частицы*"). При взаимодействии обычных частиц странные всегда рождаются парами, причем не всякая пара возможна. Например, реакция $N + N \rightarrow \Lambda + N$ не идет, хотя менее энергетически выгодная реакция $N + N \rightarrow K + \Lambda + N$ осуществляется. Не идет и реакция $N + N \rightarrow \Lambda + \Lambda$. В то же время при распаде принцип парности не соблюдается: $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$. Эти странные свойства становятся естественными, если учесть, что рождение частиц происходит за счет сильного взаимодействия (характерное время $\sim 10^{-22}$ с), а распад — за счет слабого (время 10^{-10} – 10^{-8} с). Очевидно, что ограничения на рождение странных частиц связаны с изотопической инвариантностью, присущей только сильному взаимодействию. Удобнее, однако, ввести вместо изотопспина новое понятие — "*странность*" (М. Гелл-Манн, К. Нишиджима, 1953 г.).

$$S = 2(Q - \tau_3 - n/2),$$

где Q — заряд частицы, τ_3 — проекция изотопспина, n — разность числа барионов и антибарионов. Убедимся в том, что для обычных частиц (пионов, нуклонов) $S = 0$ (они, как говорят, "*нестранные*" частицы). В самом деле, например, для нейтрона $S = 2(0 - (-1/2) - 1/2) = 0$, для пиона π^-

$$S = 2(-1 - (-1) - 0/2) = 0.$$

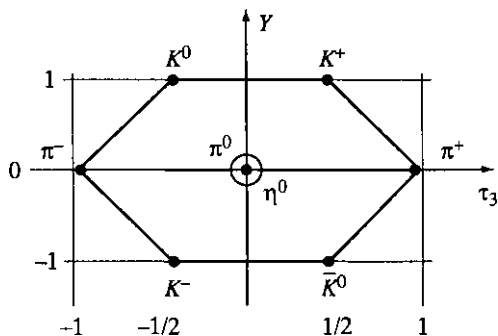
Для античастицы странность имеет знак, противоположный знаку странности частицы. Остается посмотреть, какой странностью обладают странные частицы:

Λ^0	Σ	Ξ	K^+, K^0	K^-, \bar{K}^0	η^0
$S: -1$	-1	-2	1	-1	0

(состояния K_L^0 и K_S^0 не обладают определенной странностью).

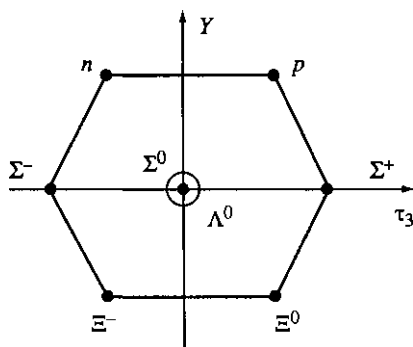
Существенно, что странность в сильных взаимодействиях сохраняется из-за сохранения заряда, проекции изотопспина и разности числа барионов и антибарионов. Поэтому приведенная выше реакция $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ разрешена, так как странность правой части, как и левой, равна нулю, а такая же реакция без K^0 -мезона или с заменой его π^0 -мезоном запрещена.

Оба рассмотренных выше семейства — мезонов и барионов — содержат по 8 членов и носят название "октетов". Этот факт



Мезоны

Рис. 49



Барионы

Рис. 50

послужил в дальнейшем важной подсказкой при формулировке правильной теории сильных взаимодействий. Оба октета удобно расположить в виде некоторой схемы, которую будет легко наполнить кварковым содержанием. С этой целью построим диаграммы для мезонов (рис. 49) и барионов (рис. 50) в координатах τ_3 (абсцисса) и гиперзаряд Y (ордината); последний равен удвоенному среднему заряду мультиплетта и одинаков для всех его компонентов.

7. РЕЗОНАНСЫ

Рассмотренными частицами исчерпывается класс квазистабильных адронов, которые распадаются только за счет электромагнитного и слабого взаимодействий и потому имеют относительно большое время жизни. В первом протонном ускорителе промежуточных энергий, который запустил Ферми в 1950 г.,

пошел поток адронов, распадающихся за счет сильного взаимодействия и потому очень короткоживущих (время жизни порядка 10^{-23} – 10^{-22} с). Они проявляли себя, в частности, как максимумы в сечениях рассеяния адронов друг на друге. Первая такая частица была открыта при рассеянии π^+ на p .

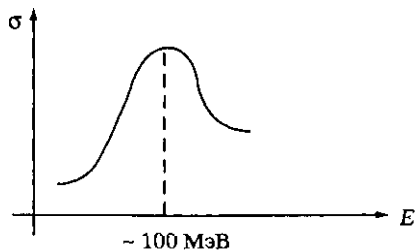


Рис. 51

Форма такой кривой подобна резонансной кривой в физике колебаний $1/[(E - E_0)^2 + \Gamma^2]$, где E_0 – энергия уровня, Γ – ширина уровня (затухание), и потому рассматриваемые частицы получили название "резонансов" (рис. 51).

Резонанс Ферми имеет следующие свойства:

Δ_{33} – резонанс, Δ_{33} , $M = 1230$ МэВ, $\Gamma = 115$ МэВ, $Q = +2$.

Его можно рассматривать как квазисвязанное состояние π^+ и p , относящееся к числу квазистационарных, т.е. способных к распаду, или как возбужденное состояние нуклона.

Позднее было открыто еще много барионных резонансов. Рассмотренный выше барионный резонанс Δ_{33} имеет изотопспин $3/2$ и входит в мультиплет с $2 \cdot 3/2 + 1 = 4$ уровнями (квартет). Его обычный спин тоже $3/2$, и с тем же спином известны еще 6 резонансов: триплет ($2 \cdot 1 + 1$), дублет ($2 \cdot 1/2 + 1$) и синглет ($2 \cdot 0 + 1$). Все вместе они образуют 10-уровневый мультиплет (декуплет) барионных резонансов со спином $3/2$ (рис. 52). Помимо резонанса Ω^- , о котором речь ниже, и самого Δ_{33} мы не указываем остальных членов мультиплета.

Кроме резонансов-барионов было открыто и множество резонансов-мезонов. Мы упомянем лишь о ρ^0 -мезоне:

ρ^0 -мезон, ρ^0 , $M = 770$ МэВ,
 $\Gamma = 152$ МэВ, $Q = 0$.

Как и фотон, это векторная частица (спин 1), в которую охотно переходит виртуальный фотон. Ее можно представить себе как квазисвязанное состояние двух пионов. Мезонные резонансы того же спина также собираются в октет.

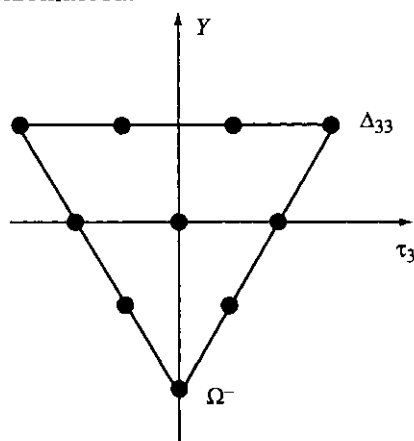


Рис. 52

Малое время жизни резонансов долго мешало признать их статус "настоящих" частиц. Многие считали, что это чисто динамический эффект, проявляющийся в виде максимума в сечении. Однако, по мере накопления фактов, стало ясно, что проявление в разных экспериментах короткоживущих образований с одними и теми же массами, временами жизни и т.п. не случайно. Особенно отчетливо проявили себя резонансы в условиях сильно сжатого ядерного вещества (конечно, имеется в виду, мысленный эксперимент): если плотность протонов достаточно велика, то Δ_{33} – резонанс не сможет распадаться по схеме:

$$\Delta_{33} \rightarrow p + \pi^+,$$

так как принцип Паули не допустит появления протона с энергией, равной энергии уже занятого состояния.

Признав резонансы настоящими частицами, мы сталкиваемся с очень трудной (в силу их многочисленности) задачей систематизировать известные адроны. Как всегда в таких случаях, физики пошли по пути атомизма: предположили, что все адроны составлены из более элементарных образований, число которых мало и разные сочетания которых дают все многообразие адронов. Такой путь был подсказан предложением Э. Ферми и Ч. Янга (1949 г.) – рассматривать мезоны как связанные состояния бариона и антибариона. Например,

$$\pi^+ = (p\bar{n}), \quad \pi^- = (n\bar{p}), \quad \pi^0 = (p\bar{p} - n\bar{n}).$$

Следующий шаг, позволивший включить в рассмотрение и странные адроны, был сделан С. Сакатой (1956 г.), который ввел в число "элементарных" частиц наряду с p и n и носитель странности Λ , а также их античастицы. Например,

$$K^+ = (p\bar{\Lambda}), \quad K^- = (\Lambda\bar{p}), \quad K^0 = (n\bar{\Lambda}), \quad \bar{K}^0 = (\Lambda\bar{n}),$$

$$\Sigma^+ = (\Lambda p\bar{n}), \quad \Xi^0 = (\Lambda\Lambda\bar{n}) \text{ и т.п.}$$

Модель Саката действительно кое-что объяснила и подсказала ряд правильных идей. Однако у нее имеются, помимо бессилия охватить все множество частиц, и принципиальные трудности. Например, она фактически разрушила равноправие частиц барионного октета, мало отличающихся по своим свойствам, объявив три из них элементарными, а остальные составными. Тем не менее модель Саката оказалась важным шагом навстречу кварковой модели адронов и существенно подготовила наше сознание к восприятию современной картины мироздания.

Мощности мультиплета 8 и 10 подсказали ту группу симметрии, которой обладают сильные взаимодействия и которая обобщает изотопическую симметрию. Если бы эта симметрия соблюдалась точно, то массы внутри мультиплета точно совпадали бы. На самом деле они несколько различаются и это связано с небольшим нарушением симметрии, причем, зная группу, можно понять характер этого нарушения и определить соотношения между массами частиц мультиплета (типа $m_1 + m_2 = m_3 + m_4$). Именно так была предсказана не только сама частица Ω^- , но и ее масса, что и подтвердилось после ее открытия.

Еще более важно, что, зная группу симметрии (мы приведем без каких-либо комментариев лишь ее символ $SU(3)$), можно определить ее простейшее представление. На физическом языке это означает набор первичных частиц, различные комбинации которых дают все возможные частицы, охватываемые данной группой симметрии. Такие первичные частицы, получившие название "*кварков*", были введены Гелл-Манном и Дж. Цвейгом (1964 г.). Они и пришли на смену частицам p , n , Λ модели Сакаты. Сразу же подчеркнем, что кварки не существуют в свободном состоянии, их нельзя "вытащить" из адронов и они играют роль лишь структурных составляющих этих частиц. Поэтому адрон – неэлементарная частица в том смысле, что он состоит из более мелких частиц, и элементарная в том смысле, что его нельзя реально разложить на совокупности последних.

Нужно подчеркнуть, что к представлению о кварковой структуре адронов вели не только аргументы, связанные с простой классификацией частиц, но и прямые экспериментальные факты. Так, проведенные в конце 60-х–начале 70-х годов эксперименты по глубоко неупругому рассеянию частиц на адронах (большая передача импульса) показали, что адрон рассеивает так, как будто он состоит из совокупности точечных рассеивателей – *партонов*. Позднее последние и оказались кварками.

Рассмотренные нами до сих пор адроны можно свести, как и в модели Саката, к кваркам трех сортов, как говорят, трех *ароматов*, которые описывают три свойства адрона: заряд, барионное число, странность. Кварки – ферми-частицы со спином $1/2$ и барионным зарядом $1/3$ (антикварки имеют противоположные квантовые числа). Поэтому барионы состоят из трех кварков, мезоны – из кварка и антикварка. Проекция изо-

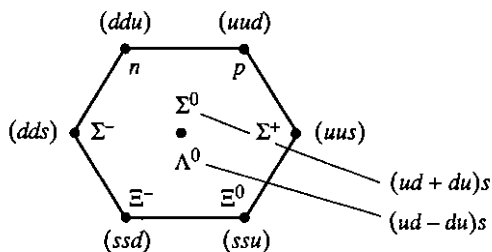


Рис. 53

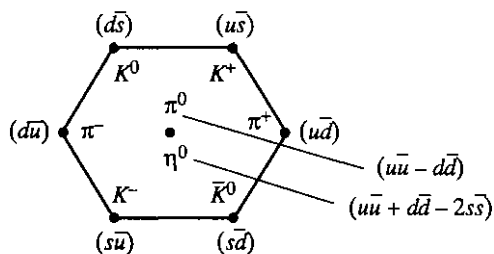


Рис. 54

топспина (τ_3), странность (S), заряд (Q) и масса (M) кварков указаны ниже:

u -кварк	$\tau_3 = 1/2$	$S = 0$	$Q = 2/3$	$M = 5 \text{ МэВ}$
d -кварк	$\tau_3 = -1/2$	$S = 0$	$Q = -1/3$	$M = 7 \text{ МэВ}$
s -кварк	$\tau_3 = 0$	$S = -1$	$Q = -1/3$	$M = 150 \text{ МэВ}$

Кварковая структура адронов изображена на уже приводимых выше в повторяемых здесь диаграммах для барионного октета со спином $1/2$, для мезонного октета со спином 0 , для резонансного декуплета со спином $3/2$.

Замечания к диаграммам:

- 1) $(uds) = u(x_1)d(x_2)s(x_3)$ не равно $(dus) = d(x_1)u(x_2)s(x_3)$ и приведенные комбинации со знаками (+) и (-) отвечают изотопспину 1 и 0 (рис. 53).
- 2) η -мезон проводит часть времени в состоянии пары $(s\bar{s})$. Однако его странность равна 0 – это, как говорят, частица со скрытой странностью (рис. 54).
- 3) Самое главное: три одинаковых кварка не могут находиться в одном состоянии (принцип Паули), как это требуется исходя из диаграммы для резонансов (рис. 55). Поэтому была введена дополнительная характеристика кварка, его *цвет*, принимающая три значения (красный, желтый, синий). Соответственно, $\Delta_{33} = (u_{кр}, u_{ж}, u_{с})$. Антикварки имеют противоположный цвет – "антикрасный" и т.п.

Очень важно, что и другим барионам, кроме резонансов, следует сопоставить кварки, цвета которых равнопредставлены, а именно: красного, желтого и синего цветов поровну. Это позволяет оправдать термины "цвет", "красный" и т.п. Ведь сумма красного, желтого и синего дает белый цвет. Поэтому известные нам адроны либо *белые*, как барионы, либо

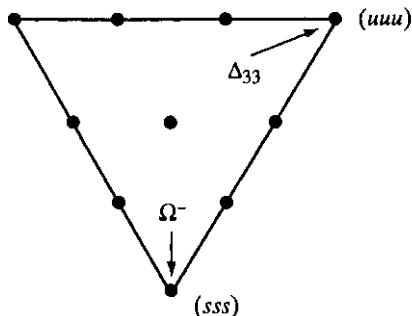


Рис. 55

бесцветные, как мезоны, у которых цвета кварка и антикварка должны быть противоположны. Можно сказать, что цвет удерживается внутри адрона (*конфайнмент цвета*), а как целое адрон не имеет цвета. С этой точки зрения отдельный кварк не может существовать, так как он несет определенный цвет.

Все сказанное выше позволяет строить кварковые диаграммы процессов сильного взаимодействия. На диаграммах видно, что такие процессы сводятся к перераспределению имеющихся кварков плюс рождению или аннигиляции пар "кварк-антикварк". Рассмотрим несколько характерных примеров (рис. 56–58).

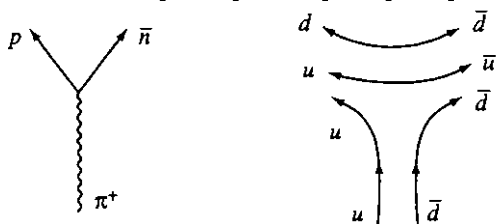


Рис. 56. Рождение пары "протон-антинейтрон"

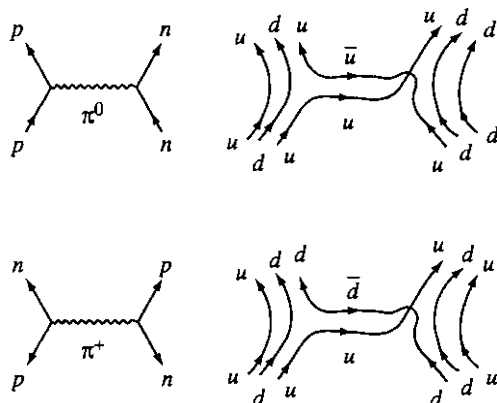


Рис. 57. Взаимодействия протона и нейтрона

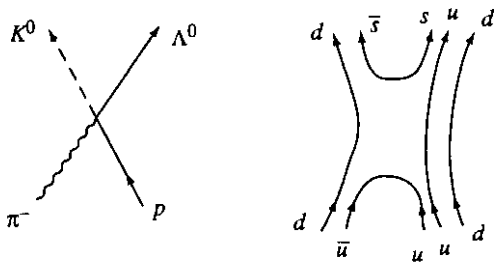


Рис. 58. Рождение странных частиц

Отметим, что античастица и частица отвечают противоположному направлению стрелок на диаграмме.

9. НОВЫЕ (ТЯЖЕЛЫЕ) КВАРКИ

До сих пор мы рассматривали три аромата кварков. Между тем, уже давно начали копиться аргументы в пользу того, что у адронов должно быть еще одно свойство (которое позднее воплотилось в четвертый аромат его носителей – кварков). К этому приводила прежде всего замеченная еще в конце 50-х годов симметрия между сильными и слабыми взаимодействиями – "Киевская симметрия". Исходя из нее четырем известным тогда типам лептонов – e , ν_e , μ , ν_μ – должны соответствовать 4 свойства адронов. Позднее это свойство реализовалось в четвертом аромате – очаровании (charm), носителем которого стал новый тип кварков – c -кварк. Таким путем удалось объяснить замедленность распадов странных частиц, а также ликвидировать трудности (особые расходимости) электрослабой теории, описывающей распады адронов.

Открытие "очарования" произошло в 1974 г. (Б. Рихтер, С. Тинг), когда на ускорителях было обнаружено семейство узких резонансов, представляющих собой основное и возбужденные состояния некоей кварковой системы. Уровень основного состояния – J/ψ -частица – имеет массу около 3 ГэВ и, как оказалось, представляет собой связанное состояние c -кварка и его античастицы (другое название – *чармоний*). Эта система имела скрытое очарование (суммарное значение очарования для $c\bar{c}$ -системы, очевидно, равно нулю) подобно тому, как η -мезон, проводящий часть времени в состоянии $s\bar{s}$, имеет скрытую странность. Расчет возбужденных состояний $c\bar{c}$ -системы с простым, но растущим с расстоянием потенциалом взаимодействия, хорошо показал весь спектр возбуждений такой системы. В 1976 г. были открыты мезоны, имеющие уже отличное от нуля очарование. Это, например, D^+ -мезон ($c\bar{d}$) с массой 1,87 ГэВ,

F^+ -мезон ($c\bar{d}$) с массой 1,97 ГэВ и др. Были открыты и соответствующие барионы, например, $\Lambda_c = (ud - du)c$ с массой 2,29 ГэВ.

После открытия τ -лептона и появления убеждения в несомненном существовании τ -нейтрино следовало ожидать, в соответствии с Киевской симметрией, существования еще двух ароматов. И действительно, в 1977 г. были обнаружены более тяжелые аналоги чармония – так называемые Υ -частицы ("ипсилон"-частицы), наиболее легкая из которых имела массу 9,46 ГэВ (М. Ледерман). Ее интерпретировали как связанное состояние нового b -кварка и его античастицы ($b\bar{b}$), где b -кварк – носитель пятого аромата "красота" (beauty) или же "низ" (bottom). Само же основное состояние системы ($b\bar{b}$), называют *боттонием*. Эта частица имеет скрытую красоту. Были открыты и адроны, "красивые" явным образом: $B^0(d\bar{b})$, $B^+(u\bar{b})$ и др.

Наконец, шестой (и, видимо, последний) аромат был открыт в апреле 1994 г. путем прямого наблюдения продуктов распада соответствующего кварка. Этот аромат называют "истиной" (truth) или же – "верхний" (top), а соответствующий кварк – t -кварком. Ни связанное состояние ($t\bar{t}$) – *топоний*, ни частицы с явной "истиной" пока не известны. Приведем таблицу.

Характеристики тяжелых кварков

Тяжелые кварки	Q	S	C	B	T	τ_3	Масса, ГэВ
c	2/3	0	1	0	0	0	1,4
b	-1/3	0	0	1	0	0	4,8
t	2/3	0	0	0	1	0	174

10. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Сведем воедино все 6 типов кварков, располагая их в два этажа, где верхнему отвечает заряд 2/3, а нижнему – (-1/3):

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

Налицо подобие этой таблицы и приведенной ранее таблицы лептонов: и в том и в другом случае выявляются три поколения частиц возрастающей массы. Частицы первого поколения – ν_e , e , u , d – представляют собой основной строительный материал Вселенной на сегодняшнем этапе ее развития.

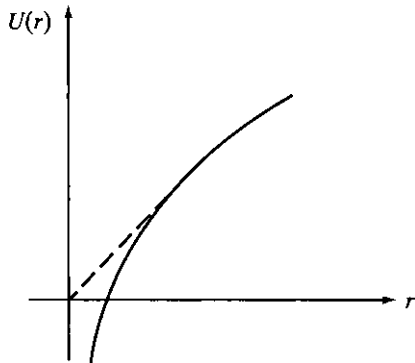


Рис. 59

Несколько слов о динамике кварков. Их взаимодействие друг с другом должно иметь необычный характер – соответствующая сила не должна убывать в области больших расстояний в соответствии с этим параметром (рис. 59). Такое свойство, подтверждаемое спектроскопией чармония, обеспечивает конфайнмент – невылетание кварков. На динамическом языке взаимодействие кварков обусловлено обменом

особыми векторными (спин 1) частицами, глюонами, которые в отличие от фотонов сами имеют цветовой заряд и взаимодействуют друг с другом. Этот факт, помимо аномалии на больших расстояниях, ведет к особенностям и на малых расстояниях: взаимодействие кварков уменьшается по мере их сближения (асимптотическая свобода). Поэтому при сжатии системы белых (бесцветных) адронов в конце концов конфайнмент прекращает свое существование, и наша система превращается в кварк-глюонную плазму – систему более или менее свободных кварков всевозможных цветов и глюонов. В последнее время появилось много аргументов в пользу того, что даже в обычных атомных ядрах имеется некоторая примесь свободных кварков, не объединенных в белые (бесцветные) адроны. Их степени свободы проявляются в целом ряде характеристик ядра. Сказанное относится даже к такой относительно большой системе, как дейтрон (протон + нейтрон), о которой все чаще говорят как о 6-кварковой системе.

И в заключение несколько слов о возможности существования "бесцветной" формы вещества. Выше уже говорилось о том, что глюоны взаимодействуют друг с другом. Поэтому они могли бы в принципе образовать связанное состояние из нескольких глюонов, которое носит специальное название "глюобол" или "глюоний". Поиски таких образований ведутся, имеются соответствующие претенденты, но полной ясности в этом вопросе до сих пор нет.

И, наконец, самое последнее – как понимать утверждение, что сегодня мы можем видеть отдельные кварки и глюоны (несмотря на конфайнмент цвета) в виде струй? Рассмотрим конкретный процесс – рождение пары "кварк q –антикварк \bar{q} " при e^+e^- – соударении (рис. 60).

По мере расхождения q и \bar{q} энергия их взаимодействия растет, и за счет нее из вакуума могут родиться пары "кварк-антикварк" различных сортов. Компоненты этих пар соответствующих цветов будут подхвачены частицами q и \bar{q} таким образом, чтобы образовывались белые (бесцветные) адроны. Например, если q был красным, то он при-

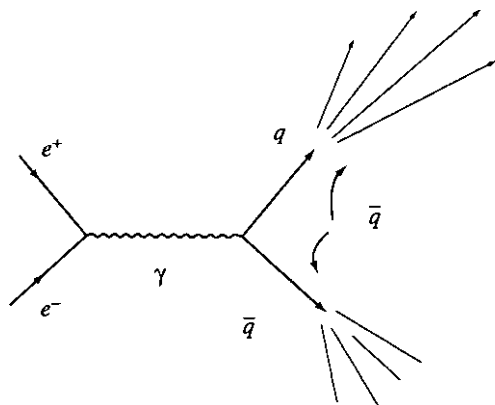


Рис. 60

тянет либо красный антикварк с образованием мезона, либо желтый и синий кварки с образованием бариона. В итоге кварк q (а также и антикварк \bar{q}), как говорят, адронизуется, т.е. превращается в струю адронов, движущуюся в том же направлении. Эта струя и представляет собой "портрет" кварка (как туманный след в камере Вильсона есть "портрет" электрона).

Итак, мы пришли к картине, в которой роль основных, бесструктурных кирпичиков мироздания играют лептоны и кварки. Эти частицы считаются полностью независимыми и никак не связаны друг с другом. Такая картина справедлива вплоть до очень высоких энергий порядка 10^{14} – 10^{16} ГэВ (если не рассматривать очень больших интервалов времени, см. ниже). При более высоких энергиях кварки и лептоны, как источники сильного и слабого взаимодействий, перестают быть независимыми и начинают переходить друг в друга.

К такому выводу приводят современные модели теории, объединяющей все три взаимодействия: сильное, слабое и электромагнитное. В рамках такой теории семейство векторных (спин 1) частиц – фотоны, W - и Z -бозоны, глюоны – пополняется еще двумя частицами X - и Y -бозонами, которые и служат переносчиками взаимодействий, переводящих кварки в лептоны и обратно с нарушением законов сохранения барионного и лептонного зарядов. Соответствующие процессы имеют вид (рис. 61).

X - и Y -бозоны имеют очень большую массу порядка 10^{14} – 10^{15} ГэВ, которая, как и масса W - и Z -бозонов, возникает благодаря появлению конденсата дополнительно вводимых скалярных частиц Хиггса. Заряды X - и Y -бозонов равны соответственно $4/3$ и $1/3$.

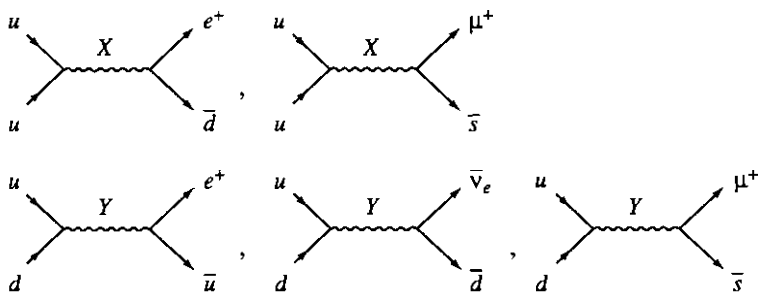


Рис. 61

Важнейшим следствием рассмотренных процессов служит спонтанный распад протона, протекающий по схемам:

$$p = uud \rightarrow \begin{cases} e^+ \bar{d} d \\ e^+ \bar{u} u \end{cases} \rightarrow e^+ \pi^0$$

$$\mu^+ \bar{s} d \rightarrow \mu^+ K^0,$$

а также по аналогичным схемам с испусканием нейтрино. Из-за большой массы X- и Y-бозонов время жизни протона очень велико. Экспериментальная оценка его нижней границы составляет около 10^{32} лет. Надежная регистрация распада протона означала бы подтверждение правильности стратегии современной теории фундаментальных частиц и их взаимодействий. Другое очень важное следствие обсуждаемой картины – объяснение барионной асимметрии Вселенной – будет рассмотрено ниже.

* * *

Рассмотренные в этой главе объекты субъядерной физики – элементарные частицы – не вмешивались еще в жизнь человечества подобно твердому телу или атомному ядру (исключая, конечно, такие частицы, как электрон и нейтрон, которые уже давно вошли в технику). Впрочем, время от времени обсуждаются проекты использования элементарных частиц в технических целях (например, просвечивание Земли пучком нейтрино от ускорителя в целях нефтеразведки или более разработанный проект использования мюонов для катализа реакции синтеза ядер водорода в холодном состоянии с целью преодоления энергетического кризиса). Осуществятся ли те либо другие проекты или нет – в любом случае изучение частиц и их взаимодействий означает постижение наиболее глубоких, наиболее

фундаментальных законов природы, что придает таким исследованиям особую важность. Высказывается мнение, что мы уже находимся накануне окончательной формулировки фундаментальных законов строения вещества.

ЛИТЕРАТУРА

Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988.

Намбу Е. Кварки. М.: Мир, 1984.

Балашов В.В. Строение вещества. М.: Изд-во МГУ, 1993.

Глава 6

ВЕЩЕСТВО В КОСМОСЕ

1. ВСЕЛЕННАЯ КАК ФИЗИЧЕСКАЯ ЛАБОРАТОРИЯ

Из рассмотренных выше иерархических уровней строения вещества непосредственно проявляются в обычных условиях лишь самые верхние: газы, конденсированное состояние, плазма. Более глубокие уровни, начиная с атомов и молекул и вплоть до субъядерного уровня, хотя и запечатлены косвенно в свойствах перечисленных состояний, становятся явными в результате проведения специальных (тем более сложных, чем глубже уровень) экспериментов.

Между тем имеется объект, который, будучи рассмотрен исторически, обладает свойствами, явно и непосредственно отражающими все иерархические уровни строения вещества вплоть до самых глубоких. Таким объектом служит Вселенная, которую благодаря высокой концентрации ее энергии часто уподобляют гигантской лаборатории, где естественным образом протекают упомянутые выше (а также недостижимые в земных условиях) эксперименты. Стартуя с состояния, отвечающего сверхвысоким температурам и давлению, Вселенная, по мере уменьшения значений этих величин, последовательно проходит стадии, которые соответствуют различным уровням иерархии строения вещества, начиная с самых глубоких и вплоть до наиболее высоких. Поэтому Вселенная представляет собой уникальный объект, реальные физические свойства которого прямо иллюстрируют изложенный в этом курсе материал. Разумеется, тема "Вещество в космосе" имеет и большую самостоятельную ценность (особенно для специалистов космофизиче-

ского профиля), объединяя материал, составляющий физическую основу рассмотрения любых космофизических процессов.

Разработка этой темы требует рассмотрения и космологических и астрофизических аспектов науки о космосе. При этом центр тяжести изложения тяготеет к строению самого вещества, а не к структуре и эволюции Вселенной и отдельных астрофизических объектов. К сожалению, объем этого курса не позволяет охватить сколько-нибудь подробно вопросы космологии и астрофизики, и мы вынуждены предполагать знакомство слушателя хотя бы с элементарными фактами, относящимися к этим наукам (см., например, указанную в конце главы литературу).

2. ВЕЩЕСТВО В ЭВОЛЮЦИОНИРУЮЩЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Не рассматривая самых ранних стадий эволюции Вселенной, когда согласно наиболее популярному сейчас сценарию проходили процессы инфляции и разогрева, выберем в качестве отправной точки момент $t \sim 10^{-37}$ с от Большого Взрыва. Начиная с этого момента Вселенная относительно медленно, по Фридману, расширяется, а ее температура и плотность падают со временем. Стартовая температура составляет около 10^{29} К, т.е. $\sim 10^{16}$ ГэВ, и превышает величину массы X - и Y -бозонов. В этих условиях конденсат частиц Хиггса, ответственных за появление этой массы, отсутствует, X - и Y -бозоны не имеют массы и реализуется состояние вещества, отвечающее полной симметрии между сильным, слабым и электромагнитным взаимодействиями. Само вещество представляет собой горячую плотную плазму, составленную из безмассовых частиц (кварков, лептонов, фотонов, глюонов, W -, Z -, X - и Y -частиц) и массивных частиц Хиггса. При этом кварки и глюоны свободно переходят друг в друга, и их относительная концентрация определяется только температурой.

В момент $t \sim 10^{-33}$ с, когда температура опустится до величины 10^{14} ГэВ = 10^{27} К (масса X - и Y -бозона), произойдет фазовый переход с появлением конденсата соответствующих частиц Хиггса. Начиная с этого момента нарушится симметрия между сильным и электрослабым взаимодействиями, процессы взаимных переходов кварков и лептонов в сильной степени замедлятся и, самое главное, начнет формироваться барионная асимметрия вещества Вселенной. Этим термином обозначают подавляющее преобладание вещества над антивеществом в окружающем нас мире. Современная теория способна объяснить, каким образом такая асимметрия естественно возникает в про-

цессе эволюции первоначального состояния, в котором концентрации частиц и античастиц были одинаковыми. К сожалению, соответствующее объяснение потребовало бы при изложении новых понятий, выходящих за рамки этого курса.

В момент $t \sim 10^{-12}$ с, когда температура опустится до 10^2 ГэВ = 10^{15} К (масса W - и Z -бозонов), произойдет второй фазовый переход с появлением второго конденсата тех частиц Хиггса, которые ответственны за массы W - и Z -частиц. С этого момента массы последних станут отличными от нуля, нарушится симметрия между электромагнитным и слабым взаимодействиями, а само вещество будет представлять собой плазму, составленную из массивных лептонов, кварков, глюонов и безмассовых фотонов.

Следующий фазовый переход произойдет в момент $t \sim 10^{-5}$ с, когда температура опустился до величины ~ 100 МэВ $\sim 10^{12}$ К (характерный масштаб кварк-глюонного взаимодействия). В результате этого перехода кварк-глюонная плазма превратится в систему адронов путем объединения кварков и антикварков с образованием барионов, мезонов и соответствующих резонансов. Последующие эпохи будут характеризоваться отсутствием кварков и глюонов в свободном состоянии, и структурными составляющими вещества будут служить лептоны, адроны и фотоны. При этом с уменьшением температуры будет происходить распад нестабильных частиц и аннигиляция пар барионов и тяжелых лептонов.

Последующая эволюция Вселенной приведет к эпохе $t \sim 1-100$ с (температура $\sim 0,1-1$ МэВ $\sim 10^9-10^{11}$ К — характерный ядерный масштаб), когда произойдет первичный нуклеосинтез и сформируется состав легчайших компонент вещества: ядер водорода и гелия (причем последний составит около 22% по массе). Сказанное относится к изотопам $^1\text{H}_1$ и $^2\text{He}_4$. Остальные же изотопы, хотя и будут образовываться в эту эпоху, окончательно формируются как компоненты вещества много позднее. Начиная с этой эпохи произойдет аннигиляция электрон-позитронных пар с превращением их в фотоны,

При дальнейшем понижении температуры вещество будет состоять из ядер H и He , электронов, фотонов (их концентрация в 10^9 раз больше, чем ядер) и нейтрино, уже практически не взаимодействующих с остальным веществом. Об этой эпохе говорят как о радиационно-доминантной из-за преобладания вклада электромагнитного излучения в энергию вещества. Такая доминантность перестанет проявляться в эпоху $t \sim 10^8-10^{10}$ с (температура $\sim 10^4-10^5$ К $\sim 1-10$ эВ — характерный атомный масш-

таб), когда произойдет рекомбинация электронов и ядер с образованием нейтрального атомарного вещества, которое становится прозрачным для фотонов. Начиная с этой эпохи, фотонный газ охлаждается независимо от остального вещества, проявляясь в настоящую эпоху как реликтовое тепловое излучение.

3. ВЕЩЕСТВО НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

На этом космологический, относящийся к Вселенной как целому, этап формирования вещества окружающего нас мира можно считать законченным. Последующие этапы имеют существенно локальный характер и связаны с образованием структуры Вселенной – крупномасштабной структуры (скопления и сверхскопления), галактик, звезд, планет. Преобладающей формой вещества на этих этапах служит плазменное состояние (космическая плазма – околопланетная, межпланетная, плазма звезд и звездных атмосфер, плазма квазаров и галактических ядер, межзвездная и межгалактическая плазма). Особое значение, с точки зрения формирования состава вещества, имеет горячая плазма звезд, в которой происходит синтез ядер легких элементов вплоть до углерода (звезды главной последовательности и красные гиганты). Более тяжелые элементы образуются при вспышках Сверхновых – катастрофических поздних стадиях эволюции звезд – путем захвата нейтронов с последующим β -распадом. При таких вспышках образуются и космические лучи – сильно неравновесная компонента вещества, объединяющая частицы высоких и сверхвысоких энергий. На последних этапах своей эволюции звезды переходят в состояние либо белого карлика, вещество которого представляет собой идеальный металл (кристаллическая решетка из ядер, окруженная почти свободным электронным газом), либо черной дыры, либо нейтронной звезды. Последняя содержит жидкую (сверхтекучую) сердцевину, состоящую из нейтронов с малой примесью протонов и электронов (нейтронное вещество), внутреннюю кору, состоящую из кристаллической решетки нейтронно-избыточных ядер, электронного газа и нейтронной жидкости, и внешнюю кору, подобную по структуре веществу белого карлика.

И в заключение несколько слов о веществе планет. Земля (и, по-видимому, планеты земной группы) состоит из железа, кислорода, кремния, магния, алюминия и т.д. Причем имеются и твердые и жидкоподобные (высокотекучие) слои земной структуры, не считая газообразной атмосферы и жидкой гидросферы. Боль-

шие планеты состоят главным образом из легких элементов — водорода и гелия, причем, благодаря высокому давлению, водород может находиться в металлическом состоянии, а ядра больших планет находятся, скорее всего, в жидком состоянии.

* * *

Наука о строении вещества и космофизика тесно связаны и взаимно переплетены. С одной стороны, решение практически любой космофизической проблемы, выходящей за рамки элементарного акта взаимодействия частиц, немыслимо без использования информации о структуре вещества соответствующего небесного объекта. С другой стороны, космофизика дает и ядерной, и субъядерной физике информацию, которая существенно дополняет сведения, полученные в земных лабораториях. Это касается, например, особенностей ядерных сил (пульсарные данные) и числа сортов нейтрино (космологические данные). Особенного возрастания роли космоса (в особенности, Вселенной как целого), как источника фундаментальной информации, следует ожидать в будущем. Это связано с уже видимой границей возможностей ускорительной физики.

ЛИТЕРАТУРА

- Шкловский И.С.* Звезды, их рождение, жизнь и смерть. М.: Наука, 1975.
Вайнберг С. Первые три минуты. М.: Энергоиздат, 1981.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	8
1. Цели и задачи курса	8
2. Понятие вещества	9
3. Принципы атомизма	10
4. Содержание курса	11
Глава 1. Краткий исторический очерк	13
1. Этап натурфилософского атомизма	13
2. Этап химико-физического атомизма	16
3. Делимость атома. Открытие электрона	19
Литература.....	21
Глава 2. Атомы, молекулы, газы	22
1. Атомы	22
2. Периодическая система элементов	27
3. Молекулы	31
4. Газы	33
Литература.....	35
Глава 3. Конденсированные среды, плазма, радиационная форма вещества	35
1. Конденсированное состояние	35
2. Жидкость	36
3. Твердые тела – кристаллы	38
4. Плазма	43
5. Радиационная форма вещества	49
Литература.....	51
Глава 4. Атомное ядро, нейтронное вещество	51
1. Атомное ядро и человечество	51
2. Открытие атомного ядра. Структура ядра	55
3. Полуфеноменологическая теория ядра	57
4. Деление ядра	59
5. Нейтронное вещество	61
Литература.....	62
Глава 5. Субъядерная физика, элементарные частицы, вакуум ...	62
1. Понятие элементарности	62
2. Фотон, позитрон	63
3. Нейтрино, мезоны	66

4. Лептоны	68
5. Электрослабые взаимодействия	71
6. Адроны	74
7. Резонансы	78
8. Симметрия сильного взаимодействия	81
9. Новые (тяжелые) кварки	84
10. Заключительные замечания	85
Литература.....	89
Глава 6. Вещество в космосе	89
1. Вселенная как физическая лаборатория	89
2. Вещество в эволюционирующей Вселенной	90
3. Вещество небесных тел	92
Литература.....	93

НА СТЫКЕ ЯДЕРНОЙ И "ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ" ФИЗИКИ*

Курс лекций Д.А. Киржница, соросовского профессора
Московский государственный университет,
им. М.В. Ломоносова, физический факультет
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

ПРЕДИСЛОВИЕ

Этот труд представляет собой расширенный и переработанный текст лекций, читавшихся автором на протяжении ряда лет студентам 5-го курса Отделения ядерной физики физического факультета МГУ. В лекционном курсе была сделана попытка собрать воедино, систематизировать и изложить с единой точки зрения разбросанный по оригинальным статьям, обзорам и монографиям материал, относящийся к точкам соприкосновения ядерной физики низких и высоких энергий с макроскопической физикой, в первую очередь, с физикой конденсированного состояния вещества. В курсе нашли прямое отражение интересы автора в области, находящейся на стыке ядерной физики, физики экстремальных состояний вещества, астрофизики и космологии. Исключительная пестрота и многодисциплинарность вошедшего в курс материала составили серьезное препятствие на пути создания сколько-нибудь связного и цельного по своему характеру изложения. Как ни стремился автор к достижению такой цели, он сознает, что это вряд ли ему удалось. Тем более он будет благодарен читателям за замечания по содержанию и форме изложения предлагаемого их вниманию материала.

Автор благодарит своих коллег по кафедре космических лучей и физики космоса физического факультета МГУ за товарищескую и дружелюбную атмосферу, которая благоприятствовала работе над курсом. Особую признательность он выражает Ирине Вячеславовне Ракобольской, без инициативы и настойчивости которой курс вообще не смог бы возникнуть. Автор благодарен Г.П. Кузнецовой, во многом способствовавшей изданию лекционного курса, А.С. Ковтюху за просмотр рукописи и устранение недочетов и К.И. Стратилатовой за боль-

* М.: Изд-во Моск. ун-та, 1997. 156 с.

шую редакторскую работу над рукописью. Общение со студентами, слушавшими курс, способствовало большей ясности изложения и, главное, вселило надежды на лучшее будущее России. Спасибо им за это.

Д.А. Киржниц
Москва, сентябрь 1996 г.

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ КУРСА, КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ КУРСА

Настоящий лекционный курс адресуется студентам ядерно-физической специальности старших курсов университетов или инженерно-физических факультетов ВТУЗов. Его цель состоит в систематическом изложении физических аспектов проблем, возникающих на стыке ядерной физики и физики конденсированного состояния вещества – твердого тела, жидкости и т.п. (ради краткости мы будем в этом курсе называть физику конденсированных сред "твердотельной" физикой, сознавая всю условность и неполноту этого термина). Стремление ознакомить начинающих физиков с существом этих проблем составляет главную задачу данного курса. Это представляется тем более важным, что такие проблемы с годами приобретают все большую значимость как для самой физики, так и для смежных с нею фундаментальных и прикладных дисциплин. Между тем, с годами нарастает разобщение физиков-ядерщиков и физиков-"твердотельцев", связанное с многими причинами – в первую очередь, с лавинным ростом информации в каждой из этих областей. Поэтому в число задач этого курса входит и попытка по возможности воспрепятствовать такому разобщению.

Нужно сразу же подчеркнуть, что речь будет идти именно о физических, а не о технических или методических (относящихся к теоретическому аппарату) аспектах. Поэтому мы совершенно не будем касаться, например, вопросов, связанных с переносом методов теории квантованных полей в теорию конденсированных сред, хотя такой перенос также отвечает важности точки соприкосновения ядерной и твердотельной физики. За пределами курса остается и практически важная проблема поведения нейтронов в материальных средах (а также изменения свойств вещества под воздействием потока нейтронов), лежащая в основе физической теории реакторов. Этот весьма специальный материал вряд ли разумно излагать в отрыве от технических вопросов реакторостроения. Несколько особняком стоит и

проблема использования пучков ядерных частиц (фотонов, электронов, нейтронов и др.) для изучения структуры конденсированной среды – спектров элементарных возбуждений (электронов, фононов, ротонов и др.), элементов симметрии решетки, магнитной структуры и т.п. Этот материал не рассматривается, главным образом, из-за ограниченности объема курса. Наконец, при изложении вопросов сверхтекучести нуклонного вещества было бы естественно включить в рассмотрение сверхтекучую модель ядра. Этого, однако, сделано не было по целому ряду причин (в частности, из-за существования монографий, посвященных подробному, близкому к эксперименту описанию этой модели). Возможно, что в последующих изданиях курса этот пробел будет восполнен.

Объектом последующего изложения служат физические явления, в которых ядерно-физические эффекты соседствуют и переплетаются с макроскопическими. Первая линия такого смыкания охватывает процессы, происходящие при взаимодействии ядерных частиц с веществом. Сюда относится, прежде всего, то, без чего было бы немыслимо само рождение ядерной физики как науки. Имеются в виду процессы потери энергии быстрых частиц с передачей ее среде, которая переходит при этом в возбужденное состояние. Эти процессы играют важную роль при регистрации ядерных частиц, при измерении их основных параметров (массы, заряда, энергии, импульса, спина и т.п.) и на основании этого – при их идентификации. Ареной протекания таких процессов служит вещество детектора – материальная среда, которая находится чаще всего в твердом или жидком состоянии (здесь высока концентрация частиц, играющих роль мишени при взаимодействии частицы с веществом детектора). Далее, сюда относятся процессы, участниками которых также служат ядерная частица и вещество при существенно менее пассивной роли последнего. Это эффект Мёссбауэра ("безотдачное" испускание гамма-квантов радиоактивными ядрами, сидящими в узлах кристаллической решетки твердого тела), а также эффекты каналирования (фокусировка пучка ядерных частиц в кристаллической решетке твердого тела за счет их кулоновского взаимодействия с ядрами атомов решетки) и теней (экранирование пучка ядерных частиц элементами кристаллической решетки, проявляющееся в виде системы теневых структур).

Другая линия смыкания ядерной и твердотельной физики связана с использованием Природой в ядерно-физической области тех механизмов, которые она применяет и в макроскопической физике. Говоря о ядерной физике низких энергий, мы

имеем в виду переход ядерного или нейтронного вещества в особое упорядоченное состояние – кристаллическое, сверхтекучее или сверхпроводящее, когерентное. Такие состояния, хорошо известные нам из физики конденсированных сред, играют важную роль для понимания многих явлений и эффектов земной ядерной физики и астрофизики. Отметим, что под кристаллическим состоянием мы понимаем не только ядерный кристалл с нуклонами в узлах решетки, но и "обычный" кристалл, составленный из атомов, ионов или полностью лишенных электронов ("голых") ядер. При достаточно высоких давлениях, реализующихся, например, в коре пульсара, когда расстояние между узлами решетки становится сопоставимым с размерами ядра, решетка начинает заметно влиять на структуру ядер, расположенных в ее узлах. Если же говорить о ядерной физике высоких энергий (физике элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий), то здесь важнейшим объектом проявления механизмов упорядочения служит физический вакуум. Этому одному из центральных понятий современной микрофизики отвечает состояние, в котором нет никаких частиц. Точнее говоря, в вакууме нет реальных, долгоживущих частиц – виртуальные же короткоживущие частицы, рождающиеся и через короткое время исчезающие, имеются всегда. Поэтому вакуум – это совсем не пустота, а, напротив, физическая система с весьма сложной внутренней структурой, подобная в принципе обычным материальным средам. Соответственно, вакуум может обладать свойствами упорядоченного состояния (например, находиться в сверхпроводящем или сегнетоэлектрическом состоянии). Далее мы увидим, что эти свойства играют ключевую роль для унификации трех взаимодействий микромира – электромагнитного, сильного и слабого. Вакуум, находящийся в упомянутых упорядоченных состояниях, испытывает при повышении температуры фазовый переход в неупорядоченное состояние подобно тому, как это происходит в макроскопической физике. Это обстоятельство играет существенную роль в современной космологии, базирующейся на модели "горячей" Вселенной.

Перечисленные выше вопросы и составляют основную часть предмета изложения этого курса. Список литературы, содержащей более подробное обсуждение этих и смежных вопросов, приводится в конце каждого раздела.

При изложении материала курса мы будем часто иллюстрировать его примерами, относящимися к астрофизическим и космологическим объектам, в которых ядерные и твердотельные эффекты сплетаются особенно тесно. Чтобы у читателя заранее была перед глазами более или менее общая, хотя и фрагментарная картина, в этом разделе приводится краткий очерк, охватывающий ряд космофизических проблем. Подробности читатель сможет найти в указанной далее литературе, а частично в последующих разделах этого курса. Наибольшую важность с интересующей нас точки зрения представляют такие космофизические объекты, как *звезды* и *Вселенная* как целое.

1.2.1. ЗВЕЗДЫ

Звездами называются компактные самосветящиеся небесные тела, находящиеся в равновесии под действием сил тяготения и сил механического и лучистого давления. Удобно ввести в рассмотрение так называемую диаграмму Герцшпрунга–Рессела (ГР) (рис. 1), по осям которой отложены светимость звезды (количество энергии излучаемой ею в секунду) и температура ее поверхности (цвет звезды, или, по-научному, ее спектральный класс). Температура на диаграмме растет справа налево, а цвет меняется при этом от красного (холодного) до бело-голубого (горячего). Отметим, что астрономы в этом смысле рас-

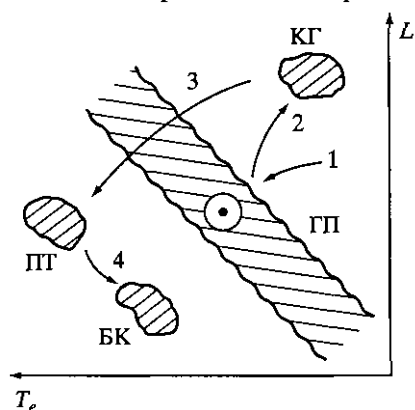


Рис. 1. Диаграмма Герцшпрунга–Рессела:

L – светимость, T_e – температура поверхности.

ГП – главная последовательность, КГ – красные гиганты, БК – белые карлики, ПГ – планетарные туманности; 1–4 – эволюционные треки

ходятся с художниками, у которых, наоборот, красный цвет относится к теплым, голубой – к холодным тонам. Соответственно, для астрономов дико звучит песня Булата Окуджавы "...над дорогой смоленскою как твои глаза две холодных звезды голубых глядят, глядят".

На ГР мы видим прежде всего длинную "реку", пересекающую ее по диагонали. Это так называемые *звезды главной последовательности*, к числу которых относится Солнце – желтая звезда с массой $M_{\odot} \approx 10^{33}$ г и радиу-

сом 10^{11} см. Правее и выше "реки" расположено "озеро", которому отвечают звезды – *красные гиганты*. Их поверхностная температура низка ("красные"), а светимость велика. Поскольку последняя величина пропорциональна площади поверхности (квадрату радиуса) и четвертой степени ее температуры (закон Стефана–Больцмана), то, следовательно, звезда будет обладать большой величиной радиуса ("гиганты"). Типичные значения массы и радиуса красного гиганта – соответственно $\geq M_{\odot}$ и 10^{13} см. Наконец, левее и ниже главной последовательности лежит "озеро", отвечающее звездам – *белым карликам*. Температура их поверхности велика ("белые"), а светимость мала, поэтому их радиус должен быть малым ("карлики"). Типичные значения массы и радиуса белого карлика – соответственно M_{\odot} и 10^9 см (радиус Земли). Мы видим, что белые карлики характеризуются исключительно большой плотностью вещества, доходящей до значений 10^6 г/см³ и выше.

Диаграмма ГР помогает понять, как образуются и эволюционируют звезды. Исходным дозвездным веществом служит более или менее однородный богатый водородом газ, заполняющий область, которая играет роль звездной колыбели. Силы тяготения, связывающие частицы такого газа, делают его однородное состояние неустойчивым (так называемая неустойчивость Джинса). В самом деле, пусть в газе возникла локальная флуктуация, плотность в которой выше (ниже) среднего значения этой величины. Очевидно, что сила притяжения со стороны частиц этой флуктуации, действующая на другие частицы системы, будет больше (меньше), чем аналогичная сила в однородном газе. Эта сила будет способствовать увеличению (уменьшению) числа частиц в флуктуации из-за дополнительного притяжения (отталкивания) частиц. Это еще более усилит соответствующее притяжение (отталкивание), что приведет к прогрессивному нарастанию (падению) плотности в области флуктуации. В результате, исходя из однородного состояния, мы столкнемся с фрагментацией газа и с его конденсацией около того или иного числа центров. Подчеркнем, что неустойчивость Джинса и ее следствие – фрагментация вещества – вытекают в конечном счете из фундаментального свойства тяготения, состоящего в притяжении одноименных зарядов (масс) и в отсутствии двух сортов зарядов противоположного знака, которые могли бы экранировать друг друга. В электродинамике ситуация в точности противоположна (одноименные заряды отталкиваются, имея и положительный и отрицательный знаки) и никакой неустойчивости нет (см. ниже главу 2).

Потратим некоторое время на количественное описание неустойчивости Джинса. Обозначим (малые) флуктуации плотности, давления, гравитационного потенциала и скорости через $\delta\rho$, δp , $\delta\phi$ и v , а невозмущенное значение плотности через ρ_0 (невозмущенное значение скорости считается равным нулю). Переходя к фурье-представлению для флуктуаций:

$$A(t, \vec{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \int d^3k A(\omega, \vec{k}) \exp[i(\vec{k}\vec{x}) - i\omega t], \quad (1.1)$$

где $d^3k = d\vec{k} / (2\pi)^3$, перепишем уравнение динамики для единицы объема (уравнение Эйлера для жидкости):

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p - \nabla\phi,$$

уравнение непрерывности:

$$\frac{d\rho}{dt} + \text{div}(\rho\vec{v}) = 0,$$

уравнение тяготения Ньютона:

$$\Delta\phi = 4\pi G\rho,$$

уравнение состояния вещества:

$$dp/d\rho = c_s^2$$

в виде уравнений для флуктуаций:

$$\begin{aligned} -i\omega\rho_0\vec{v} &= -i\vec{k}\delta p - i\vec{k}\delta\phi, \quad -i\omega\delta\rho + i\rho_0(\vec{k}\vec{v}) = 0, \\ -k^2\delta\phi &= 4\pi G\delta\rho, \quad \delta p = c_s^2\delta\rho, \end{aligned}$$

где G – постоянная тяготения, c_s – скорость звука. Комбинируя эти уравнения, нетрудно получить уравнение для флуктуации плотности:

$$[\omega^2 - c_s^2 k^2 + 4\pi G\rho_0]\delta\rho = 0.$$

Отсюда видно, что существует критический размер флуктуации:

$$R_J = 1/k_J = c_s / (4\pi G\rho_0)^{1/2}.$$

Если пространственная протяженность флуктуации меньше R_J (т.е. $k > k_J$), то частота, определяемая последним уравнением, окажется действительной величиной, и флуктуация будет осциллировать со временем (волна). Однако в противоположном случае частота будет чисто мнимой и, согласно (1.1), флуктуация

начнет нарастать по закону $\exp[\omega t]$. Это и есть неустойчивость Джинса, проявляющаяся, как мы выяснили, лишь для достаточно протяженных флуктуаций.

Возвращаясь к тяготеющему газу, можно считать нарастающую флуктуацию плотности зародышем будущей звезды – "протозвездой". Сжатие составляющего его вещества сопровождается, согласно законам термодинамики, увеличением температуры газа, по достижении которой известного предела "зажигаются" термоядерные реакции синтеза водорода. Это и есть момент рождения звезды – самосветящегося небесного тела. Обособившись от окружающего вещества и "разгоревшись", звезда попадает на главную последовательность (эволюционный трек 1 см. рис. 1), где она пребывает долгое время – порядка миллиардов лет, пока у нее не выгорит основная масса водорода; после этого у звезды сильно разбухает наружная оболочка, температура которой заметно уменьшается. Так звезда переходит в состояние красного гиганта (эволюционный трек 2 см. рис. 1), в котором выгорают более тяжелые, нежели водород, элементы (например, гелий). С течением времени красный гигант теряет устойчивость, сбрасывая свою оболочку и уплотняя внутреннюю часть – ядро. Возникает особое, незвездное состояние нашего небесного объекта – *планетарная туманность*, характеризующееся рассеянной диффузной оболочкой большого радиуса с уплотненным ядрышком-звездой в центре (эволюционный трек 3 см. рис. 1).

Последние стадии эволюции звезды радикально зависят от значения массы звезды, сохранившейся к концу этой стадии. При $M < 1,2M_{\odot}$ ядро планетарной туманности, исчерпав запасы ядерного горючего и сжавшись под действием сил тяготения, переходит в состояние белого карлика (эволюционный трек 4 см. рис. 1). Это, как уже говорилось, массивная звезда малого радиуса, отличающаяся высокой плотностью вещества, которое представляет собой "идеальный металл" – систему образующих кристаллическую решетку "голых" ядер и практически свободного электронного газа. Последний находится в состоянии квантового вырожденного ферми-газа, противодействующего своим давлением сжимающему воздействию сил тяготения. При большей массе звезда может пройти катастрофическую стадию вспышки Сверхновой, в результате которой центральная часть звезды сильно сжимается. Если масса звезды не превышает примерно утроенной величины M_{\odot} , то итогом эволюции служит состояние *нейтронной звезды*. Оно возникает в результате захвата ядрами электронов с превращением протонов в нейтроны. Нейтронная звезда имеет наружную твердую оболочку –

кору, вещество которой содержит обогащенные нейтронами ядра, а во внутренних слоях коры и чисто нейтронную компоненту. Внутри коры – в сердцевине звезды – находится нейтронная жидкость с небольшой примесью протонов и электронов; эта жидкость обладает свойством сверхтекучести и сверхпроводимости. При сжатии, ведущем к образованию нейтронной звезды, сохраняются вращательный момент и магнитный поток. Поэтому малые по величине угловая скорость и магнитное поле исходной звезды вырастают во много раз, и нейтронная звезда оказывается наделенной большой угловой скоростью вращения (до 10^3 с^{-1}) и гигантским магнитным полем (до 10^{14} Гс). Такой объект проявляет себя как источник пульсирующего излучения – *пульсар*. Наконец, при массе, превышающей утроенную величину M_\odot , звезда испытывает неуправляемое сжатие – гравитационный коллапс и переходит в состояние *черной дыры*. Так называют небесный объект, поверхность которого для внешнего наблюдателя предстает как своего рода клапан: она пропускает вещество вовнутрь черной дыры и не выпускает его наружу. Последнее связано с исключительно сильным полем тяготения черной дыры, обязанным ее большой массе и малому радиусу (в определенном смысле можно говорить о радиусе порядка GM/c^2 , что составляет для Солнца величину порядка километров, для Земли – порядка сантиметров). На языке космонавтики невозможность выхода изнутри черной дыры наружу любых частиц и квантов света можно отразить фразой: "Вторая космическая скорость черной дыры больше скорости света". Отметим в заключение этого подраздела, что нейтронные звезды и черные дыры не принято помещать на диаграмму ГР из-за необычности и своеобразия их излучения.

1.2.2. ВСЕЛЕННАЯ

Переходим ко второму космофизическому объекту – Вселенной как целому. Соответствующая область знания, изучающая ее строение и эволюцию и носящая название *космология*, выросла, по существу, из попытки ответить на те вопросы, которые вошли в название известной картины Поля Гогена. Эти вопросы – "Откуда мы пришли?", "Кто мы?", "Куда мы идем?" – многократно задавало себе человечество за время своей многовековой истории, понимая под словом "мы" не только самого себя, но и весь мир в целом. Космология базируется на относительно небольшом числе наблюдательных фактов и на теоретических построениях, основанных на сравнительно простых моделях Вселенной и развиваемых в рамках общей теории

относительности. Главный факт состоит в разбегании далеких галактик со скоростью v , пропорциональной их удалению от Земли R , и описывается законом Хаббла: $v = HR$, где постоянная Хаббла H составляет $62 \pm 9 \text{ км}/(\text{Мпс} \cdot \text{с})$ (по данным на август 1996 г.). Это свидетельствует об основном и достаточно неожиданном свойстве Вселенной как целого – ее нестационарности. В настоящую эпоху она расширяется, причем теоретическая модель (модель Фридмана), основанная на гипотезе о крупномасштабной однородности и изотропии

Вселенной, говорит о том, что это расширение началось 10–20 млрд лет назад. В этот начальный момент (как говорят, в эпоху Большого Взрыва) пространственный масштаб Вселенной был крайне мал – вероятно, порядка квантово-гравитационной длины (планковской длины) $\sqrt{\hbar G/c^3} = 10^{-33} \text{ см}$, а плотность вещества чрезвычайно велика – порядка $c^5/\hbar G^2 = 10^{94} \text{ г}/\text{см}^3$. Что же касается будущего Вселенной, то оно (а также сама ее глобальная структура) радикально зависит от сегодняшней плотности вещества Вселенной. Если эта величина меньше критического значения, равного примерно $10^{-29} \text{ г}/\text{см}^3$, то Вселенная пространственно бесконечна (открытая модель, ОМ) и в дальнейшем будет продолжать расширяться. В противоположном случае Вселенная конечна, замкнута в себе (закрытая модель, ЗМ) и имеет конечный объем. Расширившись до некоторого максимального размера, она начнет сжиматься, вновь перейдя в конечном счете в состояние, характеризующееся сверхмалым масштабом. По сегодняшним данным плотность вещества во Вселенной ниже указанной критической величины. Однако существует твердая уверенность в том, что мы видим не все вещество Вселенной (проблема скрытой массы) и что на самом деле справедлива либо закрытая модель, либо промежуточный между открытой и закрытой моделью случай (так называемая плоская модель, ПМ). На рис. 2 схематически представлен ход характерного масштаба Вселенной a со временем t для всех трех моделей.

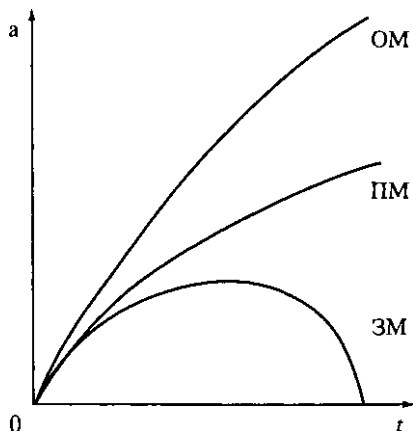


Рис. 2. Кривая эволюции Вселенной: a – масштаб Вселенной, t – время. Модели: ОМ – открытая, ЗМ – закрытая, ПМ – плоская

Простая и грубая, но достаточно содержательная модель позволяет проиллюстрировать сделанные утверждения на качественном уровне (и даже сделать количественную оценку для величины критической плотности). В этой модели эволюция Вселенной имитируется другим происходящим под действием сил тяготения процессом – движением спутника в поле тяготения центрального тела. Если энергия спутника отрицательна, он движется периодически по эллиптической орбите (аналог закрытой модели); в противоположном случае орбита гиперболическая (открытая модель); наконец, при нулевой энергии спутника он движется по параболической орбите (плоская модель). Вырежем теперь в веществе Вселенной шар радиуса R и рассмотрим его динамику в рамках теории тяготения Ньютона, согласно которой влияние внешней по отношению к шару области отсутствует. Его кинетическая энергия с учетом закона Хаббла порядка $Mv^2/2 \sim MH^2R^2$, потенциальная – порядка $-GM^2/R$. Отсюда легко найти, что критическая плотность, отвечающая нулевой энергии, равна по порядку величины H^2/G . Это соответствует приведенным выше цифрам.

Говоря об эволюции Вселенной, нужно подчеркнуть, что все сказанное выше относится лишь к "усредненной" Вселенной (усредненной по областям больших масштабов, превышающих расстояния между сверхскоплениями Галактик – сотни Мпс; 1 парсек составляет около 10^{18} см). Только такую Вселенную и можно считать однородной и изотропной. Нет, в частности, никакого космологического расширения в масштабах Солнечной системы, и расстояние от Земли до Солнца миллиарды лет назад ненамного отличалось от нынешнего. Другое замечание касается часто возникающего вопроса о том, что было со Вселенной "до" Большого Взрыва. На этот, далеко еще не решенный наукой вопрос, имеется широкий спектр возможных ответов – от утверждения, что сам этот вопрос не имеет смысла, до нелепого, на первый взгляд, тезиса о рождении Вселенной "из ничего". Эти вопросы, однако, невозможно обсуждать на ходу и мы не будем больше их затрагивать.

Только что описанная картина соответствует классической модели Фридмана, предложенной еще в 20-х годах. Позднее эта картина была дополнена несколькими важными элементами, из числа которых мы упомянем лишь о трех. Прежде всего, после открытия микроволнового (реликтового) космического радиоизлучения стало ясно, что в эпоху Большого Взрыва, когда Вселенная характеризовалась сверхмалым масштабом, была крайне велика (практически бесконечна) не только плотность вещества, но и температура. По мере расширения Вселенной

температура понижалась и сегодняшнее ее значение составляет около 3 К. Плотность реликтовых фотонов исключительно велика и составляет около 10^9 на каждый барион. Сказанное отвечает термину *горячая Вселенная*. Другое важное новшество в космологии состоит в понимании того факта, что в ранней истории Вселенной были моменты более или менее резкого изменения свойств заполняющей Вселенную материи, которые происходили по достижении температурой определенных (критических) значений. Этим значениям отвечали фазовые переходы во Вселенной, при которых возникало различие между типами взаимодействий (сильным, слабым и электромагнитным), неотличимыми друг от друга при более высоких температурах. При этом качественно менялись и свойства самих частиц (например, электрон, имевший при температуре выше критической, нулевую, как и нейтрино, массу, становился при фазовом переходе массивной частицей). Наконец, третий важнейший источник прогресса космологии – установление возможности существования в ранней Вселенной эпохи катастрофического (экспоненциально быстрого) роста ее масштабов со временем. Поэтому Метагалактика – наблюдаемая нами часть Вселенной – на самом деле составляет лишь ничтожно малую часть макромира. Остальная его часть в процессе экспоненциального расширения ушла на далекие расстояния и осталась, как говорят, за горизонтом. Такая картина, носящая название *модели инфляции* (или раздувания), позволяет разрешить целый ряд космологических трудностей. К перечисленным трем достижениям космологии мы еще вернемся.

ЛИТЕРАТУРА

- Шкловский И.С.* Звезды – их рождение, жизнь и смерть. М.: Наука, 1975.
Киржниц Д.А., Фролов В.П. Черные дыры; термодинамика; информация // Природа. 1981. Т. 11. № 2.
Новиков И.Д. Эволюция Вселенной. М.: Наука, 1979.
Вайнберг С. Первые три минуты. М.: Энергоиздат, 1981.
Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. М.: Наука, 1990.

1.3. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

В этом разделе приводится информация, касающаяся нескольких избранных вопросов теории конденсированного состояния вещества, которые прямо связаны с излагаемыми ниже физическими проблемами. Систематическое изложение вопросов теории конденсированных сред читатель может найти в

соответствующих руководствах, например, в следующих пособиях: Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Мир, 1978; Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971; Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. М.: Наука, 1995. Т. V; 1992. Т. VIII.

1.3.1. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА В СРЕДЕ

Основными величинами, описывающими электромагнитные процессы в среде, служат электродинамические поля – *напряженность электрического поля \vec{E} и магнитная индукция \vec{B}* . Это средние значения (в квантово-механическом и статистическом смыслах) микроскопических операторов соответствующих полей. Важно отметить, что до сравнительно недавнего времени в определение электромагнитных полей в среде включали также усреднение по физически бесконечно малому объему с целью сгладить микроскопические нерегулярности, связанные с внутренней структурой атомов или ионов вещества, его элементарной ячейки и т.п. Ниже мы объясним, почему сегодняшняя формулировка макроскопической электродинамики не требует такого дополнительного усреднения. Физическое определение полей описывается уравнением движения для классической (тяжелой) пробной частицы массы m и заряда e , включающим силу Лоренца:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}]), \quad (1.2)$$

где \vec{v} – скорость частицы (скорость света здесь и ниже принята равной единице). Соответственно формуле (1.2), независящая от скорости часть ускорения пробной частицы определяет электрическое, зависящая – магнитное поле. Источниками электромагнитных полей служат заряды и токи, плотности которых обозначаются соответственно через ρ и \vec{j} . Мы будем различать плотности внешних источников ρ_e, \vec{j}_e (их воздействие на среду порождает реактивные, индуцированные плотности ρ_i, \vec{j}_i) и полные плотности источников $\rho = \rho_e + \rho_i, \vec{j} = \vec{j}_e + \vec{j}_i$.

Выражение полей через источники описывается уравнениями Максвелла:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{B} - \frac{d\vec{E}}{dt} &= \vec{j} \quad (\text{a}), \quad \text{div } \vec{E} = \rho \quad (\text{b}), \\ \text{rot } \vec{E} + \frac{d\vec{B}}{dt} &= 0 \quad (\text{c}), \quad \text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{d}), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где для сокращения записи использованы единицы Хевисайда (отсутствие фактора 4π). Специфика вещества среды, поля внутри которой нас интересуют, отражается структурой величин ρ_i, \vec{j}_i , зависящих (и притом в общем случае весьма сложным образом) от самих полей \vec{E}, \vec{B} . Эта зависимость, знание которой необходимо для замкнутости уравнений Максвелла, должна задаваться дополнительно. Она содержится в так называемых материальных уравнениях. Простейшему и в то же время наиболее распространенному случаю отвечает относительная слабость (сравнительно с внутриатомными значениями) полей, позволяющая считать рассматриваемую зависимость линейной. Наложим требование, чтобы обе части соответствующих равенств были одновременно скалярами или векторами и имели одинаковую четность относительно отражения пространственных координат и отражения времени. Тогда можно показать, что эти равенства должны связывать плотность индуцированного заряда ρ_i с величиной $\text{div } \vec{E}$ (четные в пространственном и временном смыслах скаляры), плотность индуцированного тока \vec{j}_i — с величинами $\frac{d\vec{E}}{dt}$ и $\text{rot } \vec{B}$ (нечетные в тех же смыслах векторы).

Поэтому можно положить:

$$\rho_i = (1 - \epsilon) \text{div } \vec{E}, \quad \vec{j}_i = (\epsilon - 1) \frac{d\vec{E}}{dt} + (1 - 1/\mu) \text{rot } \vec{B}, \quad (1.4)$$

где точный смысл величин ϵ (*диэлектрическая проницаемость*) и μ (*магнитная проницаемость*), а также их произведений на векторы поля будет раскрыт ниже.

Подстановка этих равенств в уравнения Максвелла (1.3) дает:

$$\text{rot } \vec{H} - \frac{d\vec{D}}{dt} = \vec{j}_e \quad (\text{a}), \quad \text{div } \vec{D} = \rho_e \quad (\text{b}), \quad (1.3')$$

$$\text{rot } \vec{E} + \frac{d\vec{B}}{dt} = 0 \quad (\text{c}), \quad \text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{d}),$$

где введены векторы *электрической индукции* и *напряженности магнитного поля*:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{H} = (1/\mu) \vec{B}. \quad (1.5)$$

В общем случае проницаемость представляет собой интегральный оператор. Его структуру и результат его воздействия на некоторую величину A мы поясним на примере диэлектри-

ческой проницаемости:

$$\epsilon A(t, \vec{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int d\vec{x}' \epsilon(t, t'; \vec{x}, \vec{x}') A(t', \vec{x}').$$

В случае стационарной, однородной и изотропной среды, когда отсутствуют выделенные точки пространства и моменты времени, проницаемости зависят лишь от разностей аргументов $\epsilon = \epsilon(t - t', \vec{x} - \vec{x}')$. При этом весьма удобно перейти к фурье-компонентам по координатам и времени (см. (1.1)):

$$\epsilon A(\omega, \vec{k}) = \epsilon(\omega, \vec{k}) A(\omega, \vec{k}), \quad (1.6)$$

когда действие проницаемости сводится просто к умножению на ее фурье-образ. Учет зависимости проницаемостей и от частоты, и от волнового вектора (*частотная и пространственная дисперсия*), осуществленный сравнительно недавно, позволяет избежать усреднения по физически бесконечно малому объему (см. выше): тонкая структура вещества на малых расстояниях отражается сложной и нерегулярной зависимостью проницаемостей от волнового вектора в области его больших значений.

В представлении Фурье легко разделить любой вектор \vec{A} на продольную по отношению к волновому вектору (индекс l) и поперечную (индекс t) компоненты:

$$\vec{A}^l = \vec{k}(\vec{k}\vec{A})/k^2, \quad \vec{A}^t = \vec{A} - \vec{A}^l.$$

В определенном смысле продольным и поперечным величинам можно сопоставить электростатические и, соответственно, магнитные величины. Переписывая уравнения (1.4) в фурье-компонентах, можно опустить продольную часть второго уравнения, поскольку она жестко связана с первым через уравнение непрерывности: $\frac{d\rho_i}{dt} + \text{div } \vec{j}_i = 0$. В результате материальные уравнения примут вид:

$$\rho_i = i(1 - \epsilon)(\vec{k}\vec{E}), \quad \vec{j}_i^t = i\omega(\epsilon - 1)\vec{E}^t + i(1 - 1/\mu)[\vec{k}, \vec{B}], \quad (1.4')$$

где аргументами проницаемостей служат величины ω и \vec{k} . К этим уравнениям мы еще вернемся.

1.3.2. ФУНКЦИИ ОТКЛИКА И ИХ СВОЙСТВА

Введенные выше проницаемости ϵ и μ , характеризующие специфику конкретной среды, определяют вид материальных уравнений, которые делают уравнения Максвелла замкнутыми. Другой смысл проницаемостей состоит в том, что с ними тесно

связаны функции отклика материальной среды, описывающие ее реакцию на внешние электромагнитные воздействия. Такой подход позволяет выявить ряд общих, независимых от конкретной модели среды, свойств проницаемостей. Ниже мы будем считать воздействия на среду слабыми (линейная теория), а ее саму равновесной, однородной и изотропной. Отвлечемся на некоторое время от электродинамики и рассмотрим общую задачу о воздействии на среду δI , которое вызывает изменение δA характеристики среды A (результат воздействия). Множитель пропорциональности R , связывающий эти величины, и называют *функцией отклика*:

$$\delta A = R \delta I, \quad (1.7)$$

или в развернутой форме:

$$\delta A(t, \vec{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int d\vec{x}' R(t-t', \vec{x}-\vec{x}') \delta I(t', \vec{x}').$$

Мы подчиним воздействие на среду требованию *управляемости*, независимости от ее состояния, так что воздействие находится полностью в нашей власти и мы вольны в любой момент делать с ним контролируемым образом все, что угодно – включать, выключать, увеличивать, уменьшать и т.п. В электродинамике таким свойством обладают внешние заряды и токи – величины ρ_e, \vec{j}_e' , которые и нужно отождествить с воздействием I . Что же касается величин A , то им удобно сопоставить полные заряды и токи ρ, \vec{j} , которыми явным образом управлять нельзя, так как они содержат неконтролируемый вклад реакции среды. Наконец, роль функций отклика R (продольной и поперечной) в рассматриваемом случае играют величины (см. (1.7)):

$$R^l = 1/\epsilon, \quad R^t = \frac{\omega^2 - k^2}{\omega^2 \epsilon - k^2 / \mu}. \quad (1.8)$$

Подчеркнем, что сама диэлектрическая проницаемость функцией отклика считаться не может. Однако это заключение теряет свою силу, если рассматривается длинноволновой предел $k \rightarrow 0$, т.е. в случае пространственно-однородного воздействия. Его можно осуществить, помещая образец среды макроскопических размеров L между обкладками конденсатора, электрическими характеристиками которых можно управлять (в этом случае $k \sim 1/L$, $L \rightarrow \infty$). Управляя зарядом обкладок (рис. 3а), мы реализуем рассмотренный выше случай, отвечающий выбору (в качестве воздействия) заряда на обкладках (внешний заряд

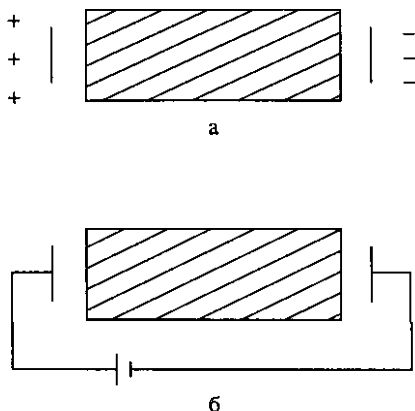


Рис. 3. Воздействие на среду зарядами
а – внешним, б – полным

или, согласно (1.3'), индукция \vec{D}), а в качестве результата воздействия – плотность индуцированного или полного зарядов, т.е. напряженность \vec{E} . Между тем, наша установка допускает и другую возможность – управлять разностью потенциалов на обкладках при замыкании их на батарею с регулируемой ЭДС. В данном случае (рис. 3б) роль воздействия играет разность потенциалов, или напряженность \vec{E} (равная градиенту потенциала), т.е., согласно (1.3б), полный заряд ρ . В то же время результатом воздействия теперь служит величина ρ_e или индукция \vec{D} – подтекающие к обкладкам или оттекающие от них внешние по отношению к образцу заряды. Поэтому функцией отклика в данном случае служит не величина $1/\epsilon$, как выше, а сама диэлектрическая проницаемость.

Теперь можно сформулировать общий *принцип причинности*: воздействие всегда предшествует по времени своему результату (причина предшествует следствию, будущее не влияет на прошлое). Чтобы использовать этот принцип, нужно иметь информацию о том, какое из пары событий служит "воздействием" ("причиной"), а какое "результатом" ("следствием"). Причем эта информация должна быть независимой от временной последовательности событий. Отличить событие-следствие от события-причины позволяет именно управляемость последнего (см. выше). Поэтому без "свободы воли", т.е. без реальной возможности осуществить ничем не обусловленное действие, нет никакой причинности. Это относится, в частности, к двум динамически связанным друг с другом событиям – например, прохождению маятником верхней (кинетическая энергия равна нулю) и нижней (потенциальная энергия равна нулю) точек своей траектории. Любое из этих событий может считаться причиной другого: кинетическая энергия маятника в нижней точке ведет к его подъему в верхнюю точку и, напротив, потенциальная энергия в верхней точке ведет к отличной от нуля скорости в нижней точке. Ясно, что в этих условиях принцип причинности полностью обесценивается. Положение радикально меняется, если в любой из рассматриваемых точек осуществить

случайное воздействие на маятник (например, с помощью хаотически действующего поля), которое и будет реализацией "свободы воли". Теперь уже с полным основанием можно заниматься проверкой принципа причинности, регистрируя (или не регистрируя) коррелированный с воздействием шум – случайные дрожания маятника – в предшествующие воздействию моменты времени.

Как видно из (1.7), математическим выражением принципа причинности служит запаздывающий характер функции отклика:

$$R(t - t', \bar{x} - \bar{x}') = 0, \quad t < t'. \quad (1.9)$$

Последнее равенство можно переписать в виде соотношений Крамерса–Кронига для фурье-компоненты функции отклика:

$$R(\omega, \bar{k}) = R(\infty, \bar{k}) + (2/\pi) \int_0^{\infty} d\omega' \omega' \Im R(\omega', \bar{k}) [\omega'^2 - \omega^2 - i\delta\omega]^{-1}. \quad (1.10)$$

Здесь в мнимом члене в знаменателе стоит бесконечно малая величина, знак которой совпадает со знаком частоты (символ \Im означает мнимую часть). Справедливость соотношения (1.10) нетрудно проверить. Прежде всего, обе его части имеют одинаковый предел при $\omega \rightarrow \infty$. Далее, беря мнимую часть от обеих частей (1.10) и учитывая формулу:

$$[x - i\delta]^{-1} = P1/x + i\pi\delta(x)$$

(здесь главное значение $P1/x = 1/x$ при $x \neq 0$, $P1/x = 0$ при $x = 0$), легко получить тождество. Наконец, самое главное: проверяя выполнение условия (1.9), подставим (1.10) в фурье-представление (1.1) для функции отклика R . При $t < 0$ интеграл по частоте можно замкнуть по полуокружности в верхней полуплоскости (интеграл по которой равен нулю), в противоположном случае – в нижней, сводя дело к теореме о вычетах. Поскольку оба нуля знаменателя в (1.10) лежат в нижней полуплоскости, величина $R(t, \bar{x})$ при $t < 0$ действительно равна нулю в соответствии с (1.9) (рис. 4).

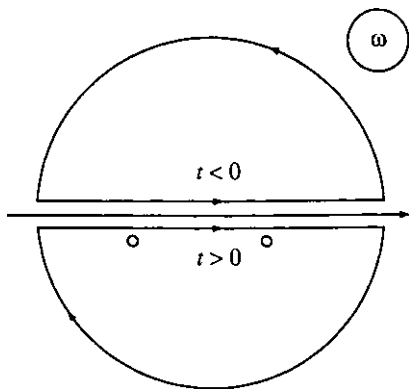


Рис. 4. Контуры интегрирования в комплексной плоскости частоты ω :

t – время

Соотношение Крамерса–Кронига (1.10) отвечает условию причинности (1.9), имеющему нерелятивистский характер. На самом деле существует более жесткое – релятивистское условие причинности:

$$R(t, \vec{x}) = 0 \quad t < |\vec{x}|, \quad (1.9')$$

отражающее факт невозможности распространения воздействия со сверхсветовой скоростью. Можно показать, что условию (1.9') соответствует новое соотношение типа (1.10) – *соотношение Леонтовича* (для изотропной среды):

$$R(\omega, S(\omega, q)) = R(\infty, S(\infty, q)) + \\ + (2/\pi) \int_0^{\infty} d\omega' \omega' \Im R(\omega', S(\omega', q)) [\omega'^2 - \omega^2 - i\delta\omega]^{-1}, \quad (1.10')$$

где величина $S(\omega, q) = \sqrt{\omega^2 + q^2}$ заменяет собой аргумент k функции отклика (в изотропном случае она зависит от модуля \vec{k}). Соотношение (1.10'), как и (1.10), специализирует зависимость функции отклика от частоты. Однако соотношение Крамерса–Кронига делает это при фиксированном импульсе \vec{k} , в то время как соотношение Леонтовича – при фиксированном 4-квадрате импульса $\omega^2 - k^2 = -q^2$. Это последнее соотношение окажется крайне полезным при описании прохождения быстрой частицы через среду.

Существует и ряд других общих соотношений для функций отклика. Мы ограничимся приведением нескольких из них. Первое представляет собой свойство симметрии:

$$\bar{R}(\omega, \vec{k}) = R(-\omega, \vec{k}), \quad (1.11)$$

вытекающее из действительности функции отклика $R(t, \vec{x})$ и изотропии системы. Второе дает выражение для асимптотик функций отклика (1.8) при $\omega \rightarrow \infty$:

$$R(\omega, \vec{k}) \rightarrow 1 + \omega_p^2 / \omega^2 + \dots, \quad (1.12)$$

где $\omega_p = \sqrt{e^2 n / m}$ – плазменная частота, e , n , m – заряд, концентрация и масса частиц среды (асимптотика (1.12) справедлива для обеих функций (1.8) в случае нерелятивистской среды; в противоположном случае величины ω_p^2 для продольного и поперечного откликов несколько отличаются друг от друга). Соотношение (1.12) отвечает теории возмущений по взаимодействию

между частицами, справедливой при больших частотах. Третье имеет вид правила сумм:

$$[2/\pi] \int_0^{\infty} d\omega \omega \Im R(\omega, S(\omega, q)) = -\alpha(q), \quad (1.13)$$

где асимптотика функции отклика при больших частотах:

$$R(\omega, S(\omega, q)) = R(\infty, S(\infty, q)) + \alpha(q)/\omega^2 + \dots$$

Соотношение (1.13) проверяется непосредственно, если рассмотреть соотношения Леонтовича (1.10') при больших частотах. Наконец, четвертое соотношение относится к мнимой части функций отклика, которая имеет определенный знак. Не входя в подробности, отметим, что мнимые части функций отклика (1.8) отрицательны.

1.3.3. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

При изменении внешних условий – температуры, давления, электрического или магнитного полей – материальная среда может испытать более или менее резкие изменения своей внутренней структуры, переходя из одного состояния (фазы) в другое. Такие фазовые превращения (*фазовые переходы*) играют важную роль в физике, технике и даже в быту, в чем убеждает уже пример воды и ее трех фаз – льда, пара и жидкой воды. Существует два типа фазовых переходов. *Переход 1-го рода* характеризуется тем, что разделяемые им фазы по своей структуре сильно отличаются друг от друга, как это видно из только что приведенного примера. Поэтому при таком переходе резко меняются многие физические величины, выделяется (или поглощается) скрытая теплота перехода и т.п. В том же примере переходы "лед–вода" и "вода–пар" (исключая окрестность критической точки) относятся к 1-му роду. Физика фазовых переходов 1-го рода в достаточной мере сложна и, главное, неуниверсальна. Ниже мы ограничимся несколькими замечаниями, относящимися к таким переходам, сосредоточив свое внимание на *фазовых переходах 2-го рода*, которые (по крайней мере, не очень близко к самой точке перехода) описываются достаточно простой и универсальной феноменологической теорией.

Разделяемые таким переходом фазы слабо отличаются друг от друга, а в самой точке перехода вообще становятся совпадающими. Поэтому при переходе 2-го рода резкого изменения физические величины не испытывают, и скрытая теплота перехода отсутствует. Вместе с тем сильно меняются производные

физических величин (например, теплоемкость). При переходе 2-го рода резкую перестройку испытывает не внутренняя структура системы, а ее свойства симметрии. Так, например, в точке сегнетоэлектрического фазового перехода центры тяжести положительного и отрицательного электричества внутри элементарной ячейки, совпадающие друг с другом по одну сторону точки перехода, начинают расходиться по другую сторону, причем в самой точке перехода такого расхождения нет. Возникший в результате этого дипольный момент (поляризация) выделяет направление в пространстве и тем самым понижает симметрию системы: если до появления поляризации система была изотропной, то теперь она симметрична лишь по вращению вокруг направления поляризации. Подчеркнем, что при пересечении точки перехода внутренняя структура (расхождение центров тяжести) меняется плавно, а симметрия претерпевает резкое изменение.

Общее описание фазовых переходов 2-го рода самой различной природы дается феноменологической теорией, предложенной Ландау в 30-х годах. В ее основе лежит макроскопическая величина – *параметр порядка* η , появление которой при фазовом переходе и ведет к понижению симметрии. В приведенном только что примере параметром порядка служит поляризация (особых оговорок требует указанный выше пример воды: вблизи критической точки, когда разница между жидким и газообразными состояниями сходится на нет, справедлива теория Ландау с параметром порядка – разностью плотностей этих состояний; вместе с тем, изменения симметрии в данном случае не происходит). Сразу же подчеркнем, что, как это ни кажется на первый взгляд странным, слова "симметрия" и "порядок" находятся в обратном отношении друг к другу: переход от неупорядоченного состояния к упорядоченному, состоящий в появлении параметра порядка, сопровождается уменьшением симметрии системы. Для оправдания этой терминологии укажем, что хаотическое состояние, в котором нет и следов порядка, обладает наивысшей возможной степенью симметрии: в этом состоянии имеется полное равноправие – нет ни выделенных точек, ни выделенных направлений и т.п.

Теория стремится к максимально простому описанию того факта, что в одной области значений внешних параметров (например, при значениях температуры T , меньших *критической температуры* T_c) параметр порядка отличен от нуля, а в остальной области (при $T > T_c$) величина η равна нулю. Из термодинамики известно, что при фиксированных значениях температуры и объема в состоянии равновесия свободная энер-

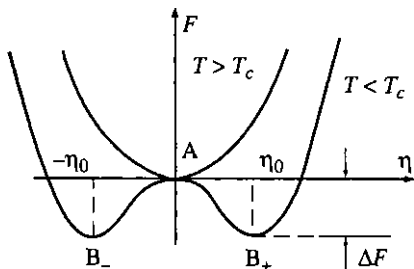


Рис. 5. Фазовый переход 2-го рода (поведение свободной энергии F):

η – параметр порядка, $\pm\eta_0$ – его равновесные значения, T – температура, T_c – критическая температура, ΔF – выигрыш в энергии при переходе

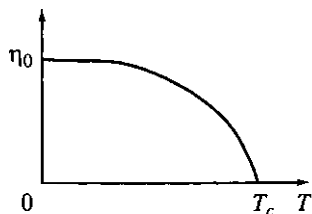


Рис. 6. Фазовый переход 2-го рода (поведение параметра порядка η):

T – температура; T_c – критическая температура

гия F достигает минимума. В предположении, что мы находимся не очень далеко – и в то же время не очень близко – от точки перехода ($|T - T_c| < T_c$), величину F можно разложить в ряд по параметру порядка, ограничиваясь несколькими первыми членами разложения. Полагая, что динамика системы (и самой величины F) симметрична относительно знака параметра порядка (который для простоты считается скаляром), можно написать:

$$F = F_0 + \alpha\eta^2 + \beta\eta^4 + \dots \quad (1.14)$$

(здесь $\beta > 0$, иначе система будет неустойчива относительно неограниченного нарастания параметра порядка). Исходя из условия минимума $\frac{dF}{d\eta} = 0$, находим, что равновесное значение

параметра порядка равно нулю при положительных и величине $\sqrt{\frac{-\alpha}{2\beta}}$ при отрицательных значениях величины α (рис. 5). Оста-

ется наделить эту последнюю величину нужным знаком в соответствии со сказанным в начале этого абзаца. Для самого важного случая температурного перехода (см. выше):

$$\alpha = a(T - T_c), \quad \alpha > 0.$$

Здесь выбрана линейная зависимость от разности температур, поскольку сама эта разность предполагается не слишком большой (см. выше).

Обозначая далее равновесное значение параметра порядка через η_0 и используя последнюю формулу, можно написать (рис. 6):

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{a(T_c - T)}{2\beta}}, \quad T < T_c; \quad \eta_0 = 0, \quad T > T_c. \quad (1.15)$$

Мы видим, таким образом, что параметр порядка исчезает в точке перехода не скачком, а плавно сходя на нет. Это характерное свойство фазового перехода 2-го рода. Нетрудно найти и выигрыш в энергии ΔF при переходе из неупорядоченной в упорядоченную фазу в области температур $T < T_c$:

$$\Delta F = \frac{\alpha^2}{4\beta}. \quad (1.16)$$

Важно подчеркнуть, что став отличным от нуля, параметр порядка имеет определенный знак, который и ведет к нарушению исходной (и присущей неупорядоченной фазе) симметрии относительно замены $\eta \leftrightarrow -\eta$. Находящаяся при высокой температуре в точке А система при понижении температуры до ее критического значения сваливается в одну из ям – либо в правую, либо в левую (точки B_+ и B_-). В какую именно из ям свалится система, ставшая неустойчивой при $T = T_c$, зависит от малых случайных воздействий, которым подвержена наша система. На более научном языке описанную картину можно свести к понятию вырождения основного состояния системы, которое отвечает нескольким равноправным подсостояниям (две ямы см. рис. 5). В совокупности эти подсостояния совместны с симметрией динамики системы, но каждое из них по отдельности несимметрично. Нарушение симметрии при фазовом переходе 2-го рода и состоит в том, что система выбирает для себя одно из таких подсостояний (см. ниже).

ЛИТЕРАТУРА

Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1975.

Киржниц Д.А. Общие свойства электромагнитных функций отклика // УФН. 1987. Т. 152. С. 399.

Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Атомиздат, 1961.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. I. М.: Наука, 1995.

Киржниц Д.А. Сверхпроводимость и элементарные частицы // УФН. 1978. Т. 125. С. 169.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ СО СРЕДОЙ

2.1. ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА

Изложение основного материала курса мы начнем с рассмотрения *эффекта Мёссбауэра*, в котором явления испускания и поглощения гамма-лучей атомными ядрами, с одной стороны, и возбуждения колебаний кристаллической решетки твердого

тела, с другой – тесно сплетаются друг с другом. Этот эффект, носящий имя открывшего его физика, дал в руки исследователей мощный инструмент для проведения беспрецедентных по точности измерений, основанных на уникальной малости естественной ширины спектральной линии гамма-излучения. Был измерен, в частности, эффект красного смещения спектральных линий в поле тяжести Земли; до этого измерялось лишь несравненно большее красное смещение в поле космических объектов.

Суть эффекта Мёссбауэра состоит в резонансном поглощении гамма-лучей. На первый взгляд кажется, что осуществить его просто: достаточно взять в качестве излучателя и поглотителя препараты, включающие соответственно радиоактивное и находящееся в основном состоянии ядра одного и того же сорта. Тогда энергия испущенных излучателем гамма-квантов, которая равна разности энергий уровней ядра-излучателя, попадет точно в резонанс с аналогичной разностью ядра-поглотителя, осуществляя тем самым акт резонансного поглощения. Это рассуждение, однако, неправильно, так как оно не принимает в расчет эффектов отдачи: из-за закона сохранения импульса при испускании или поглощении гамма-кванта энергии E ядро

должно приобрести импульс E/c , а значит и энергию $\delta E = \frac{E^2}{2Mc^2}$, где M – масса ядра.

При излучении эта энергия будет заимствоваться из энергии гамма-кванта, которая окажется меньше расстояния между уровнями на величину δE . При поглощении произойдет то же самое, и потому общий дефицит энергии, необходимой для резонанса, достигнет величины $2\delta E$. В случае резонансного поглощения света эта величина относительно мала из-за мягкости фотона и не превышает ширины уровня; поэтому в оптике такое поглощение реально происходит. Однако в ядерной физике положение обратное: например, для энергии перехода 14.4 кэВ железа Fe^{57} дефицит энергии составляет $2 \cdot 10^{-3}$ эВ, в то время как естественная ширина уровня $5 \cdot 10^{-9}$ эВ. Поэтому в рассматриваемых условиях резонансное поглощение гамма-квантов не наблюдается. Этот вывод иллюстрируется на рис. 7, на котором ΔE означает разность уровней энергии ядер, δ – собственную (естественную) ширину линии.

До сих пор мы считали ядра изолированными и неподвижными. Если же они входят в состав материальной среды, то положение, хотя и меняется количественно, качественно остается тем же. Исключение составляет случай твердого вещества, когда ядра расположены в узлах кристаллической решетки.

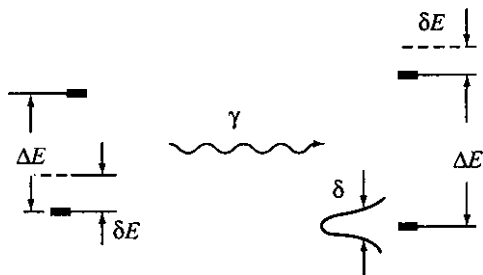


Рис. 7. Обмен γ -квантом в системе одинаковых ядер:

ΔE – расстояние между уровнями, δE – энергия отдачи, δ – собственная ширина уровня

Именно в таких условиях и проявляется эффект Мёссбауэра. Принципиальная с интересующей нас точки зрения особенность ядер состоит в том, что ядра (атомы, ионы), сидящие в узлах решетки, достаточно сильно взаимодействуют друг с другом. Поэтому эффект отдачи, о котором говорилось выше, становится коллективным – в нем теперь участвуют не гамма-квант и ядро, как раньше, а гамма-квант и решетка как целое. Соответственно, вместо отдачи ядра мы теперь должны говорить о возбуждении решетки.

Здесь мы подходим к одной из центральных проблем современной теории систем, состоящих из большого числа взаимодействующих частиц, и должны будем несколько отвлечься от рассмотрения нашего конкретного эффекта. Совершенно ясно, что прямое "в лоб" описание таких систем возможно только в некоторых исключительных предельных случаях (например, для сильно сжатого или, напротив, сильно разреженного вещества). Чисто математические трудности при этом усугубляются тем, что из-за взаимодействия между частицами теряет смысл само понятие о квантово-механическом состоянии каждой из них, и можно говорить только о состоянии всей системы в целом. К счастью, Господь указал нам выход из положения, позволив расчленив решение задачи на два этапа, из которых, по крайней мере, первый достаточно прост. Этот этап базируется на утверждении, что хотя о состоянии частиц, из которых построена система, говорить нельзя из-за взаимодействия между ними, существуют гораздо более сложные коллективные образования (квазичастицы или элементарные возбуждения), взаимодействие между которыми мало и состояние которых имеет смысл. Относительно слабо возбужденная система (находящаяся под воздействием низкой температуры, других слабых внешних воздействий) может быть представлена как невозбужденная система плюс некоторое число квазичастиц, образующих практически

идеальный газ. Такая картина позволяет получить значительный объем информации о системе – о ее теплоемкости, кинетических коэффициентах и мн. др. Что же касается второго, самого трудного этапа, то он состоит в определении характеристик квазичастиц – их спектра, т.е. зависимости их энергии (частоты) от импульса (волнового вектора). К счастью, во многих случаях характеристики спектра могут быть найдены из общих соображений, прямо из опыта и т.д. Впрочем, нам они не понадобятся вовсе.

Возвращаясь к эффекту Мёссбауэра, а более конкретно – к вопросу о возбуждении решетки как целого, укажем, что для такого возбуждения квазичастицами должны считаться кванты звука или фононы. Чтобы уточнить это понятие, рассмотрим колеблющуюся решетку в условиях относительной малости амплитуды колебаний (линейная теория), динамически связанных друг с другом. Хорошо известно, что такую сложно сплетенную систему колебаний всегда можно заменить простой системой независимых нормальных мод, каждая из которых представляет собой коллективное образование – сложную суперпозицию исходных колебаний. Такие нормальные моды и отвечают фононам. Мы не будем вдаваться в относящиеся к фононам детали, отметив лишь, что правильность кристаллической решетки служит одним из необходимых условий четкой определенности самого понятия фонона (в неупорядоченной среде дело обстоит существенно более сложным образом).

Сейчас мы подошли к еще одному важному пункту наших рассуждений – утверждению о том, что эффект Мёссбауэра представляет собой существенно квантовый эффект. Это означает, что заменив возбуждение решетки рождением квазичастиц – фононов, мы столкнемся с вероятностной картиной и с конечными вероятностями рождения одного, двух и т.д. фононов. Крайне существенно, что отлична от нуля и вероятность "нуля фононов", т.е. отсутствия возбуждения решетки. А это значит, что при испускании гамма-кванта отдача пойдет не на возбуждение колебаний ядер (хотя бы и большого их числа), а соответствующий импульс будет передан всему излучателю в целом.

Ясно, что при этом в выражении для δE масса ядра заменится неизмеримо большей массой излучателя, что на много порядков уменьшит это выражение. По этой причине станут правильными исходные рассуждения об излучателе и поглотителе, содержащих одинаковые ядра, которые (рассуждения) мы забраковали выше. Подводя итог сказанному, можно определить эффект Мёссбауэра как бесфононное резонансное поглощение гамма-квантов в условиях, когда излучатель и поглотитель состоят из

кристаллического вещества. Для физиков-ядерщиков, знакомых (надо надеяться) с диаграммной техникой, может оказаться полезным следующее замечание. Сделав выше замену общей картины колебаний решетки картиной совокупности относительно небольшого числа фононов, мы можем изобразить на скупом, но наглядном и емком языке диаграмм рассматривавшиеся выше процессы (см. рис. 7, на котором волнистая линия изображает фонон). Для фонона предполагается известным его спектр, а также вершинная часть взаимодействия фонона с ядром. Имея такую информацию (а она известна), можно провести полный количественный расчет эффекта Мёссбауэра.

Завершая этот раздел, укажем, что вероятность бесфононного обмена гамма-квантом, т.е. интенсивность мёссбауэровской линии, зависит от многих факторов, в первую очередь, от температуры – чем она выше, тем труднее наблюдать эффект. Поэтому нередко соответствующую установку приходится охлаждать. Если уж зашла речь о самой технике эксперимента, то он осуществляется путем относительного движения излучателя и поглотителя. Уже скорости порядка см/с меняют из-за эффекта Допплера энергию гамма-кванта на величину порядка естественной ширины линии гамма-перехода (для Zn^{67} отношение этой величины к энергии перехода порядка 10^{-16}) и способны вывести систему из резонанса. Это и позволяет проводить уникальные мёссбауэровские измерения.

ЛИТЕРАТУРА

Шпинель В.С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М.: Наука, 1969.

2.2. ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Ориентационными называют эффекты, возникающие при попадании в монокристалл пучка быстрых положительно заряженных частиц и связанные с прямым кулоновским воздействием ядер решетки на частицы пучка. Вследствие упорядоченного расположения таких ядер в узлах правильной кристаллической решетки их воздействие приведет к упорядочению частиц пучка по направлениям их движения, с чем и связано название эффектов. Физику ориентационных эффектов определяет безразмерное отношение потенциальной (кулоновской) энергии частицы пучка с зарядом e в поле ядра с зарядом Ze на расстоянии, равном параметру решетки a , к энергии частицы пучка E . Для достаточно быстрых частиц это отношение может считаться малым.

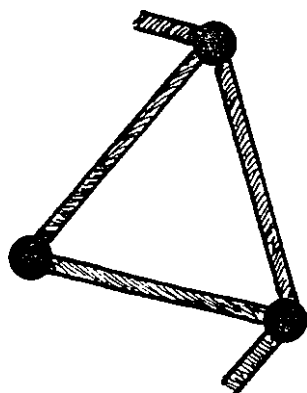
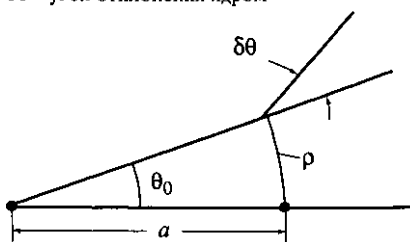


Рис. 8. Эффект теней

Рис. 9. Отклонение частицы ядрами решетки:

a – параметр решетки, ρ – прицельное расстояние, θ_0 – начальный угол вылета, $\delta\theta$ – угол отклонения ядром



Удобнее использовать так называемый угол Линдхарда, прямо связанный с рассматриваемым отношением:

$$\theta_L = \sqrt{\frac{Ze^2}{Ea}}. \quad (2.1)$$

К числу ориентационных относятся два эффекта, которые кратко обсуждаются в этом разделе.

2.2.1. ЭФФЕКТ ТЕНЕЙ

Сущность *эффекта теней* заключается в том, что излучение в виде потока быстрых положительно заряженных частиц, испущенное помещенным в узел кристаллической решетки возбужденным (радиоактивным) ядром, затеняется ядрами кристалла, которые составляют в совокупности элементы решетки (цепочки, плоскости и т.п.). В результате в угловом распределении частиц возникают характерные провалы, отражающие симметрию решетки, а на соответствующей фотографии появляются темные структуры – тени (рис. 8). Различаются осевые тени (отклонение пучка ядрами цепочки, к которой принадлежит источник и которая расположена вдоль кристаллографической оси) и плоскостные тени (отклонение частиц ядрами, лежащими в кристаллографической плоскости). Первые проявляют себя в виде кружков, вторые – в виде прямых линий. Причиной затенения пучка служит кулоновское поле ядер решетки, отталкивающее частицы пучка, в результате чего образуется теневой конус (для осевых теней) или теневой двугранный угол (для плоскостных теней). Порядок величины соответствующего угла раствора определяется введенным выше углом Линдхарда (2.1). Убедиться в этом позволяет следующее грубое рассмотрение (см. рис. 9).

В его основе лежит известное из механики утверждение, что пролетающая мимо кулоновского центра на прицельном расстоянии ρ быстрая частица испытывает отклонение на угол:

$$\delta\theta = \frac{Ze^2}{E\rho} = \theta_L^2 a / \rho.$$

Полагая эту величину достаточно малой, можно считать прицельное расстояние для рассеяния на n -ом от источника узле, равным $\rho a \sin \theta_0 \approx \rho a \theta_0$, где θ_0 – начальный угол вылета частицы. Суммарный угол ее отклонения после прохождения цепочки из большого числа N ядер составляет:

$$\theta = \theta_0 + \theta_L^2 S / \theta_0,$$

где $S = \Sigma(1/n) \approx \ln N$ и сумма берется от 1 до N . Важно, что величина θ имеет минимум по переменной θ_0 , который и определяет угол раствора тени θ' . Простой расчет дает:

$$\theta_0 = \theta_L [\ln N]^{1/2}, \quad \theta' = 2\theta_L [\ln N]^{1/2}.$$

Даже для образца длиной 10 см квадратный корень в последней формуле чуть больше 4-х, и можно смело считать, что углы раствора – порядка угла Линдхарда (2.1).

Эффект теней довольно широко применяется и в ядерной физике (измерения времени протекания ядерных реакций и др.) и в физике твердого тела (структурные эксперименты, определение картины распределения примесных атомов и дефектов решетки и т.д.).

2.2.2. ЭФФЕКТ КАНАЛИРОВАНИЯ

Эффект каналирования заключается в том, что быстрые частицы фокусируются цепочками или плоскостями ядер решетки, и направление распространения частиц локализуется вдоль каналов, образованных в решетке последовательностями междоузлий. Различаются аксиальное и плоскостное каналирования. Первое из них характеризуется тем, что частица пучка, падающего на монокристалл под малым углом к одной из кристаллографических осей, испытывает последовательные отражения от цепочек ядер, ориентированных вдоль этой оси, двигаясь более или менее случайно в поперечном по отношению к ней направлении. При плоскостном каналировании пучок должен падать под малым углом к кристаллографической плоскости. Входящие в него частицы отражаются попеременно от соседних плоскостей, двигаясь по траектории типа синусоиды. В обоих случаях частицы каналируемого пучка в основном удерживаются при своем движении вдали от ядер за счет их

кулоновского поля; частицы же, которым довелось приблизиться к ядрам, рассеиваются на большой угол и выходят из режима каналирования.

Выше говорилось о малом по отношению к элементам решетки угле падения пучка, необходимом для его вовлечения в режим каналирования. Величина предельного угла оказывается порядка угла Линдхарда (2.1). В самом деле, обратимся

к рис. 9, который помог нам оценить угол θ' в эффекте теней. В соответствии с обратимостью законов механики тот же рисунок и следующие из него выводы пригодны и для рассмотрения обращенного движения, когда частица падает справа налево на цепочку. Поскольку прямое движение под углом, меньшим предельного, невозможно, обращенное под таким же углом никогда не достигнет самой цепочки. А это и значит, что частицы, падающие на решетку под углом, меньшим величины порядка угла Линдхарда, отразятся от нее и будут захвачены в режим каналирования.

Движение в этом режиме отличается пониженной величиной потерь частицей энергии (меньшая вероятность столкновения с ядрами решетки, меньшая плотность электронов в междоузлиях), особым характером излучения и т.п. Эффект каналирования используется, в частности, для определения характера распределения примесей в кристалле, для исследования структуры поверхностного слоя твердого тела и др. Особого упоминания заслуживает идея: использовать эффект каналирования для отклонения пучка заряженных частиц высокой энергии с помощью изогнутого кристалла (рис. 10). Уже осуществленный таким способом поворот пучка потребовал бы при использовании стандартной методики напряженности магнитного поля около 1 МГс. Обсуждаемая возможность управлять пучком могла бы при своей реализации привести к существенному прогрессу ускорительной техники.

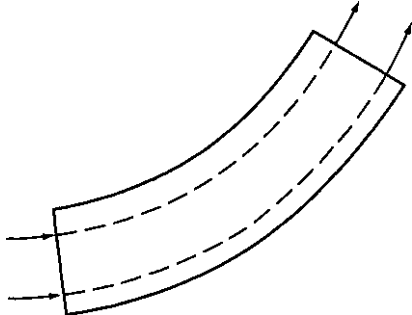


Рис. 10. Пучок частиц в изогнутом кристалле

ЛИТЕРАТУРА

- Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. М.: Наука, 1980.
Тулинов А. Ф. Влияние кристаллической решетки на некоторые атомные и ядерные процессы. УФН. 1965. Т. 87. С. 585.
Линдхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц. УФН. 1969. Т. 99. С. 249.

2.3. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В ВЕЩЕСТВЕ

В этом центральном разделе главы 2 обсуждается процесс прохождения быстрой частицы различной природы (заряженная частица, магнитный монополю, нейтрино) через неподвижную среду, находящуюся в состоянии термодинамического равновесия. Пересекая среду, частица переводит ее в возбужденное состояние, передавая ей часть своей энергии (которая в конечном счете либо излучается, либо превращается в тепло); сама же частица тормозится средой и испытывает *потери энергии*. Величину последних мы будем считать малой по сравнению с самой энергией частицы, что позволит в первом приближении считать ее скорость постоянной. Процесс торможения играет важную роль в ядерной физике, прежде всего, с точки зрения детектирования частиц, их идентификации и измерения их параметров. Он и будет служить предметом нашего рассмотрения.

Может возникнуть вопрос о возможности не торможения, а ускорения частицы "горячей" средой за счет охлаждения последней. Такой процесс представляется невозможным, так как он вступил бы в конфликт со вторым началом термодинамики: результатом этого процесса было бы охлаждение теплового резервуара (среды) и совершение работы (над частицей) без передачи тепла холодильнику.

2.3.1. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

Далее мы будем интересоваться чисто электродинамическими (так называемыми *ионизационными*) потерями энергии, не рассматривая потерь на тормозное излучение, рождение пар и т.п. Соответственно, энергия частицы (хотя и быстрой) будет считаться не слишком большой. Имея в виду потери магнитного монополя, для которого обычный вывод выражения для потерь не годится, мы дадим здесь новый вывод, справедливый и в общем случае. Нам только придется предположить систему столь большой по размерам, что вся теряемая частицей энергия остается внутри системы, превращаясь в конечном счете в тепло. При этом предположении потерянная частицей энергия равна сумме изменения энергии поля $\int d\vec{x} [E^2 + B^2]/2$ и работы, совершенной полем частицы над системой в единицу времени. Эта работа (с учетом определения работы как произведения силы – в данном случае величины $e\vec{E}$ – на путь) равна интегралу по объему от произведения индуцированного частицей тока \vec{j}_i на

созданное ею же поле \vec{E} . Используя уравнения Максвелла (1.3а), имеем:

$$Q = \int d\vec{x}(\vec{j}_i \vec{E}) = \int d\vec{x} \left[\text{rot } \vec{B} - \frac{d\vec{E}}{dt} - \vec{j}_e \right] \vec{E}.$$

Первое слагаемое правой части с учетом формулы $\int d\vec{x}[\vec{a} \text{ rot } \vec{b} - \vec{b} \text{ rot } \vec{a}] = 0$ и уравнения (1.3с) образует вместе со вторым слагаемым член, имеющий вид производной по времени от энергии поля (см. выше). Поэтому для потерь энергии получается элементарная формула:

$$Q = - \int d\vec{x}(\vec{j}_e \vec{E}). \quad (2.2)$$

Здесь правую часть следует еще усреднить по времени, добавляя операцию $1/T \int_{-T/2}^{T/2} dt$ при $T \rightarrow \infty$. Переходя к представлению Фурье, находим:

$$Q = (2\pi T)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int d^3k (\vec{j}_e(\omega, \vec{k}) \vec{E}(-\omega, -\vec{k})). \quad (2.2')$$

Удобно рассматривать по отдельности продольную и поперечную компоненты потерь. Из уравнений (1.3'б), (1.5), (1.11), (2.2'), выражений:

$$\rho_e(t, \vec{x}) = e\delta(\vec{x} - t\vec{v}), \quad \vec{j}_e = \vec{v}\rho_e,$$

$$\rho_e(\omega, \vec{k}) = 2\pi e\delta(\omega - (\vec{k}\vec{v})),$$

(\vec{v} — скорость частицы), уравнения непрерывности $\omega\rho_e = (\vec{k}\vec{j}_e)$ (см. подраздел 1.3.1) и формулы:

$$\delta(0) = (2\pi)^{-1} \int_{-T/2}^{T/2} dt = T/[2\pi]$$

($T \rightarrow \infty$) получается выражение для продольной компоненты потерь:

$$Q^l = ie^2 \int d^3k \omega [k^2 \epsilon(\omega, \vec{k})]^{-1},$$

где $\omega = (\vec{k}\vec{v})$. Наконец, разбивая вектор \vec{k} на компоненту, параллельную и перпендикулярную \vec{v} , а именно $\omega\vec{v}/v^2$ и, соответ-

ственно, \bar{q} , причем $k^2 = q^2 + \omega^2 / v^2$, имеем $d^3k = d\omega dq q (4\pi^2 v^2)^{-1}$ и приходим с учетом (1.11) к окончательному выражению для продольных потерь энергии:

$$Q^i = -\frac{e^2}{2\pi^2 v} \int_0^\infty dq q \int_0^\infty d\omega \omega \Im[1/\varepsilon(\omega, \sqrt{k^2})]/k^2. \quad (2.3)$$

Проводя аналогичные, но чуть более громоздкие выкладки, можно прийти к сходному выражению для поперечных потерь, отличающемуся от (2.3) заменой:

$$1/\varepsilon \rightarrow q^2 v^2 [q^2/\mu - \omega^2(\varepsilon - 1/(\mu v^2))]^{-1}.$$

Входящие сюда функции совпадают, очевидно, с функциями отклика R^i и R' (см. (1.8)) с заменой $\vec{k} \rightarrow \sqrt{k^2}$, как и в (2.3).

Полученные выражения уже сами по себе достаточно громоздки, не говоря уже о том, что в них входят неизвестные в общем случае проницаемости. Это, казалось бы, делает безнадежной попытку сделать какие-либо общие суждения о величине потерь. Однако сейчас мы убедимся в том, что, по крайней мере, для ультрарелятивистской заряженной частицы, т.е. при $v \rightarrow 1$, можно получить замкнутое универсальное выражение для энергетических потерь заряженной частицы в произвольной равновесной, однородной и изотропной среде. К достижению такой цели ведет соотношение Леонтовича (1.10'), которое вытекает из релятивистского условия причинности (см. подраздел 1.3.2). Этим соотношением можно воспользоваться, так как правая часть (2.3) и аналогичного поперечного выражения в точности совпадают (при $v = 1$) с интегральным членом (1.10').

Мы не будем воспроизводить здесь простых, но громоздких выкладок, ограничившись замечанием, что в сумме: $Q = Q^i + Q'$ остаются лишь члены соотношений Леонтовича, отвечающие асимптотике $\omega \rightarrow \infty$ (см. (1.12)). Результат имеет вид:

$$Q = \frac{e^2 \omega_p^2}{4\pi} \int_0^\infty dq q / [q^2 + \omega_p^2], \quad (2.4)$$

где $\omega_p = \sqrt{e^2 n / m}$ — плазменная частота (см. подраздел 1.3.2).

Интеграл в (2.4) расходится на верхнем пределе, но это связано просто с грубым классическим рассмотрением процесса взаимодействия частицы с частицами среды. Более точный расчет с учетом отдачи (или рассмотрение особых "ограниченных" потерь энергии, когда величина 4-квадрата переданного импульса q^2 намеренно ограничена сверху) ведет к обрезанию

интеграла на величине q_0 , зависящей, вообще говоря, от энергии частицы. В итоге получается простая универсальная формула:

$$Q = \frac{e^2 \omega_p^2}{4\pi} \ln[q_0 / \omega_p], \quad (2.5)$$

которая совпадает с хорошо известным соотношением, отвечающим простейшей модели среды, и которая описывает, в частности, эффект плотности Сванна–Ферми – нелинейную зависимость потерь от плотности среды.

2.3.2. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ МАГНИТНОГО МОНОПОЛЯ

Магнитный монополю – гипотетическая частица, предсказываемая современными едиными теориями частиц, но пока не обнаруженная в природе. Она должна иметь огромную массу порядка 10^{16} ГэВ, что отражает ее глубокую связь с областью сверхвысоких энергий, где лежат корни современной единой теории частиц. Поэтому обнаружение монополя (как и акта распада протона) означало бы получение информации из области энергии, недоступной прямому эксперименту, и подтверждение стратегии современной единой теории частиц.

Магнитный монополю – носитель магнитного заряда g (магнитный полюс), восстанавливающий симметрию между электричеством и магнетизмом в уравнениях Максвелла. Он делает отличными от нуля правые части уравнений (1.3с,d), становящихся подобными уравнениям (1.3а,b):

$$\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{d\vec{B}}{dt} = -\vec{j}'_e, \quad \operatorname{div} \vec{B} = \rho'_e. \quad (2.6)$$

Здесь $\rho'_e = g\delta(\vec{x} - t\vec{v})$, $\vec{j}'_e = \rho'_e \vec{v}$ – плотности заряда и тока монополей (в правых частях (2.6) нет индуцированных величин, так как мы считаем, что среда не содержит монополей, которые проявляются лишь как внешние источники). Таким образом, монополю – источник продольного магнитного поля и "нарушитель" закона индукции Фарадея. Последнее означает, что источником поперечного электрического поля может служить не только изменение магнитного поля (как, с точностью до наоборот, в обычной электродинамике), но и движение монополя. Величина магнитного заряда не произвольна (равна $\hbar c / 2e = (137/2)e$) и велика по сравнению с элементарным электрическим зарядом.

Модификация (2.6) уравнений Максвелла существенно сказывается на числе функций отклика. Для выяснения этого вопроса вернемся к материальным уравнениям (1.4'), в которые входят две функции отклика – ϵ и μ . Однако, строго говоря, в

общем случае таких функций должно быть три; вместо одной проницаемости ϵ нужно было бы ввести две – продольную ϵ' в первое уравнение (1.4') и поперечную ϵ' – во второе. Ведь продольные и поперечные степени свободы независимы и соответствующие им функции отклика могут различаться. Кроме того, удобно сделать переобозначение, заменив μ на μ' . Все сказанное правильно, но в отсутствие монополя справедливы и формулы (1.4'). Дело в том, что уравнение Максвелла (1.3с), которое можно переписать в виде:

$$[\vec{k}, \vec{E}] = \omega \vec{B}', \quad (2.7)$$

жестко связывает поперечные компоненты векторов \vec{E} и \vec{B} . Фактически мы имеем дело с единым поперечным полем, которому отвечает одна функция отклика, а всего должно быть две, а не три таких функции. В самом деле, используя последнее уравнение, можно видеть, что во втором уравнении (1.4') слагаемые правой части не независимы и что реальная поперечная функция отклика содержит комбинацию (см. (1.8)):

$$\omega^2 \epsilon' - k^2 / \mu'.$$

Поэтому величины ϵ' и μ' можно менять произвольным образом, лишь бы эта комбинация оставалась неизменной. Можно, например, выбрать $\epsilon' = \epsilon$, $\mu' = \mu$ (это, по существу, определение магнитной проницаемости), что возвращает нас к уравнениям (1.4'). Другая часто применяемая пара:

$$\mu' = 1, \quad \epsilon' = \epsilon' = \epsilon' + [1 - 1/\mu] k^2 / \omega^2. \quad (2.8)$$

Все сказанное теряет силу в присутствии магнитного монополя, когда в уравнениях (1.3с,d) появляются правые части, а уравнение (2.7) перестает быть верным. Теперь поперечные компоненты электрического и магнитного полей становятся независимыми (каждое из них можно обратить в нуль выбором подходящей комбинации обычных и монополярных токов) и, соответственно, восстанавливаются три независимых функции отклика – $\epsilon' = \epsilon$, ϵ' , μ' (см. ниже подраздел 2.3.3). Поэтому в монополярной электродинамике необходимо проведение дополнительного этапа расчета – вычисление функций отклика "со штрихом". Использование же заимствованных из обычной электродинамики функций отклика, практиковавшееся во многих статьях и монографиях, абсолютно недопустимо. Часто в качестве "штрихованных" функций отклика бралась исходная пара (см. (1.4)). Укажем, что это заведомо неверно в случае классической (неквантовой) среды (например, для обычной жидкости), когда правильной парой служит (2.8).

Именно этот последний случай мы рассмотрим подробнее с целью проиллюстрировать сказанное. Достаточно определить величину μ' , т.е., согласно (1.4'), найти ток, индуцированный внешним магнитным полем \vec{B} . Но воздействие магнитного поля на среду определяется, согласно выражению для силы Лоренца (1.2), вектором скорости частиц невозмущенной среды. В равновесной изотропной среде каждой частице со скоростью \vec{v} отвечает частица со скоростью $-\vec{v}$, в состоянии термодинамического равновесия функция распределения частиц целиком определяется их энергией $mv^2/2$ (формула Гиббса). Поэтому суммарное воздействие магнитного поля на среду отсутствует, коль скоро квантовые эффекты во внимание не принимаются. Соответственно, суммарный индуцированный ток равен нулю, что, согласно (1.3'), и дает $\mu' = 1$ (см. (2.8)).

После этих предварительных замечаний займемся собственно потерями энергии магнитного монополя и найдем соответствующее выражение, обобщающее (2.2). Повторяя выкладки подраздела 2.3.1, но используя (2.6) вместо (1.3с, d), находим:

$$Q = - \int d\vec{x} [\vec{j}_e \vec{E} + \vec{j}_e' \vec{B}]. \quad (2.9)$$

Второе слагаемое здесь и описывает потери монополя, определенные вектором \vec{B} (а не \vec{H} , как это часто указывается в литературе). Займемся обсуждением этого слагаемого. Прежде всего, видно, что продольные потери монополя равны нулю. В самом деле, как видно из уравнения (2.6), ни величина \vec{B}^i , ни, разумеется, ток \vec{j}_e' не зависят от характеристик среды и потому не имеют отношения к потерям (это магнитная собственная энергия монополя — результат воздействия на него его же собственного поля). Что же касается поперечных потерь, то в них входит магнитная индукция \vec{B}^i , порожденная монополем. Как видно из уравнений (1.3'а) и (2.7), эта величина в представлении Фурье имеет вид:

$$\vec{B}^i = -i\omega\epsilon\vec{j}_e''[\omega^2\epsilon' - k^2/\mu']^{-1}. \quad (2.10)$$

В отличие от обычной электродинамики и в соответствии со сказанным эта величина зависит не только от упомянутой выше инвариантной комбинации функций отклика (знаменатель (2.10)), но и от самой функции отклика. Именно поэтому при переходе от обычной к монополярной электродинамике нужна дополнительная информация о среде. Имеются причины, по которым получить такую информацию много труднее, чем в

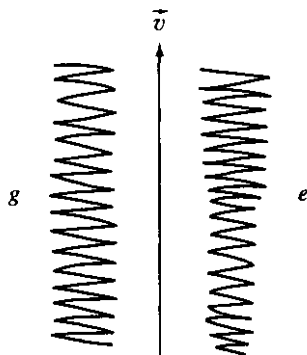
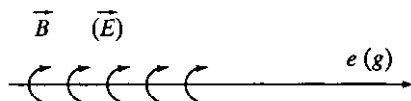


Рис. 11. Концы треков монополя (слева) и заряда (справа):

\vec{v} – скорость частицы, e – обычный, g – магнитный заряд

Рис. 12. Силовые линии движущегося заряда (монополя):

\vec{E} , \vec{B} – напряженности полей фотона



обычной электродинамике. Мы не будем затрагивать в этом курсе сложные и тонкие вопросы, относящиеся к этой тематике, отсылая читателя к списку литературы.

Ограничимся лишь обсуждением старого вопроса об отличии внешнего вида треков заряженной частицы и монополя в конце пробега, когда скорость частицы v мала. Для заряженной частицы потери в единицу времени пропорциональны $1/v$ (см. (2.3)), а интересующие нас потери на единицу пути пропорциональны $1/v^2$. Поэтому к концу трека (концу свободного пробега) потери энергии нарастают, растет количество порожденных частицей ионов и трек утолщается. Иначе обстоит дело для магнитного монополя, трек которого сохраняет свою толщину постоянной практически вплоть до остановки частицы. В самом деле, действующим началом, которое вызывает потери энергии частицы, служит ее электрическое поле \vec{E} , производящее работу над зарядами. При этом потери пропорциональны квадрату поля: одна степень входит непосредственно, вторая – через выражение для индуцированного тока (см. вывод формулы (2.2)). У заряженной частицы напряженность электрического поля не зависит от скорости (при малых значениях последней), а у монополя эта напряженность целиком имеет индукционный характер и пропорциональна скорости (см. (2.6)). Отсюда и возникает независимость потерь энергии магнитного монополя от скорости и, соответственно, постоянство толщины трека (рис. 11).

Приведенные простые, хотя и довольно грубые соображения, были высказаны Энрико Ферми еще в 30-х годах. Более точные рассуждения основаны на том, что движущийся монополь порождает вихревое электрическое поле с силовыми линиями, расположенными концентрично по отношению к траектории движения (подобно магнитному полю движущегося заряда, рис. 12). Это электрическое поле закручивает заряды среды, и

позади монополя по траектории его движения образуется квази-одномерная конфигурация возбужденной среды – струна (для читателя, слышавшего о монополе со струной Дирака, подчеркнем, что с ней наша струна, будучи реальным объектом, не имеет ничего общего!). Из-за однородности струны общие потери энергии пропорциональны ее длине, а потери на единицу длины представляют собой константу. Эта константа, в согласии с Ферми, не зависит от скорости монополя. Действительно, при малой скорости монополя движение электронной жидкости среды (а важна, в первую очередь, именно эта компонента вещества) будет безвихревым, чем определяется профиль скорости жидкости $u = A/\rho$, где ρ – расстояние от траектории. Выражение для u пригодно в области $a < \rho < L$, где a – размер порядка межатомного, L – характерный макроскопический размер (расстояние до границ образца и т.п.). Величина $A = \hbar/m$, где m – масса электрона, определяется из правил квантования Бора или, проще, из условия, что момент электрона равен \hbar . Вычисляя теперь потери как кинетическую энергию приведенной во вращение электронной жидкости, получаем формулу, подобную (2.5):

$$Q/v = \frac{g^2 \omega_p^2}{4\pi} \ln[L/a]. \quad (2.11)$$

Подчеркнем, однако, что рассмотренным механизмом полные потери магнитного монополя далеко не исчерпываются. Имеются и другие механизмы (в частности, излучение Вавилова–Черенкова, см. следующий подраздел), которые ведут к иной зависимости потерь монополя от его скорости.

2.3.3. ЧЕРЕНКОВСКИЕ ПОТЕРИ ЗАРЯДА И МОНОПОЛЯ

В этом подразделе мы особо остановимся на одной из разновидностей потерь энергии, отвечающих торможению частицы (как заряда, так и монополя) за счет излучения *Вавилова–Черенкова*. Соответствующий механизм торможения состоит в потере частицей энергии не благодаря прямой диссипации в среде (как в случае ионизационных потерь), а вследствие излучения частицей фотона. Будут приняты следующие допущения. Во-первых, мы будем рассматривать среды, в которых пространственная дисперсия мала и, соответственно, $\epsilon = \epsilon(\omega)$, $\mu = \mu(\omega)$. Во-вторых, мы ограничимся обсуждением случая, когда среда имеет окно прозрачности, т.е. области частот, где прямым поглощением (мнимыми частями проницаемостей) можно пренебречь. Подчеркнем, что отсутствие поглощения при всех

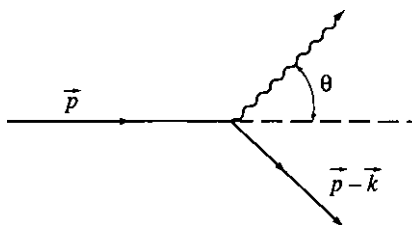


Рис. 13. Кинематика излучения фотона:

\vec{k} – импульс фотона, \vec{p} и $\vec{p} - \vec{k}$ – импульсы электрона, θ – угол излучения

частотах (абсолютная прозрачность) несовместимо, как это видно из соотношений Крамерса–Кронига (1.10), с наличием частотной дисперсии.

Эффекту Вавилова–Черенкова в отличие, например, от тормозного излучения, отвечает излучение равномерно движущейся частицы (уменьшение скорости частицы за счет самого излучения считается доста-

точно малым). В пустоте такое излучение отсутствует из-за противоречия друг другу законов сохранения энергии и импульса применительно к акту излучения. Однако в среде, в которой свет распространяется с фазовой скоростью $c' = c/n$, где $n > 1$ – показатель преломления среды (в этом подразделе c – скорость света в пустоте), частица, движущаяся с достаточно большой постоянной скоростью, уже способна излучать. Записывая законы сохранения в виде (рис. 13):

$$c\sqrt{p^2 + m^2 c^2} = c\sqrt{(\vec{p} - \vec{k})^2 + m^2 c^2} + c'k,$$

получим в квазиклассическом приближении $k \ll p$:

$$\cos \theta = c'/v, \quad (2.12)$$

где θ – угол между направлениями скорости частицы $v = cp/(p^2 + m^2 c^2)^{1/2}$ и излученного фотона. Отсюда мы видим, что излучение возможно лишь при условии $v > c'$ (но, разумеется, при $v < c$) и что оно локализовано в конусе с углом раствора (2.12). Последнее утверждение иллюстрируется принадлежащей Э. Маху картинкой, приведенной на рис. 14: согласно принципу Гюйгенса огибающий конус А фронтов света, испущенного по пути частицы, служит фронтом вторичной световой волны, которая и воспринимается как излучение Вавилова–Черенкова.

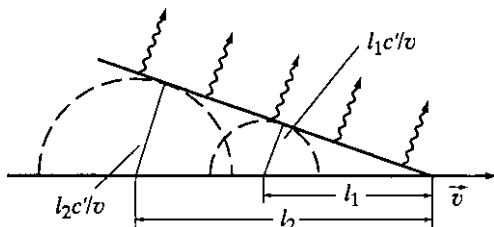


Рис. 14. Картина Маха для черенковского излучения:

\vec{v} – скорость частицы, c' – скорость света в среде, $l_{1,2} c'/v$ – радиусы волновых фронтов с центрами на расстоянии $l_{1,2}$ от частицы

Результат (2.12) универсален и относится в равной степени как к заряженной частице, так и к монополю. Однако выражения для интенсивности излучения Вавилова–Черенкова (или, что то же, для потерь энергии на черенковское излучение), к определению которой мы переходим, у заряда и монополя будут существенно разными. Отметим, прежде всего, что интересующие нас потери относятся к числу поперечных (излучение света, представляющего собой поперечное колебание). Чтобы выделить из общего выражения для таких потерь интересующую нас часть достаточно учесть отмеченное выше отсутствие мнимых частей у проницаемостей, что мы и продемонстрируем на примере заряженной частицы.

Мнимая часть правой части, входящая в выражение для поперечных потерь, возникает (из-за действительности самих проницаемостей) только из-за нуля знаменателя этой части с учетом правил обхода $\omega^2 \rightarrow \omega^2 + i\delta$, диктуемых принципом причинности (см. подраздел 1.3.2). Учитывая еще формулу $\Im 1/(x - i\delta) = \pi\delta(x)$, вытекающую из приведенных в том же подразделе формул, находим

$$Q = \frac{e^2 v}{2\pi c^2} \int_0^\infty d\omega \omega (\omega / v^2 + q^2)^{-1} \delta[q^2 / \mu + \omega^2 (1/(v^2 \mu) - \epsilon / c^2)].$$

Отсюда видно прежде всего, что необходимым условием отличия от нуля черенковских потерь служит неравенство $v^2 \epsilon \mu > c^2$, которое точно совпадает с приведенным выше условием $v > c'$, поскольку показатель преломления среды равен $\sqrt{\epsilon \mu}$. Беря в последнем равенстве интеграл по q , получаем окончательную формулу Тамма–Франка:

$$Q = \frac{e^2 v}{4\pi c^2} \int d\omega \omega [\mu(\omega) - c^2 / (v^2 \epsilon(\omega))], \quad (2.13)$$

где интегрирование ведется по окну прозрачности и одновременно по области с $v > c'$.

Черенковские потери магнитного монополя можно вычислить тем же способом, используя второй член правой части формулы (2.9) и штрихованные проницаемости (см. предыдущий подраздел). Мы приведем ответ в случае классической среды, когда эти проницаемости хорошо известны (см. там же)

$$Q = \frac{g^2 v}{4\pi c^2} \int d\omega \omega \mu(\omega) [\epsilon(\omega) \mu(\omega) - c^2 / v^2] \quad (2.14)$$

при тех же, что и выше, условиях на область интегрирования. Черенковское излучение быстрого монополя дает один из практических способов его детектирования.

Нейтрино участвует лишь в слабом взаимодействии (не считая гравитационного), и потому в области не слишком больших энергий потери энергии этой частицы ничтожно малы. Последнее утверждение непосредственно относится к взаимодействию нейтрино с изолированными частицами – электронами, нуклонами и т.п. – или со средой малой плотности. Соответствующее выражение для потерь носит специальное название *столкновительный предел* и имеет вид:

$$Q_{cl} = n \int_0^{\omega_0} d\omega \omega d\sigma / d\omega, \quad (2.15)$$

где n – концентрация частиц среды данного сорта, σ – сечение рассеяния внешней частицы на неподвижной частице среды данного сорта с передачей энергии ω от частицы к среде, $\omega_0 = 2E^2/[2E + m]$ – наибольшая допустимая кинематикой величина переданной энергии, E – энергия нейтрино в системе покоя среды, m – масса частиц данного сорта; предполагается суммирование по всем сортам частиц среды. Нейтрино считается безмассовым, а его скорость – равной единице. Формула (2.15) задает масштаб потерь энергии нейтрино в среде. Однако при достаточно большом значении его энергии она описывает реальные потери энергии. Точнее говоря, в случае нерелятивистской среды, характерная энергия которой $E_0 \ll m$, формула (2.15) работает, если переданная среде энергия, имеющая порядок ω_0 , велика по сравнению с E_0 , т.е. $E \gg \sqrt{mE_0}$ (при выполнении этого условия нейтрино взаимодействует с частицами среды по отдельности, причем их движение можно не учитывать).

Соответственно, далее мы будем интересоваться нетривиальной областью относительно низких энергий нейтрино:

$$E \leq \sqrt{mE_0}, \quad (2.16)$$

где основную роль играет взаимодействие нейтрино с электронами. По этой причине далее мы будем пренебрегать взаимодействием нейтрино с нуклонами среды. Главный вопрос заключается в том: не могут ли коллективные эффекты среды, связанные с взаимодействием входящих в ее состав частиц, существенно повысить потери по сравнению со столкновительным пределом. Мы покажем, что даже верхняя (заведомо завышенная) граница потерь энергии нейтрино в произвольной

равновесной, однородной и изотропной среде отличается от столкновительного предела лишь близким к единице численным коэффициентом. Поэтому коллективные эффекты среды, если и способны в принципе повысить энергетические потери нейтрино и увеличить его торможение в веществе, то совершенно незначительно. Соответственно, появляющиеся время от времени сообщения о наблюдении – или возможности наблюдения – аномально сильного торможения нейтрино в среде следует считать ошибочными (это относится, в частности, к теоретическим и экспериментальным работам Дж. Вебера).

Вывод, к которому мы пришли, возникает как итог довольно сложных и громоздких выкладок, проведение которых далеко вышло бы за рамки этого курса. Поэтому мы ограничимся формулировкой общей линии рассуждений, подчеркивая наиболее важные физические и методические моменты. Прежде всего, отметим, что приведенный выше в подразделе 2.3.1 вывод выражения для потерь энергии в случае нейтрино неприменим, будучи по своему существу электродинамическим. Теперь нужно использовать более общий подход, который основан на квантово-механическом законе эволюции во времени гамильтониана

нейтрино H_ν , имеющем вид $\frac{dH_\nu}{dt} = i[H', H_\nu]$, где H' – гамиль-

тониан взаимодействия нейтрино с электронами среды. Такой подход ведет, как и выше, к выражению потерь энергии нейтрино в единицу времени в виде интеграла по частоте и волновому вектору от довольно сложных подынтегральных выражений, включающих в себя мнимые части функций отклика (само число таких функций, равное двум в обычной электродинамике и возрастающее до трех при включении магнитного монополя, теперь оказывается равным пяти). При стремящейся к нулю концентрации электронов среды n мы вернемся к формуле (2.15), отвечающей столкновительному пределу. В рассматриваемой нами области энергий (2.16) эта формула дает:

$$Q_{cl} = \frac{G^2 n E^4}{6\pi m} (C_V^2 + 5C_A^2), \quad (2.17)$$

где $C_{V,A}$ – численные коэффициенты порядка единицы, отвечающие векторной и аксиальной частям $(V-A)$ -взаимодействия нейтрино с электроном. Обращает на себя внимание существенно более быстрый, чем для заряженной частицы, рост потерь энергии с увеличением самой энергии (E^4 вместо $\ln E$). Это следствие, как говорят, неперенормируемости $(V-A)$ -взаимодействия нейтрино.

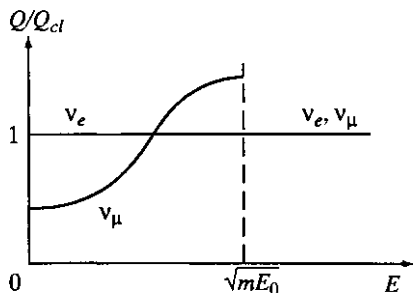


Рис. 15. Верхняя граница отношения потерь нейтрино Q к столкновительному пределу Q_{cl} :

E – энергия нейтрино в системе покоя среды, ν_e (ν_μ) – электронное (мюонное) нейтрино, m – масса частиц среды, E_0 – ее характерная энергия

ния, заведомо увеличивая их величину. В итоге мы приходим к выражениям типа:

$$\int_0^{\infty} d\omega \omega \Im R\left(\omega, \sqrt{\omega^2 + q^2}\right),$$

которые могут быть вычислены с помощью правил сумм (1.13). Окончательное неравенство, определяющее верхнюю границу потерь энергии нейтрино, имеет вид:

$$Q < \frac{2G^2 E^4}{3\pi m} \left[C_V^2 \phi(\omega_p^2/4E^2) + 5C_A^2 \right], \quad (2.18)$$

где ϕ – некоторая монотонно спадающая до нуля функция, равная 5 при нулевом значении аргумента. Отметим, что эта функция описывает экранирование частицами среды векторной части взаимодействия нейтрино подобно тому, как это имеет место в случае потерь заряженной частицы (см. знаменатель формулы (2.4)). Отвечающий формуле (2.18) график, построенный в координатах Q/Q_{cl} и E по отдельности для электронного и мюонного нейтрино (им отвечают разные значения коэффициентов C), иллюстрирует сказанное выше о незначительной – в качественном смысле – роли коллективных эффектов (рис. 15).

ЛИТЕРАТУРА

Киржниц Д.А. К теории торможения быстрой частицы в веществе // Некоторые проблемы современной ядерной физики. М.: Наука, 1989.

Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Атомиздат, 1961.

Для самих же потерь энергии нейтрино нетрудно найти универсальную верхнюю границу, справедливую для любой конкретной среды рассматриваемого нами класса. С этой целью, используя упомянутое в конце подраздела 1.3.2 условие для знаков мнимых частей функций отклика, следует мажорировать интегралы, которые определяют эти потери, – распространить интегрирование по частоте до бесконечности и в максимальной степени упростить подынтегральные выражения,

заведомо увеличивая их величину. В итоге мы приходим к

Киржниц Д.А. Общие свойства электромагнитных функций отклика // УФН. 1987. Т. 152. С. 399.

Ферми Э. Лекции по атомной физике. М.: ИЛ, 1952.

Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988.

Киржниц Д.А., Лосяков В.В., Чечин В.А. Потери энергии нейтрино в веществе // ЖЭТФ. 1990. Т. 96. С. 1089.

3. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И КРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ВЕЩЕСТВА

Заголовок этой главы несколько шире ее содержания, охватывая, в частности, и рассмотренные в предыдущей главе эффект Мёссбауэра и ориентационные эффекты, в которых существенная роль принадлежит внешней по отношению к кристаллу частице (в эффекте Мёссбауэра это γ -квант). В этой главе обсуждаются ядерно-физические эффекты, происходящие непосредственно в кристалле.

3.1. ПЛАВЛЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СРЕДЫ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

Основное содержание этого раздела непосредственно не связано с ядерной физикой. Тем не менее, оно касается процессов (имеется в виду плавление вещества), которые протекают в области столь экстремальных условий, где они конкурируют с ядерными процессами. Соответственно, процессы обоих рассматриваемых типов могут в существенной степени интерферировать друг с другом. Один из конкурирующих ядерных процессов – нейтронизация вещества – кратко обсуждается в конце раздела.

3.1.1. КОЛЕБАНИЯ ЯДРА В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКЕ

Будем рассматривать кристаллическое тело в самой простой ситуации, когда оно подвергнуто воздействию столь высоких давлений, что все электроны оторваны от атомов и образуют однородный, практически свободный электронный газ, а "голые" ядра составляют кристаллическую решетку. С таким "идеальным металлом" (он отвечает широко используемой модели однокомпонентной плазмы, но только с заменой электронов ядрами и наоборот) мы имеем дело, например, в звездах – белых карликах и в коре пульсара. Если выбрать какое-нибудь ядро,

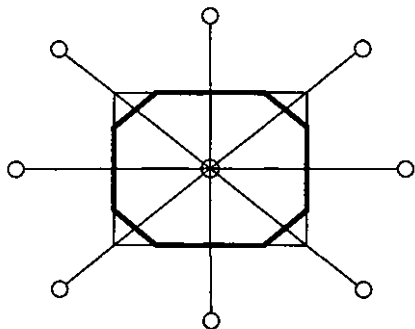


Рис. 16. Ячейка Вигнера–Зейтца

мысленно соединить его с соседями прямыми линиями, поделить каждую линию пополам и провести через эту точку нормальную к линии плоскость, то такие плоскости образуют в совокупности многогранник, ограничивающий так называемую ячейку Вигнера–Зейтца с ядром в центре (рис. 16). На множество таких ячеек разобьется весь объем кристалла.

Поскольку исходная решетка имела высокую степень симметрии (при высоких давлениях она принадлежит к типу объемно-центрированных кубических), многогранник, ограничивающий ячейку, весьма близок к сфере. Это обстоятельство позволяет вообще забыть о кристалле, ограничиваясь рассмотрением одной ячейки. Конечно, сказанное имеет довольно ограниченный, а именно электростатический смысл. Дело в том, что электронейтральное в целом сферическое распределение заряда имеет равными нулю все мультипольные моменты, и его кулоновское взаимодействие с другими такими же распределениями отсутствует. Фактически взаимодействие с другими ячейками сводится к удержанию формы и размера ячейки неизменными.

Определим теперь полную электростатическую энергию ячейки Вигнера–Зейтца E_c . Она складывается из энергии однородного электронного газа и энергии взаимодействия ядра с электронами. Первое слагаемое имеет известный вид электростатической энергии равномерно заряженного шарика:

$$E_c = \frac{3Z^2 e^2}{5R_c},$$

где R_c — радиус ячейки. Отметим, что величину R_c легко найти из условия электронейтральности:

$$R_c = \left[\frac{3Z}{4\pi n} \right]^{1/3}, \quad (3.1)$$

где n — постоянная концентрация электронов. Второе слагаемое определяется формулами:

$$E_{en} = -Ze^2 n \int_0^{R_c} d\tilde{x} / x = -\frac{3Z^2 e^2}{2R_c}.$$

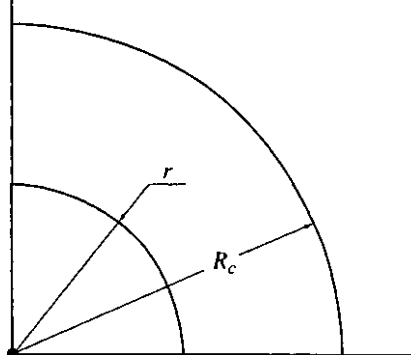


Рис. 17. Колебания ядра в ячейке:
 r – смещение ядра, R_c – радиус ячейки

Отсюда интересующая нас величина:

$$E_c = E_e + E_{en} = -\frac{9Z^2e^2}{10R_c} = -\frac{9}{10}Z^{5/3}e^2[4\pi n/3]^{1/3}. \quad (3.2)$$

Отметим, что когда величина R_c сближается с радиусом ядра R , нужно использовать более точную формулу, отличающуюся от

(3.2) множителем $\frac{1+4x/3+2x^2/3}{[1+x+x^2]^2}$, где $x = R/R_c$.

Переходя к рассмотрению колебаний ядер в ячейке, сместим ядро относительно центра ячейки на расстояние r (рис. 17). Величина E_e при этом не изменится, а величина E_{en} примет вид:

$$E_{en} = -Ze^2n \left[\int_0^r dx x^2 / r + \int_r^{R_c} dx x \right] = -\frac{3Z^2e^2}{2R_c} + \frac{Z^2e^2r^2}{2R_c^3}. \quad (3.3)$$

Первый член выражения в правой части совпадает, как это и должно быть, с вычисленной ранее величиной E_{en} , а второй представляет собой потенциальную энергию ядра, отклоненного от положения равновесия на расстояние r (градиент второго члена со знаком "минус" равен восстанавливающей силе). Записывая энергию ядра в виде суммы:

$$E = \frac{1}{2} \left(M \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \right]^2 + \frac{Z^2e^2r^2}{R_c^3} \right),$$

(M – масса ядра) мы видим, что ядро испытывает колебания около узла кристаллической решетки с частотой:

$$\omega = \frac{Ze}{\sqrt{MR_c^3}}. \quad (3.4)$$

Энергия таких колебаний при равной нулю температуре T (нулевые колебания) определяется формулой $E_0 = \frac{3}{2}\hbar\omega$, а при конечном значении T (тепловые колебания) – известной из статистической физики формулой для энергии квантового осциллятора в термостате:

$$E_T = \frac{3\hbar\omega}{2} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2T}. \quad (3.5)$$

Формулы (3.4), (3.5) будут использованы ниже при описании плавления кристалла.

3.1.2. КРИВАЯ ПЛАВЛЕНИЯ

Одной из важнейших характеристик плавления служит кривая плавления, т.е. кривая $P = P(T)$ (P – давление, T – температура) на (P, T) -диаграмме, отделяющая области жидкого и твердого состояний. Для грубого, но качественно правильного описания этой кривой можно использовать известный критерий Линдемманна: плавление происходит тогда, когда отношение среднего квадрата амплитуды колебаний ядра в узле решетки A^2 к квадрату параметра решетки a^2 достигает некоторой фиксированной величины L , весьма слабо зависящей от давления, температуры и химического состава вещества. Величина L , как показывает опыт, мала по сравнению с единицей (решетка разрушается задолго до прямого соприкосновения ядер в процессе колебаний) и составляет примерно 0,06.

Из теории осциллятора известно, что среднее значение его потенциальной энергии $M\omega^2 A^2/2$ составляет половину величины полной энергии. С другой стороны, в модели ячеек Вигнера–Зейтца имеет место равенство $a^2 = 4R_c^2$, где R_c – радиус ячейки. Используя формулы (3.1), (3.4), (3.5) и приведенную выше формулировку критерия Линдемманна, можно выразить кривую плавления через концентрацию электронов n . Вводя безразмерные переменные $\nu = nA_0^3/Z$, $\tau = \frac{A_0 T}{Z^2 e^2}$, где $A_0 = \frac{\hbar^2}{MZ^2 e^2}$ – боровский радиус ядер, находим:

$$\frac{3}{8} [4\pi\nu/3]^{1/6} \operatorname{cth} \left[\sqrt{(\pi\nu/3)} / 2\tau \right] = L. \quad (3.6)$$

Входящую в это уравнение величину ν нужно еще выразить через давление, используя формулы $P \sim \hbar^2 n^{5/3}/m$ в нерелятивистском ($n \ll (mc/\hbar)^3$) и $P \sim \hbar c n^{4/3}$ в ультрарелятивистском слу-

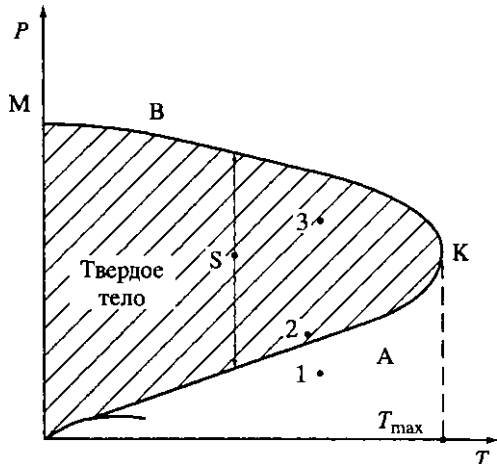


Рис. 18. Кривая плавления на диаграмме «давление P – температура T »

А – участок классического, В – участок холодного плавления, S – состояние твердого тела в экстремальных условиях, М – то же с максимальным давлением, К – то же с максимальной температурой

1 – Солнце, 2 – белый карлик, 3 – кора пульсара

чаях ($n \gg (mc/h)^3$), где m – масса электрона. Получающаяся отсюда кривая плавления изображена на рис. 18.

Нижняя часть кривой – это обычная кривая плавления с тройной точкой, отвечающая неэкстремальным, близким к нормальным условиям. Ее продолжением служит обсуждаемая кривая, отвечающая экстремальным состояниям вещества и описываемая уравнением (3.6). Участок А этой кривой – это классическая кривая плавления ($\hbar\omega \ll T$), которая описывается зависимостью $P \propto T^5$ (нерелятивистский случай), $P \propto T^4$ (ультрарелятивистский случай). На том же рисунке изображены точки, отвечающие центру Солнца (1), центру типичного белого карлика (2), коре пульсара (3). Видно, что вещество Солнца, как и подавляющего большинства звезд, находится в плазменном состоянии. Вещество белых карликов представляет собой твердое кристаллическое тело, находящееся вблизи кривой плавления. Удивление, которое может появиться в связи с этим утверждением, исчезнет, если подумать о том, какие мощные кулоновские силы, способные противостоять воздействию даже звездных температур, скрепляют кристаллическую решетку. Тот факт, что вещество белых карликов находится в твердом состоянии, важен с точки зрения ответа на вопрос о скорости остывания этих звезд, которые не имеют собственных источников энергии. Кроме того, близость этого вещества к состоянию плавления позволяет объяснить структуру соответствующей области

диаграммы Герцшпрунга–Рессела (см. подраздел 1.1.2). Наконец, вещество коры пульсара представляет собой кристалл с очень большой энергией связи. Такое представление лежит в основе одного из объяснений явления сбоя периода вращения пульсара (механизм "звездотрясения", см. подраздел 4.3.4).

Покончив на этом с классической частью кривой плавления, укажем, что при дальнейшем повышении давления вступают в игру квантовые эффекты, которые загибают кривую плавления в сторону малых температур. В результате на кривой появляется точка К с вертикальной касательной, определяющая максимальную температуру T_{\max} , выше которой твердое состояние невозможно ни при каких давлениях. Ей отвечает $P_K \sim \hbar c Z^{4/3} / A_0^4$, $T_K \sim Z^2 e^2 / A_0$. Отметим, однако, что численные коэффициенты в последних формулах содержат высокие степени параметра Линдемманна L и могут сильно отличаться от единицы.

Загиб кривой плавления выводит на горизонтальный участок В, который утыкается в конце концов в ось давлений в точке М. Она отвечает давлению, которое отличается от P_K некоторым численным множителем. Участок В соответствует явлению, которое может быть названо "холодным плавлением": вещество переходит из твердого состояния в жидкое при малых температурах, но при достаточно высоких давлениях. Плавление в этом случае происходит за счет нулевых колебаний, амплитуда которых растет по мере уменьшения радиуса ячейки Вигнера–Зейтца. Обычное же плавление имеет своей причиной достаточно большую величину амплитуды тепловых колебаний, которая растет с увеличением температуры. Отметим, что стартуя из отвечающей твердому состоянию точки S, можно перейти к жидкому состоянию, двигаясь в сторону как уменьшения давления (тепловое плавление), так и его увеличения (холодное плавление).

Зависимость величины P_K от атомного номера Z ведет к тому, что для элементов, более тяжелых, чем водород и гелий, еще до достижения давления, нужного для холодного плавления, в веществе начнутся ядерные превращения (например, его нейтронизация, см. следующий подраздел). Что же касается упомянутых легких элементов, то в звездах они "сгорают" еще на ранних этапах их эволюции и не доживают до состояния, когда давления могли бы стать достаточно большими. Поэтому при всем общем интересе, который вызывает процесс холодного плавления, вопрос о его реальном проявлении в природе остается пока открытым.

Нужно, однако, отметить, что этот процесс лежит в основе плавления твердого гелия, причем в этом случае кристалл плавится при уменьшении давления, а не при его увеличении, как в приведенном выше рассмотрении. Такое различие в поведении атомарного гелия и "металлического" сильно сжатого вещества связано с различием в законе убывания с расстоянием меж-атомных и кулоновских сил. В самом деле, если потенциал взаимодействия имеет вид $U \propto 1/r^k \sim 1/R_c^k$, то квадрат частоты колебаний – $\omega^2 \propto U'' \sim 1/R_c^{k+2}$, квадрат амплитуды колебаний – $A^2 \sim \hbar/(M\omega) \propto R_c^{k/2+1}$ и левая часть критерия Линдемманна $A^2/(4R_c^2) = L$ пропорциональна $R_c^{k/2-1} \sim n^{1/3-k/6}$. Поэтому с ростом концентрации n и давления эта левая часть растет при $k = 1$ (кулон) и падает при $k > 2$ (атомарное взаимодействие). Отсюда и следует доказываемое утверждение.

3.1.3. НЕЙТРОНИЗАЦИЯ ВЕЩЕСТВА

В связи с упоминанием в предыдущем разделе процесса нейтронизации вещества, находящегося в экстремальных условиях, мы остановимся здесь на основных фактах, касающихся этого процесса. Без этого картина поведения "холодного" вещества при очень высоких давлениях была бы неполной, не дающей, в частности, возможности понять механизм возникновения важного класса небесных объектов – нейтронных звезд (пульсаров).

Нейтрон несколько тяжелее протона ($m_n = 939.57$ МэВ, $m_p = 938.28$ МэВ) и электрона ($m_e = 0.511$ МэВ), вместе взятых, и потому, будучи в изолированном состоянии, распадается на протон, электрон и антинейтрино. Иначе обстоит дело в сильно сжатом веществе, состоящем из электронов и ядер. Электроны относятся к классу ферми-частиц и потому подчиняются принципу Паули (см. ниже подраздел 4.3.1). По этой причине с ростом плотности электронной подсистемы увеличивается и энергия электронов. Это происходит потому, что с увеличением числа электронов в единице объема им приходится занимать все более и более высокие по энергии уровни (на каждом уровне может находиться не более двух – по числу компонент спина – электронов). В интересующей нас области энергии электронов много больше величины $m_e c^2$ и их закон дисперсии $E = cp$ (E – энергия, p – импульс электрона) отвечает ультрарелятивистскому случаю. В соответствии с принципом Паули распределение электронов по импульсам описывается функцией $f(p) = 2$ при

$p < p_F, f(p) = 0$ при $p > p_F$, где p_F – импульс Ферми (наибольший по величине импульс). Концентрация электронов дается формулой:

$$n = \int d^3 p f(p) = p_F^3 / [3\pi^2 \hbar^3], \quad d^3 p = d\bar{p} / [2\pi \hbar]^3,$$

откуда максимальная энергия электронов:

$$E_F = c p_F = \hbar c [3\pi^2 n]^{1/3} \quad (3.7)$$

действительно растет с увеличением плотности вещества. Сжатое вещество можно рассматривать как своего рода ускоритель электронов! Нам еще понадобится полная энергия электронного распределения. Она равна:

$$E_g = V \int d^3 p c p f(p) = V \frac{c p_F^4}{4\pi^2 \hbar^3} = (3/4)(3\pi^2)^{1/3} \hbar c n^{4/3} V. \quad (3.8)$$

Переходя к вопросу о поведении нейтрона в таком веществе, укажем, что при распаде изолированного нейтрона наибольшая возможная энергия электрона распада равна $E_{\max} = [m_n - m_p]c^2 \sim 1$ МэВ. Ясно, что при $E_F > E_{\max}$ нейтрон распадется не сможет из-за принципа Паули: уровень, на который должен был бы попасть электрон распада, уже занят электронами вещества. Поэтому нейтроны, образующие основную долю вещества сердцевинны пульсара, представляют собой стабильные частицы! Обратной стороной сказанного служит утверждение о том, что при $E_F > E_{\max}$ становится возможным захват электрона протоном (мы сначала рассматриваем простейший, хотя и нереалистичный случай водорода), переводящий протон в нейтрон с испусканием нейтрино. Этот процесс, называемый нейтронизацией, начинается с плотностей $\rho = (A/Z)nm_p \approx 10^{11}$ г/см³, отвечающих равенству $E_F = E_{\max}$. Такие и более высокие плотности возникают на последних стадиях эволюции звезды с массой, заключенной в диапазоне от $1.2 M_\odot$ до $\sim 3 M_\odot$, где $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г – масса Солнца. Подобные звезды носят название нейтронных и проявляют себя в наблюдениях как пульсары.

В более реалистическом случае вещества с ядрами среднего атомного номера (например, железа, у которого атомный номер $Z = 26$, а массовое число $A = 56$) порог нейтронизации будет иным. Обозначая ядро с параметрами Z, A символом A^Z , можно записать формулу реакции нейтронизации в виде $A^Z + e^- = A^{Z-1} + \nu$: протон ядра захватывает электрон и превращается в нейтрон с испусканием нейтрино. Нейтронизация начинается тогда, когда величина E_F становится равной $\Delta M c^2$, где ΔM – разность масс ядер A^{Z-1} и A^Z . С помощью (3.7) находим поро-

вую концентрацию электронов n_0 :

$$n_0 = \left[\frac{\Delta Mc}{\hbar} \right]^3 / (3\pi^2).$$

Для железа и гелия это отвечает плотностям соответственно $1.4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ и $1.15 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$. При $n > n_0$ концентрация n' нейтронно-избыточных ядер A^{Z-1} равна $n' = Zn_n - n_0$, где n_n — суммарная концентрация ядер обоих типов. Этот результат следует из условия минимума (по концентрации нейтронно-избыточных ядер) полной энергии, равной сумме энергий ядер обоих типов и энергии электронов (3.8). В следующем разделе мы выведем зависимость величины Z/A от плотности вещества при значениях плотности, значительно превышающих пороговую (когда разности масс, о которых шла речь выше, уже не играют роли).

ЛИТЕРАТУРА

- Киржниц Д.А. О внутреннем строении сверхплотных звезд // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 503.
Киржниц Д.А. Экстремальные состояния вещества // УФН. 1971. Т. 104. С. 489.
Саакян Г.С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. М.: Наука, 1972.
Киржниц Д.А. Пульсары и ядерная физика // Тр. Конф. по физике тяжелых ионов. Дубна, 1971.

3.2. КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ РЕШЕТКА И СВОЙСТВА ЯДРА

При очень высоких давлениях, когда параметр кристаллической решетки ненамного превышает радиус ядра R (так обстоит дело, например, в коре пульсара), наличие решетки может заметно сказаться на структуре ядра, а именно на равновесных значениях его атомного номера Z и массового числа A . Слово "равновесный" здесь означает, что имелся период времени, когда была столь высокая температура, что нуклоны находились в свободном состоянии (для пульсара это предшествующая его образованию вспышка Сверхновой, когда достигалась температура $T \sim 10^{12} \text{ К}$). Как можно видеть из результатов предыдущего раздела, при типичных условиях в коре пульсара температура кристаллизации и энергия связи нуклона в ядре в общем близкого порядка величины. Поэтому при кристаллизации имелось достаточно свободных нуклонов, чтобы образовавшиеся в конечном счете ядра отвечали минимуму энергии по переменным Z и A . При этом учитывается, конечно, возможность процессов слабого взаимодействия — взаимных превращений протона и нейтрона.

3.2.1. ФОРМУЛА ВЕЙЦЕЗЕККЕРА ДЛЯ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ЯДРА

Ставя перед собой задачу определения равновесной структуры ядра в экстремальных условиях, необходимо иметь в распоряжении по возможности простую формулу, которая выражает внутреннюю энергию ядра (его энергию связи) как функцию атомного номера Z и массового числа A . Такая формула, носящая название формулы Вейцзеккера, выражает энергию связи ядра в виде суммы нескольких слагаемых, каждое из которых имеет простой и ясный физический смысл. В основе этой формулы лежит представление о ядре как о заряженной капле несжимаемой жидкости. В поддержку такого представления, помимо всего прочего, говорит эмпирическая зависимость радиуса ядра R от A :

$$R = CA^{1/3}, \quad C \approx 1.2 \text{ Фм}, \quad (3.9)$$

которая и свидетельствует о постоянстве плотности ядерного вещества $\rho_n \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$.

Первое слагаемое формулы Вейцзеккера отражает вклад в энергию связи ядерных сил, которые имеют конечный (и относительно малый) радиус действия. Поэтому каждый нуклон ядра взаимодействует с конечным (равным примерно четырем) числом своих соседей. Этот факт обуславливает пропорциональность рассматриваемого слагаемого полному числу нуклонов A (насыщение ядерных сил):

$$E_{nm} = -C_1 A, \quad C_1 \approx 15 \text{ МэВ}.$$

По причинам, которые станут ясны из сказанного ниже, это слагаемое носит название энергии ядерной материи.

Второе слагаемое описывает кулоновское расталкивание протонов ядра. Учитывая известную формулу $\left(E = \frac{3Q^2}{5R}\right)$ для электростатической энергии равномерно заряженного шарика радиуса R (Q – заряд шарика, см. также подраздел 3.1.1), имеем с учетом (3.9):

$$E_c = \frac{3Z^2 e^2}{5R} = C_2 Z^2 / A^{1/3}, \quad C_2 \approx 0.7 \text{ МэВ}.$$

Поскольку $Z \propto A$ (см. ниже) рассматриваемое слагаемое растет с ростом числа нуклонов быстрее первой степени A , как это было у первого слагаемого. Это следствие дальнего действия характера кулоновских сил и отсутствия их насыщения.

Такое различие ядерных и кулоновских сил ведет к тому, что с ростом A растет избыток числа нейтронов над числом протонов (точнее говоря, относительный избыток $(A - 2Z)/A$): необходимы дополнительные избыточные нейтроны для компенсации их ядерными силами (притяжение) быстро растущего (как $Z(Z-1)/2$) кулоновского отталкивания протонов. Этот избыток порождает испускание вторичных нейтронов осколками деления, для которых равновесной служит меньшая величина избытка. Вторичные же нейтроны обеспечивают возможность цепной реакции деления.

Третье слагаемое описывает поверхностное натяжение ядра как жидкой капли и меняется пропорционально изменению поверхности ядра, т.е. величины $\propto R^2$:

$$E_s = C_3 A^{2/3}, \quad C_3 \approx 18 \text{ МэВ}.$$

Этому слагаемому отвечает свойство ядра, состоящее в его сопротивлении всякой деформации, ведущей к увеличению его поверхности. Именно из-за этого слагаемого с учетом того факта, что суммарная поверхность двух шариков больше поверхности одного (при том же объеме), энергетически невыгодно деление легких и средних ядер, а сам этот процесс представляет собой результат нарушения баланса слагаемых E_c (способствующего делению) и E_s (противодействующего ему). Из сравнения этих слагаемых видно, что процессом деления управляет параметр Z^2/A .

Наконец, четвертое слагаемое отражает факт энергетической невыгодности неравенства чисел протонов Z и нейтронов $A - Z$ в ядре. Эта невыгодность с учетом принципа Паули, которому подчиняются и протоны и нейтроны, следует из рассуждения. Нуклоны обоих типов заполняют каждый свою сферу Ферми, причем энергии этих сфер пропорциональны $n^{5/3}V$, где n – концентрация частиц данного сорта, V – объем системы. Нетрудно убедиться в том, что сумма $n_p^{5/3} + n_n^{5/3}$ (p и n – индексы протона и нейтрона) минимальна при фиксированной сумме $n_p + n_n$, если $n_p = n_n$. Само же выражение для энергии сферы Ферми следует из формул подраздела (3.1.3), в которых применительно к нерелятивистскому ядру нужно положить энергию частицы равной $p^2/2m$, где m – масса частицы. Учитывая еще и то, что в равной степени невыгоден как избыток протонов над нейтронами, так и, наоборот, нейтронов над протонами, можно представить последнее слагаемое в формуле Вейцеккера (его называют энергией симметрии) в виде:

$$E_s = C_4 (A - 2Z)^2 / A^2, \quad C_4 \approx 24 \text{ МэВ}.$$

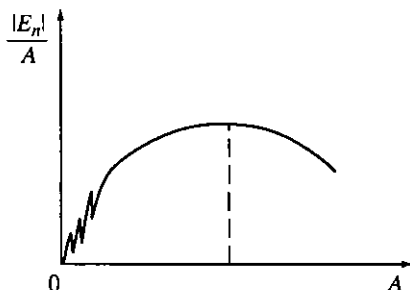


Рис. 19. Энергия связи ядра:
 E_n – энергия ядра, A – атомный номер

Собирая приведенные формулы, приходим к формуле Вейцзеккера:

$$E_n = -C_1 A + C_2 Z^2 / A^{1/3} + C_3 A^{2/3} + C_4 (A - 2Z)^2 / A^2. \quad (3.10)$$

В ней содержится большой запас информации о свойствах стабильного ядра и возможных модах его распада. Определим прежде всего равновесное значение Z при фиксированном A , отыскивая минимум (3.10) по Z :

$$Z_0 = \frac{A}{2} \left[1 + \frac{C_2 A^{5/3}}{4C_4} \right]^{-1}. \quad (3.11)$$

Из этой формулы видно, что, как уже отмечалось выше, в равновесном ядре имеется примерно поровну (с избытком нейтронов над протонами) протонов и нейтронов. Такой избыток растет с ростом массового числа, а сама приведенная формула дает количественное уточнение сказанного выше об этом избытке. Отыскание минимума (3.10) по обеим величинам A и Z дает значения, близкие к 56 и 26 соответственно. Эти цифры отвечают железу, ядро которого выделяется наиболее плотной упаковкой (на рис. 19 изображена зависимость энергии связи ядра на нуклон $|E_n|/A$ от A при равновесном значении Z). Предполагается, что в приповерхностной области пульсара, где давление мало, вещество по своему химическому составу представляет собой именно железо.

3.2.2. РАВНОВЕСНЫЙ СОСТАВ ЯДЕР ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ СРЕДЫ

Содержание этого подраздела представляет собой продолжение материала подраздела 3.1.3, где рассматривался процесс нейтронизации вещества. Здесь выводятся простые формулы, описывающие зависимость величины Z/A от концентрации

электронов вещества при больших ее значениях, значительно превышающих величину порога нейтронизации. Эта оговорка нужна потому, что формула Вейцеккера, которой мы будем пользоваться, плохо описывает индивидуальные характеристики ядер (область ее применения – усредненные их характеристики) и потому непригодна для определения разности масс соседних по атомному номеру ядер (см. подраздел (3.1.3)). Хотя нижеследующий материал и не имеет прямого отношения к кристаллической решетке, мы поместили его в этот раздел по двум причинам: во-первых, он опирается на формулу Вейцеккера, которая выводится именно здесь, и во-вторых, этот материал очень тесно связан с содержанием следующего подраздела, где идет речь о влиянии кристаллической решетки на свойства ядер.

Интересующая нас зависимость может быть получена обобщением рассуждений предыдущего подраздела, имеющих цель определить равновесное значение атомного номера Z для изолированного ядра. Здесь мы будем решать ту же задачу, но для ядра, которое входит в состав сильно сжатого вещества. Мы будем считать заданной величину давления и потому нам придется рассматривать минимум не энергии, как выше, а термодинамического потенциала $\Phi = E + PV$, где P – давление, V – объем системы. Для отыскания этого минимума зададимся полным числом нуклонов в системе N . Тогда полное число ядер равно $N_n = N/A$, и условие электронейтральности системы примет вид $NZ/A = nV$. Будем исходить из суммы энергии ядер $N_n E_n$ (см. (3.10)) и энергии ультрарелятивистского газа электронов E_g (см. (3.8)). Выражение для давления, в которое, очевидно, дает вклад лишь второе слагаемое:

$$P = -\frac{dE}{dV} = \frac{1}{4}(3\pi^2)^{1/3} \hbar c n^{4/3},$$

показывает, что вместе с давлением следует считать фиксированной и концентрацию электронов n . Выражение для термодинамического потенциала теперь примет вид:

$$\Phi/N = [E_n + \hbar c Z(3\pi^2 n)^{1/3}]/A. \quad (3.12)$$

Для определения равновесного при данном давлении значения Z нужно найти минимум только что приведенного выражения для термодинамического потенциала по Z при фиксированных значениях массового числа A и n . Несложные вычисления приводят к выражению:

$$Z = \frac{A[1 - \hbar c(3\pi^2 n)^{1/3} A/(4C_4)]}{2[1 + C_2 A^{5/3}/(4C_4)]}. \quad (3.13)$$

Сопоставляя это выражение с формулой (3.11) предыдущего раздела, мы видим, что появившийся дополнительный множитель в числителе действует в сторону уменьшения заряда ядра (при фиксированном его массовом числе) в тем большей степени, чем больше плотность вещества. Одновременно, как видно из формулы $NZ/A = nV$, уменьшается объем системы вместе с полным числом ее электронов. Это и означает, что с ростом плотности прогрессивно нарастает и процесс нейтронизации вещества, который заканчивается превращением его в нейтронную жидкость. В природе такой процесс происходит в коре пульсара.

3.2.3. ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА СТРУКТУРУ ЯДРА

Перейдем теперь к выяснению характера влияния кристаллической решетки на равновесную структуру ядер, находящихся в ее узлах, о чем уже кратко упоминалось в начале этого раздела. Соответствующее рассмотрение будет иметь характер прямого обобщения выкладок, проведенных в предыдущем подразделе. Это обобщение состоит в добавлении к термодинамическому потенциалу (3.12) энергии кристаллической решетки. Пренебрегая колебательной частью энергии, следует использовать выражение (3.2), которое нужно привести к полному объему вещества. Окончательное выражение для термодинамического потенциала имеет вид:

$$\Phi / N = \left[E_n + \hbar c Z (3\pi^2 n)^{1/3} - \frac{9}{10} Z^{5/3} e^2 (4\pi n / 3)^{1/3} \right] / A. \quad (3.12')$$

Прежде чем находить минимум этой величины по Z и A , сопоставим кулоновский член в (3.10) $\frac{3Z^2 e^2}{5R}$ с энергией ячейки

$$(3.2) - \frac{9Z^2 e^2}{10R_c}, \text{ где } R \text{ и } R_c - \text{ радиусы ядра и ячейки соответственно.}$$

Видно, что вклад решетки ведет к уменьшению кулоновского расталкивания протонов внутри ядра, причем это уменьшение тем значительнее, чем ближе радиус ячейки к радиусу ядра. Физически этот эффект соответствует сжимающему действию на ядро со стороны кулоновского поля соседних ядер. Проявляется же рассматриваемый эффект в стабилизации ядра относительно тех мод его распада (деление, α -распад), которые сопровождаются уменьшением заряда ядра и порождены кулоновским отталкиванием протонов. Но граница периодической

системы со стороны больших Z и A связана именно с такими модами распада, которые ведут к уменьшению и атомного номера, и массового числа ядра. Поэтому влияние решетки должно выразиться в укрупнении ядер, т.е. в росте равновесных значений Z и A .

В выражении для Φ удобно перейти к новым переменным: $\xi = Z/A$ и $\eta = Z^2/A$, первая из которых указывает степень нейтронно-избыточности ядра, а вторая совпадает с параметром, управляющим делением (см. подраздел 3.2.1). Сравним теперь последний (связанный с решеткой) и второй (связанный с электронным газом) члены в правой части (3.12'), одинаковым образом зависящие от концентрации электронов. Их отношение:

$$\frac{3}{10} [4/(9\pi)]^{1/3} (e^2 / \hbar c) Z^{2/3} \approx 0.00365 Z^{2/3}$$

мало по сравнению с единицей (даже для $Z = 100$ оно порядка 0.1). Поэтому, на первый взгляд, кажется, что энергия решетки не может оказать никакого заметного влияния на структуру ядра. Оказывается, однако, что сравниваемые члены по-разному действуют на переменные ξ и η : первая из них определяется электронным членом (как это было изложено в подразделе 3.2.2) и влиянием решеточного члена можно действительно пренебречь, но вторая прямо не зависит от электронного члена и определяется именно решеточным членом.

Минимизация термодинамического потенциала, выраженного через новые переменные, дает:

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{1}{2} (1 - a/(4C_4)) \left[1 + \frac{C_2 \eta^{2/3}}{4C_4 \xi^{4/3}} \right]^{-1}, \\ \eta &= \frac{1}{2} C_3 [C_2 - b \xi^{-1/3}]^{-1}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

где

$$a = \hbar c (3\pi^2 n)^{1/3}, \quad b = \frac{9}{10} e^2 (4\pi n/3)^{1/3}.$$

Первое уравнение (3.14) точно совпадает по форме с уравнением (3.13), относящимся к случаю отсутствия решетки. Единственное отличие состоит в том, что во втором из них в знаменателе стоит величина $A^{2/3}$, а в первом – равная ей буквенно величина $(\eta/\xi^2)^{2/3}$ (численно же последняя величина определится решением системы (3.14) и будет, конечно, отличаться, хотя и незначительно, от $A^{2/3}$). В основном величина ξ , как уже говорилось, опре-

деляется фактором a , но не b . Что же касается второго уравнения (3.14), то из него видно, что величина η , наоборот, определяется фактором b , но не a . При этом видно, что эффекты решетки увеличивают η в отношении:

$$W = \left[1 - \frac{9}{10} e^2 (4\pi n/3)^{1/3} (A/Z)^{1/3} / C_2 \right]^{-1} > 1.$$

С учетом определений величин ξ и η это ведет, как это уже утверждалось выше, к увеличению $Z = \eta/\xi$ и $A = \eta/\xi^2$ в отношении W . В условиях внутренней границы коры пульсара это дает $Z = 74$, $A = 308$ (без учета эффектов решетки $Z = 51$, $A = 211$, см. предыдущий подраздел).

ЛИТЕРАТУРА

Давыдов А.С. Теория атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958.

Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1980.

Киржниц Д.А. Пульсары и ядерная физика // Тр. Междунар. конф. по физике тяжелых ионов. Дубна, 1971.

Володин В.А., Киржниц Д.А. Влияние решетки на ядерные свойства сверхплотного вещества // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 450.

3.3. КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

В предыдущем разделе речь шла о ядерных эффектах, порожденных кристаллическим состоянием обычного, состоящего из электронов и ядер, вещества. Здесь будут обсуждаться вопросы, связанные с возможностью перехода в кристаллическое состояние самого ядерного вещества, т.е. системы протонов и/или нейтронов. Мы предпошлим этому обсуждению изложение общих соображений, касающихся возможных в принципе типов кристалла. Это необходимо еще и потому, что проблема кристаллизации ядерного вещества относится к разряду гипотетических, и пока нет экспериментальных или наблюдательных свидетельств в пользу существования в природе такого явления.

3.3.1. ОБЫЧНЫЙ КРИСТАЛЛ

Кристаллическое состояние, согласно его обычному определению, характеризуется правильным, периодическим распределением частиц, составляющих вещество. Будучи твердым телом, кристалл обладает сдвиговой упругостью (деформация сдвига требует затраты энергии), чем он отличается от жидкости и газа. Более точное определение кристалла (оно соответствует

тому, что мы будем называть *обычным кристаллом*) содержит два пункта: а) частицы кристалла привязаны к узлам правильной кристаллической решетки и в идеальном случае не могут перемещаться по объему, испытывая, самое большое, малые колебания около этих узлов; б) параметр решетки жестко определяется концентрацией частиц (на каждый узел приходится по одной, быть может сложной частице). Подавляющее большинство известных кристаллов (или кристаллических подсистем более сложных структур) подпадают под приведенное определение. Нам приходится говорить о довольно тривиальных и общеизвестных вещах потому, что не так давно в оборот науки вошло представление о кристаллах совсем другого типа, для которых оба пункта определения (а и б) не выполнены, хотя такие кристаллы также представляют собой периодические структуры. Поэтому существует необходимость более внимательного отношения к обычным кристаллам.

С этой целью остановимся на вопросе о динамических корнях возникновения кристаллического состояния. Укажем, прежде всего, что типичный вид важнейших взаимодействий частиц друг с другом, с которыми имеет дело и макроскопическая физика и физика микромира (взаимодействия атомов и молекул, взаимодействия нуклонов), изображен на рис. 20, где V – потенциал взаимодействия, r – расстояние между частицами. Его характерные черты – отталкивание на малых и притяжение на больших расстояниях. Отталкивание служит залогом устойчивости системы, препятствуя падению частиц друг на друга (коллапсу системы); притяжение способствует образованию связанных состояний – молекул и конденсированных сред в молекулярной физике и физике конденсированного состояния вещества, атомных ядер – в ядерной физике. Универсальный характер взаимодействий указанного (точнее, близкого к указанному) типа был провозглашен еще в XVIII веке югославским ученым Рожером Бошковичем.

Возвращаясь к обычному кристаллу, поставим вопрос о том, какая именно особенность потенциала взаимодействия ответственна за его образование при достаточно низких температурах

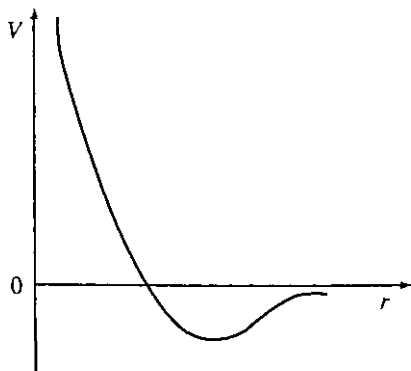


Рис. 20. Характерный потенциал V межатомного взаимодействия:
 r – расстояние между частицами

или достаточно высоких давлений. Утверждение, которое будет сделано по этому поводу, гласит: для образования обычного кристалла принципиально важны лишь силы отталкивания; что же касается сил притяжения, то они выполняют лишь функции фактора, сдерживающего систему частиц от разлета, и могут быть заменены ящиком с твердыми стенками. Забегая вперед, отметим, что для возникновения "необычных" кристаллов, о которых пойдет речь в следующем подразделе, необходимы, напротив, силы притяжения.

Приступая к обоснованию сделанного утверждения, начнем с простого примера. Рассмотрим систему твердых шаров (например, бильiardных), заключенную в ящик, объем которого можно уменьшать, поддерживая данную температуру. Пока этот объем велик, шары хаотически движутся как молекулы в термостате, сталкиваясь время от времени друг с другом и со стенками ящика. Мы имеем дело, таким образом, с газовым состоянием. При уменьшении объема наступит момент, когда каждый шар будет стеснен своими соседями и ему придется долго колебаться в предоставленной ему свободной ячейке пространства, медленно двигаясь по объему вместе с этой ячейкой. Наша система твердых шаров совершила переход в жидкое состояние. Наконец, при еще больших сжатиях каждый шар будет зажат своими соседями настолько сильно, что шары будут вынуждены образовать наиболее плотно упакованную структуру. Такая структура по необходимости будет правильной и периодической (например, ее можно создать, если разложить на поверхности стола слой шаров впритык друг к другу, в следующем слое расположить шары в ямках нижнего слоя также впритык друг к другу и т.д.). Легко видеть, что возникшая структура удовлетворяет обоим условиям (а и б), входящим в определение обычного кристалла. В то же время взаимодействие между шарами вообще не имеет притягательной части и является чисто отталкивательным.

В рассмотренном только что примере правильная структура возникла по чисто геометрическим причинам – наиболее компактный характер имеет именно она. В реальной ситуации действуют динамические причины: силы отталкивания вынуждают частицы держаться по возможности дальше друг от друга, поскольку при этом энергия системы будет ниже (отталкивание вносит в энергию положительный вклад). Но, расходясь друг от друга, частицы приближаются к своим соседям, что опять-таки энергетически невыгодно. Компромисс, отвечающий минимуму потенциальной энергии, и соответствует правильному расположению частиц в пространстве.

В приведенном рассуждении речь шла только о потенциальной энергии, поскольку роль кинетической энергии при не очень высоких температурах с интересующей нас точки зрения не существенна. Положение меняется вблизи температуры плавления, где колебания частиц около узлов решетки ведут к ее разрушению. То же относится к роли давления в явлении холодного плавления (см. выше подраздел 3.1.2).

Завершая этот подраздел, упомянем об особой разновидности обычного кристалла – *вигнеровском кристалле*. Рассмотрим электронный газ вместе с однородным, положительно заряженным фоном, который компенсирует заряд электронов и обеспечивает тем самым стабильность системы. Кинетическая энергия электрона порядка $p_F^2/m \sim n^{2/3}$, где n – концентрация электронов, кулоновская энергия – $e^2/d \sim n^{1/3}$, где d – среднее расстояние между электронами (см. подраздел 3.1.3). Отсюда следует хорошо известный вывод: с ростом плотности или давления электронный газ становится все более и более идеальным, так как потенциальная энергия растет медленней кинетической. Обратная ситуация возникает при уменьшении плотности: кинетическая энергия становится малой по сравнению с потенциальной. Но это как раз тот случай, когда справедливы приведенные выше соображения о выгоде локализации частиц (в данном случае электронов) в узлах правильной кристаллической решетки. Такой закристаллизовавшийся электронный газ и носит название вигнеровского кристалла. Простейшие разновидности такой структуры наблюдались на опыте.

3.3.2. КОГЕРЕНТНЫЙ КРИСТАЛЛ

Переходим к обсуждению другого типа кристалла, за возникновение которого ответственны, как уже говорилось выше, силы притяжения. Для такого кристалла, который по указанным ниже причинам можно назвать *когерентным кристаллом*, нарушены оба пункта приведенного выше определения обычного кристалла. Частицы когерентного кристалла практически свободно движутся сквозь вещество, замедляя свое движение около узлов правильной кристаллической решетки. Поэтому вероятность застать частицу в данной точке максимальна в узлах решетки (пункт а определения). Параметр решетки никак не связан с концентрацией частиц, а определяется характеристиками их взаимодействия (пункт б).

Пояснения сказанного начнем с некоторого формального введения. Разложим в интеграл Фурье потенциал взаимодействия

между частицами:

$$V(r) = \int d^3k V(\vec{k}) \exp(i\vec{k}\vec{x}), \quad d^3k = d\vec{k}/(2\pi)^3.$$

Вводя компоненту Фурье концентрации частиц $n(\vec{x})$, можно записать потенциальную энергию взаимодействия частиц в рассматриваемой системе в виде:

$$U = \int d\vec{x} n(\vec{x}) \int d\vec{x}' n(\vec{x}') V(|\vec{x} - \vec{x}'|) = \int d^3k |n(\vec{k})|^2 V(\vec{k}). \quad (3.15)$$

Как и выше, при рассмотрении обычного кристалла, кинетическую энергию частиц мы пока не рассматриваем. Центральное допущение, лежащее в основе теории когерентного кристалла, состоит в том, что величина $V(\vec{k})$ в некотором диапазоне k отрицательна (притяжение). Тогда энергетически выгодно такое распределение концентрации $n(\vec{x})$, которому отвечает величина $V(\vec{k})$, отличная от нуля при значениях k в указанном диапазоне: в этом случае потенциальная (а значит и полная) энергия будет отрицательна (см. (3.15)).

Особенно большому выигрышу энергии отвечает следующая картина. Пусть величина $V(\vec{k})$ как функция k имеет минимум при значении k , равном k_0 . Тогда, очевидно, минимальное значение потенциальной энергии U возникнет при распределении концентрации $n(\vec{x})$, фурье-компонента которого $n(\vec{k})$ отлична от нуля лишь при значении $k = k_0$. Но такое распределение представляет собой периодическую функцию:

$$n(\vec{x}) \propto \sin(k_0 x + \alpha) \sin(k_0 y + \beta) \sin(k_0 z + \gamma). \quad (3.16)$$

На квантово-механическом языке:

$$n(\vec{x}) = \sum_i \psi_i^*(\vec{x}) \psi_i(\vec{x}), \quad n(\vec{k}) = \sum_i \int d^3q \psi_i^*(\vec{q}) \psi_i(\vec{k} - \vec{q}),$$

где ψ – волновая функция i -ой частицы. Чтобы величина $n(\vec{k})$ была отлична от нуля лишь при $k = k_0$, необходимо, чтобы волновая функция $\psi(\vec{k})$ была отлична от нуля лишь при $k = k_0/2$. На научном языке можно сказать, что функции n нужного вида отвечает совместное распространение частицы с импульсом $\vec{k}/2$, $k = k_0$ и свободного места в состоянии с импульсом $-\vec{k}/2$, $k = k_0$, т.е. дырки с тем же импульсом, что и частица. Но аргумент волновой функции совпадает с импульсом частицы. Поэтому рассматриваемое состояние отвечает ситуации, когда все пары

"частица-дырка" находятся в одном и том же состоянии с импульсом k_0 и образуют в совокупности макроскопическую когерентную волну (3.16) (подробнее о таких состояниях см. следующую главу). Именно по этой причине рассматриваемый тип кристалла и назван когерентным.

Из сказанного ясно, что у когерентного кристалла действительно нарушены оба условия, входящие в определение обычного кристалла (см. предыдущий подраздел): частицам ничто не препятствует свободно перемещаться по кристаллу (именно такому движению отвечает волновая функция указанного выше типа) и параметр решетки (периодической структуры) k_0 определяется видом потенциала взаимодействия, но никак не концентрацией частиц. Остается добавить, что состояние когерентного кристалла характеризуется отличной от нуля сдвиговой упругостью – перекошенная при сдвиговой деформации периодическая структура уже не отвечает минимуму энергии и такая деформация требует затраты энергии.

В заключение этого подраздела несколько слов о реальном существовании когерентных кристаллов. Безусловно существуют промежуточные формы между обычным и когерентным кристаллами. Это так называемые квантовые кристаллы (например, твердые изотопы гелия), у которых из-за малой массы частиц амплитуда их колебаний около узлов решетки не мала, и частицы плохо удерживаются на этих узлах. В более чистом виде когерентная кристаллизация реализуется при возникновении волн зарядовой плотности в твердых телах и при образовании так называемой сверхструктуры в обычных кристаллах, когда помимо исходной решетки возникает еще "сверхрешетка" с периодом, несоизмеримым с основным периодом кристалла. В следующем подразделе, в котором речь будет идти о кристаллизации ядерного вещества, мы остановимся еще на одном примере когерентного кристалла.

Более общая точка зрения на когерентный кристалл, как на один из примеров упорядоченного состояния вещества, будет развита в следующей главе.

3.3.3. КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

В этом заключительном подразделе обсуждается центральный для всего раздела вопрос о кристаллизации системы нуклонов. Начнем с выяснения возможности возникновения обычного кристалла. Выше в подразделе 3.3.1 уже говорилось, что межинуклонные силы относятся к тому типу, который изображен на приведенном там же рисунке. Важно, что на малых рас-

стояниях между нуклонами – а именно на расстояниях 0.3–0.4 Фм – начинают действовать довольно мощные силы отталкивания (так называемый кор). Это действительно малые расстояния: радиус ямы притяжения около 2.5 Фм, среднее расстояние между нуклонами в сердцевине тяжелого ядра около 1.5 Фм. Поэтому можно ожидать, что при очень высокой плотности системы нуклонов, существенно превышающей ядерную ($3 \cdot 10^{14}$ г/см³), возникнет состояние нуклонного обычного кристалла.

На Земле такие условия вряд ли будут достигнуты в сколь угодно обозримое время (при существующих методах соударения тяжелых ионов это потребовало бы очень высокой энергии, приходящейся на один нуклон). Однако если говорить о космосе, то не исключено, что в центральной части тяжелых нейтронных звезд, о которой у нас нет до сих пор никакой, даже косвенной информации, имеется область закристаллизовавшейся нейтронной жидкости. Нейтронный кристалл в очень многих отношениях подобен привычному нам электрон-ядерному кристаллу – не говоря уже о самой решетке, нейтронный кристалл обладает сдвиговой упругостью и, соответственно, наряду с продольными у него есть поперечная мода колебаний, имеется отличная от нуля скрытая теплота плавления и т.п. Впрочем, еще раз подчеркнем, что все эти свойства остаются пока на совести теоретиков ввиду отсутствия у них каких-либо точек соприкосновения с экспериментом или наблюдениями.

Переходя к когерентному ядерному кристаллу, обратимся к тем же нейтронным звездам (пульсарам), поскольку пока больше нигде искать условий, при которых такие структуры могли бы возникнуть. Начнем с описания тех превращений, которые претерпевает вещество пульсара по мере продвижения в глубь твердой коры пульсара от его поверхности до границы

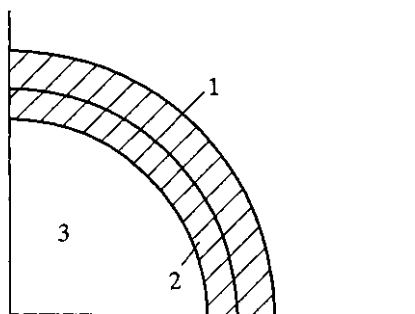


Рис. 21. Внутреннее строение пульсара: 1 – внешняя кора, 2 – внутренняя, 3 – сердцевина

сердцевины пульсара, в которой вещество представляет собой нейтронную жидкость. Пульсар образовался в результате сильного сжатия вещества звезды, прошедшей катастрофическую стадию вспышки Сверхновой, и имеет следующую структуру (рис. 21). На самой его поверхности, где давление равно нулю, вещество имеет стандартную структуру, а по своему химическому составу

оно построено в основном из железа – элемента с наиболее плотно упакованными ядрами (см. подраздел 3.2.1).

По мере продвижения в глубь коры начинается процесс нейтронизации вещества и равновесными становятся нейтронно-избыточные ядра со все возрастающими значениями атомного номера и массового числа (см. выше подразделы 3.1.3, 3.2.2 и 3.2.3). Пока вещество продолжает состоять только из электронов и ядер, мы находимся еще в пределах внешней коры пульсара (область 1, см. рис. 21), отвечающей плотности порядка 10^{11} г/см³. При большей плотности избыток нейтронов в ядрах увеличивается настолько, что они уже не в состоянии удерживать нейтроны. Мы попадаем в область внутренней коры (область 2, см. рис. 21), где вещество состоит из электронов, ядер и свободных нейтронов. При дальнейшем продвижении в глубь звезды концентрация нейтронов нарастает, а ядер падает вместе с падением концентрации электронов и протонов, находящихся внутри ядер. Наконец, на границе сердцевины пульсара ядра полностью прекращают свое существование и возникает нейтронная жидкость с малой (порядка процентов) примесью протонов и электронов (область 3, см. рис. 21).

Вещество внутренней коры пульсара можно считать находящимся в состоянии когерентного кристалла. В самом деле, частицы (имеются в виду нейтроны) свободно движутся через вещество, попадают внутрь ядер, замещают входящие в их состав нейтроны, которые, в свою очередь, начинают свободно перемещаться внутри вещества. Поэтому частицы ядра не привязаны к узлу решетки, а свободно движутся в объеме кристалла. Далее, параметр решетки, хотя и определяется концентрацией ядер, но ядра не имеют фиксированного состава (в частности, массового числа), который сам зависит от динамики нейтронизации. Ею определяется и концентрация ядер, а, значит, и параметр решетки. Таким образом, налицо все признаки когерентного кристалла. Однако повторяем, все это весьма далеко от наблюдаемых проявлений и пока представляет в основном познавательный интерес.

ЛИТЕРАТУРА

Квантовые жидкости и кристаллы: Сб. переводов. М.: Мир, 1979.

Квантовые кристаллы: Сб. переводов. М.: Мир, 1975.

Киржниц Д.А., Непомнящий Ю.А. Когерентная кристаллизация квантовой жидкости // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 2303.

4. УПОРЯДОЧЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

Физика конденсированного состояния вещества рассматривает особый класс состояний материальной среды, которые носят название упорядоченных. К ним относятся, в частности, ферромагнитное, сверхпроводящее и сверхтекучее, сегнетоэлектрическое, а также рассмотренное выше состояние когерентного кристалла и состояние пионного конденсата, о котором пойдет речь ниже. В этой главе наряду с информацией об общих свойствах упорядоченных состояний, выделяющих их из числа других состояний вещества, содержится сравнительно подробное описание некоторых из числа перечисленных выше упорядоченных состояний. В следующей главе объектом рассмотрения будет упорядоченное состояние физического вакуума, дающее ключ к пониманию единого корня трех главных взаимодействий микромира.

Элементарные сведения, относящиеся к материалу этой главы, излагались выше в подразделе 1.3.3. Мы старались не пугаться неизбежных повторений, относящихся как к словесной аргументации, так и к формулам, полагая, что дублирование на более глубоком уровне будет лишь способствовать закреплению материала в сознании читателя. В то же время нам казалось полезным дать элементарные представления о предмете уже в самом начале этого курса.

4.1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА УПОРЯДОЧЕННЫХ СОСТОЯНИЙ И ИХ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

В разделе дается определение упорядоченного состояния, приводится описание его основных особенностей и формулируется простая феноменологическая теория, позволяющая описывать само упорядоченное состояние и фазовый переход 2-го рода из неупорядоченного состояния в упорядоченное.

4.1.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УПОРЯДОЧЕННОГО СОСТОЯНИЯ И СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ

Мы начнем с общих рассуждений, касающихся понятий хаоса, порядка и симметрии. Хаотическое, полностью неупорядоченное состояние, характеризуется отсутствием каких-либо выделенных пространственных или динамических элементов.

В этом состоянии равноправны все точки и направления в пространстве, все направления характеризующих частицы системы векторов (момента, спина) и т.п. Одновременно рассматриваемое состояние имеет и максимально возможную степень симметрии. Поэтому, как это ни кажется парадоксальным, понятия порядка и симметрии находятся в обратном отношении друг к другу: чем больше порядка, тем ниже симметрия системы и наоборот. Переход неупорядоченной системы в состояние, где имеются какие-то выделенные элементы, ведет к появлению в ней порядка и одновременно к понижению симметрии системы. Как правило, переход системы в упорядоченное состояние происходит с понижением температуры до некоторого характерного для данного вещества значения – критической температуры T_c . Эту тенденцию можно понять из условия равновесия – условия минимума свободной энергии $F = E - TS$ (при фиксированном объеме) или термодинамического потенциала $\Phi = E + PV - TS$, где S – энтропия системы (мера беспорядка, хаоса). Очевидно, что чем выше температура T , тем выгоднее повышение энтропии, т.е. разупорядочение системы, и найдется такое значение $T = T_c$, при котором увеличение слагаемого TS при разупорядочении перекроет возможное увеличение слагаемого E при фиксированном V (и аналогично при фиксированном P). Упорядоченным, по определению, называется состояние системы со многими степенями свободы, в котором отлична от нуля некоторая ее макроскопическая характеристика – так называемый параметр порядка, – которая ликвидирует (полностью или частично) хаос, свойственный неупорядоченной системе, понижая степень ее симметрии. Так, например, ферромагнитному состоянию присущ параметр порядка – вектор намагничивания, выделяющий свое направление и нарушающий тем самым ротационную симметрию, свойственную парамагнитному состоянию; хаотическое распределение спинов, характерное для последнего, сменяется в ферромагнетике упорядоченным в направлении намагничивания. Другой пример – обсуждавшийся выше когерентный кристалл, для которого параметром порядка служит амплитуда пространственных колебаний концентрации частиц, отвечающих кристаллической решетке. В данном случае нарушается трансляционная симметрия, свойственная жидкому состоянию. Для последнего характерна полная равновероятность нахождения частицы в любой точке пространства (т.е. хаотичность в распределении частиц). В состоянии же кристалла распределение частиц упорядочивается – их вероятнее найти в узлах решетки. О других свойствах упорядоченных состояний речь пойдет ниже.

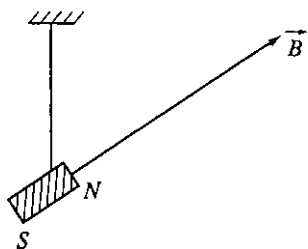


Рис. 22. Свободно висящий магнетик:

\vec{B} – внешнее магнитное поле

Упорядочение, свойственное состояниям обсуждаемого класса, может быть вынужденным, т.е. вызванным воздействием внешнего поля. Так, например, воздействуя на парамагнетик достаточно сильным внешним магнитным полем при любой, сколь угодно высокой температуре, мы приходим к выстраиванию спинов в направлении поля и к появлению параметра порядка – намагниченности. Такое упорядочение, однако, имеет тривиальный характер

и не оно служит предметом нашего рассмотрения. В этих лекциях идет речь о так называемом *спонтанном нарушении симметрии*, которое происходит в отсутствие нарушающих симметрию типа внешнего поля факторов (точнее см. ниже).

Спонтанное нарушение некоторой симметрии возникает при выполнении ряда условий. Прежде всего, управляющие системой динамические законы (конкретно соответствующие уравнению движения) должны обладать этой симметрией – иначе симметрия будет нарушена изначально. Далее, основное состояние системы должно быть вырождено, т.е. ему отвечает несколько (в пределе бесконечно много) подсостояний одной и той же энергии. При преобразовании симметрии (например, при вращении в случае ферромагнетика, см. выше) эти подсостояния, каждое из которых само по себе не обладает рассматриваемой симметрией, переходят одно в другое, так что вся совокупность этих состояний симметрична. Наконец, предполагается, что система подвергается бесконечно малому внешнему воздействию, которое делает одно из подсостояний более выгодным (имеющим более низкую энергию) нежели остальные. Именно такое несимметричное состояние и реализуется в конечном счете. В рассматриваемом примере ферромагнетика предположим, что образец подвешен на нитке (рис. 22) и может быть безразличным образом ориентирован в любом направлении. Совокупность состояний, отвечающих всем возможным ориентациям образца, и есть та совокупность подсостояний, о которой говорилось выше и которая в целом симметрична относительно преобразования вращения. Однако если подействовать на образец бесконечно малым внешним магнитным полем, то он зафиксируется в направлении этого поля. Произошло спонтанное нарушение вращательной симметрии системы.

4.1.2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА УПОРЯДОЧЕННОГО СОСТОЯНИЯ И ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА 2-го РОДА

Выше уже упоминалось о том, что помимо спонтанного нарушения симметрии, которое и служит главным объектом обсуждения в этой главе, имеется еще и вынужденное нарушение симметрии, вызванное внешним полем. По своим непосредственным результатам эти два механизма совпадают – и в том, и в другом случае в системе возникает параметр порядка (внешним полем можно, например, подавить параметр порядка, возникший спонтанным образом). Поэтому иногда спонтанное нарушение симметрии сводят к воздействию некоторого фиктивного поля (например, для ферромагнетика – это внутреннее молекулярное поле Вейсса). Однако между сравниваемыми механизмами имеется глубокое внутреннее различие. Вынужденный механизм сводится к тривиальному прямому внешнему воздействию на частицы системы (в примере с ферромагнетиком – к повороту спинов электронов системы внешним магнитным полем с ориентацией их в направлении последнего). Спонтанный же механизм состоит в глубокой внутренней перестройке системы, вызванной взаимодействием между частицами и ведущей к более выгодному энергетически упорядоченному состоянию (в примере с ферромагнетиком – это обменное взаимодействие между электронами, ориентирующее их спины параллельно друг другу). Различие между вынужденным и спонтанным механизмами особенно ярко проявляется при повышении температуры: в первом случае такое повышение качественно не сказывается на параметре порядка, во втором – приводит к его полному исчезновению в точке $T = T_c$ (предполагается, конечно, что в первом случае при нагревании внешнее поле не меняет своей величины).

Переходя к обсуждению других особенностей упорядоченных состояний и фазовых переходов 2-го рода, полезно пойти путем их сравнения с фазовыми переходами 1-го рода и состояниями, которые при таких переходах возникают. Не касаясь явлений вблизи критической точки (там ситуация похожа на то, что происходит при фазовом переходе 2-го рода), будем ориентироваться на переход "жидкость–пар" как на типичный пример перехода 1-го рода. Примером перехода 2-го рода для нас по-прежнему будет служить ферромагнитный переход. Мы займемся в остальной части этого подраздела перечислением и обсуждением наиболее характерных различий переходов обоих типов и соответствующих им состояний.

Прежде всего, нужно отметить, что при фазовом переходе

1-го рода отлична от нуля скрытая теплота перехода $Q = \Phi_1 - \Phi_2 = T_c(S_1 - S_2)$, где индексы 1, 2 отвечают разным фазам с термодинамическими потенциалами Φ_1, Φ_2 , причем $S = -\frac{d\Phi}{dT}$.

Между тем, при фазовом переходе 2-го рода скрытая теплота равна нулю, но зато отличен от нуля скачок не самого термодинамического потенциала, а его производной по температуре, т.е. теплоемкости $\Delta C = T_c \Delta \frac{dS}{dT}$, где символ ΔA означает разность значений величины A чуть выше и чуть ниже точки T_c . Отсюда видно, что при переходе 1-го рода различие фаз более существенно, чем при переходе 2-го рода. Многочисленные подтверждения этого тезиса содержатся в последующем тексте этого подраздела.

Укажем далее на различие в самом характере переходов: при переходе 1-го рода новая фаза возникает скачком (между паром и водой, которая возникает при охлаждении пара до 100°C , имеется существенная разница), в то время как при переходе 2-го рода новая, упорядоченная фаза появляется постепенно, с нуля (при ферромагнитном переходе состояния системы чуть ниже и чуть выше T_c почти не различаются – параметр порядка исчезает в самой точке T_c). Можно сказать, что при переходе 2-го рода происходит реальная перестройка системы с переходом ее в новое состояние, а при переходе 1-го рода фаза с термодинамическим потенциалом Φ_1 , которая была при $T > T_c$, энергетически выгоднее фазы Φ_2 , при $T < T_c$ становится менее выгодной (рис. 23). Однако и при переходе 1-го рода общее состояние системы меняется плавно: при понижении температуры до

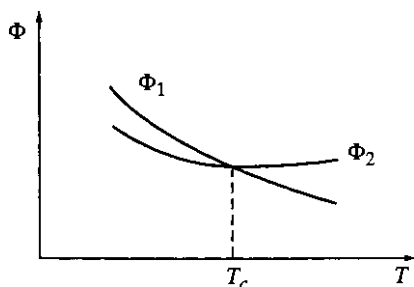


Рис. 23. Термодинамика фазового перехода 1-го рода:

Φ – термодинамический потенциал, индексы 1, 2 отвечают фазам после и до перехода, T – температура, T_c – критическая температура

величины T_c возникают зародыши низкотемпературной фазы (капельки воды), вещество каждого из которых сильно отличается от пара, но суммарный объем которых вначале мал; лишь с течением времени, по мере отбора тепла у системы (из-за выделения скрытой теплоты перехода ее температура остается равной T_c) система постепенно целиком переходит в жидкое состояние. При фазовом же переходе 2-го рода плавность перехода достигается

противоположным образом: новая фаза возникает сразу во всем объеме, но вблизи T_c почти не отличается от старой.

Подчеркнем, что при переходе 1-го рода резко меняется динамическая структура фазы, при переходе же 2-го рода резко меняется не структура, а симметрия состояния. Мы проиллюстрируем эти утверждения на примере сегнетоэлектрического перехода 2-го рода, когда происходит спонтанное появление макроскопического электрического дипольного момента. Для простейшего примера, когда в объемно-центрированной решетке ионы в вершинах и ионы в центрах кристаллических ячеек имеют разные знаки, неупорядоченной фазе отвечает совмещение центрального иона с геометрическим центром ячейки; дипольный момент при этом равен нулю. В упорядоченной же фазе центральному иону выгодно сместиться в сторону от центра ячейки, что ведет к спонтанному появлению дипольного момента. При бесконечно малом смещении структура меняется бесконечно мало, но симметрия меняется скачком!

Наконец, при фазовом переходе 1-го рода, когда, как уже отмечалось выше, имеются две независимые кривые Φ_1 и Φ_2 и, соответственно, две независимые фазы, существующие, возможно, и в неравновесном состоянии, при всех температурах. Поэтому возможен перегрев низкотемпературной фазы (неравновесное, метастабильное существование при $T > T_c$) и переохлаждение высокотемпературной фазы (неравновесное, метастабильное существование при $T < T_c$). При этом в метастабильных состояниях также возникают зародыши новой фазы, но, в отличие от стабильных областей, они неустойчивы и для фазового перехода 2-го рода, где ниже и выше критической температуры имеется по одной (соответственно упорядоченной и неупорядоченной) фазе, никаких эффектов перегрева или переохлаждения быть в принципе не может.

В следующем подразделе мы дополним сказанное здесь количественно, опираясь на простую феноменологическую теорию (см. также подраздел 1.3.3).

4.1.3. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

В этом заключительном подразделе будет обсуждаться полуколичественная феноменологическая теория, охватывающая описание фазовых переходов 2-го рода и упорядоченных состояний, а частично и переходов 1-го рода. Изложение будет более полным и подробным, чем в главе 1 (подраздел 1.3.3), где были даны элементарные сведения, относящиеся к случаю скалярного действительного параметра порядка.

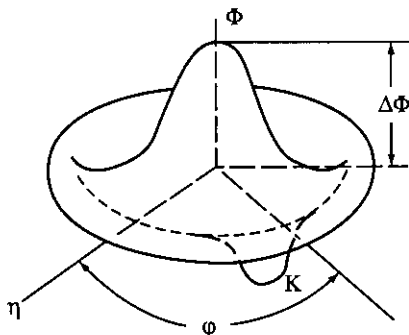


Рис. 24. Термодинамический потенциал Φ для фазового перехода 2-го рода
 $\Delta\Phi$ – выигрыш в энергии при переходе, K – точка, в которой фиксирована фаза параметра порядка, ϕ – соответствующий азимутальный угол

Мы не будем повторять общие слова, содержащиеся в подразделе 1.3.3, и напомним лишь основные соотношения, приведенные в этом подразделе. Параметр порядка обозначается символом η , причем теперь это может быть не только действительный, но и комплексный скаляр $\eta = |\eta| \exp(i\phi)$, где ϕ – фаза параметра порядка. Разложение Ландау термодинамического потенциала для комплексного параметра порядка имеет вид:

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha |\eta|^2 + \beta |\eta|^4 + \dots \quad (4.1)$$

Аналогичное разложение (1.14) относилось к свободной энергии и к действительному параметру порядка. Отметим, что поскольку термодинамический потенциал пропорционален объему (однородной) системы, тем же свойством обладают и величины α и β (а также вводимая ниже величина a). Как и выше (см. подраздел 1.3.3), $\alpha = a(T - T_c)$ и β не зависит от температуры. Трехмерное изображение поверхности (4.1) дается на рис. 24 ("доннышко бутылки старого образца") в цилиндрических координатах ($\rho = |\eta|$, $\phi = \phi$, $z = \Phi$), причем, как видно, имеется полное вырождение по фазе параметра порядка. Минимум (4.1) имеет вид (см.(1.15)):

$$|\eta| = \sqrt{\frac{a(T_c - T)}{2\beta}} \quad (T < T_c), \quad |\eta| = 0 \quad (T > T_c). \quad (4.2)$$

Что же касается фазы параметра порядка, то она фиксируется малым внешним воздействием, которое чуть-чуть углубляет доннышко бутылки в области вокруг точки K , отвечающей интересующему нас полярному углу. Зависимость (4.2) изображена на рис. 25, из которого видно, что параметр порядка действительно сходится плавно на нет в точке $T = T_c$. Выигрыш в

энергии при переходе в упорядоченное состояние при $T < T_c$ дается той же формулой (1.16) $\Delta\Phi = \alpha^2/(4\beta)$. Наконец, скачок теплоемкости в точке перехода находится по формуле $C_p = -T \frac{d^2\Phi}{dT^2}$ с учетом (4.1), (4.2) $\Delta C_p = a^2/(4\beta)$.

До сих пор мы имели дело с параметром порядка, который не зависел от координат. В противоположном случае неоднородной системы (например, подвергнутой воздействию внешнего поля) $\eta = \eta(\vec{x})$ и разложение (4.1) следует дополнить слагаемым, зависящим от градиентов параметра порядка:

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha|\eta|^2 + \beta|\eta|^4 + \gamma|\nabla\eta|^2 + \dots, \quad (4.3)$$

где $\gamma > 0$. Если же параметр порядка отвечает заряженным частицам или полям, то в последнем члене (4.3) нужно сделать замену ∇ на $\nabla - ie\vec{A}/(\hbar c)$, где \vec{A} – вектор-потенциал электромагнитного поля. Обратим внимание на возможность интерпретации уравнения (4.3) и его модификации в случае заряженного поля, которая окажется полезной для дальнейшего. Запишем энергию скалярного (псевдоскалярного) заряженного поля η с массой m_η , взаимодействующего с самим собой, в виде:

$$E = |\dot{\eta}|^2 + |\nabla\eta|^2 + m_\eta^2|\eta|^2 + \lambda|\eta|^4, \quad (4.3')$$

где подразумевается указанная выше замена ("удлинение" градиента). Сравнивая это выражение с (4.3) для статического поля, мы видим, что величина α (изменение знака которой с плюса на минус означает фазовый переход, ведущий к упорядочению вещества) подобна квадрату "массы параметра порядка". Можно поэтому сказать, что фазовый переход – следствие той неустойчивости, которая свойственна "тахинным" (имеющим отрицательный квадрат массы) полям.

В оставшейся части этого подраздела мы остановимся на вопросах, относящихся к фазовым переходам 1-го рода. Возвратимся, прежде всего, к рис. 25, изображающему поведение параметра порядка как функции температуры. Этот рисунок соответствует феноменологии Ландау, которая представляет собой, как говорят, теорию среднего поля, не учитывающую флуктуаций параметра порядка. Такие флуктуации особенно велики вблизи точки перехода, где разница между упорядоченной и неупорядоченной фазами мала и где поэтому параметру

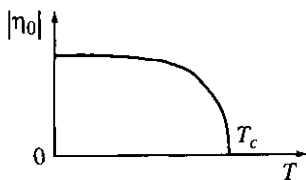


Рис. 25. Параметр порядка $|\eta_0|$ при фазовом переходе 2-го рода:
 T – температура, T_c – критическая температура

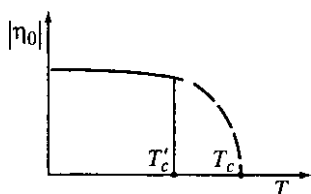


Рис. 26. Влияние флуктуации на параметр порядка:

T – температура, T_c и T'_c – критическая температура до и после учета флуктуаций

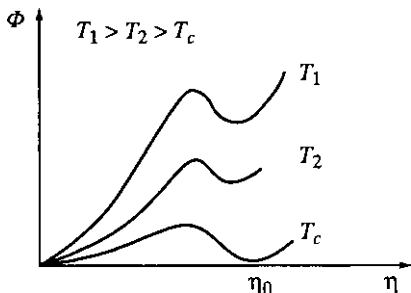


Рис. 27. Термодинамический потенциал Φ для фазового перехода 1-го рода:

η_0 – равновесное значение параметра порядка η , $T_{1,2}$ – температура, T_c – критическая температура

порядка легко исчезнуть (если он есть) или возникнуть (если его нет). Флуктуации заметно искажают вид кривой $|\eta(T)|$ вблизи T_c и, в частности, могут привести к срыву этой кривой при температурах, меньших T_c (рис. 26). Мы пришли, таким образом, к фазовому переходу 1-го рода, когда параметр порядка возникает скачком в новой точке перехода T'_c .

Переходя к феноменологии фазовых переходов 1-го рода, сразу же подчеркнем, что, в отличие от переходов 2-го рода, здесь феноменология играет незначительную роль прежде всего из-за неуниверсальности переходов 1-го рода. Тем не менее мы приведем довольно типичный пример феноменологии, которая представляет собой обобщение (4.1), описывающее переход 1-го рода (это обобщение – учет флуктуаций электромагнитного поля в задаче о сверхпроводимости, об упорядоченном вакууме и т.п.; см. ниже). Этому примеру отвечает разложение Ландау:

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha |\eta|^2 + \gamma |\eta|^3 + \beta |\eta|^4 + \dots,$$

при $\alpha > 0$, $\beta > 0$, $\gamma < 0$. Из приводимого рис. 27, на котором изображено семейство кривых $\Phi(|\eta|)$ при разных значениях температуры, видно, что в точке T_c параметр порядка возникает скачком. Такая же картина возникает и при использовании другой феноменологии:

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha |\eta|^2 + \beta |\eta|^4 + \gamma |\eta|^6 + \dots,$$

где $\beta = b(T - T_c)$, а α и γ не зависят от температуры. Последние два примера отвечают описанию фазовых переходов 1-го рода.

ЛИТЕРАТУРА

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1995. Ч. 1.

4.2. СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Замечательные явления макроскопической физики – *сверхтекучесть* жидкого гелия (изотопов He^4 и He^3) и *сверхпроводимость* металлов, сплавов, полупроводников, ряда органических структур – заключаются в полном исчезновении диссипативных свойств (вязкости и, соответственно, электрического сопротивления). Эти явления свойственны и многонуклонным объектам – атомным ядрам и нейтронному веществу пульсаров. Состояния вещества, проявляющего сверхтекучие или сверхпроводящие свойства, представляют собой один из наиболее ярких примеров упорядоченных состояний.

4.2.1. БОЗЕ-КОНДЕНСАТ И СВЕРХЪЯВЛЕНИЯ

Явления сверхтекучести и сверхпроводимости имеют очень много общего (сверхпроводимость – это сверхтекучесть заряженной жидкости), и для краткости мы будем далее объединять эти явления термином "сверхъявления". Ключом к пониманию их удивительных особенностей служат понятия о *бозе-конденсации* и *бозе-конденсате* (точнее, о конденсации Бозе–Эйнштейна). Начнем с того, что один из наиболее фундаментальных фактов микрофизики состоит в существовании двух типов элементарных частиц, различающихся своими корреляционными свойствами (т.е., говоря попросту, формами поведения друг по отношению к другу). Теоретически этот факт следует из квантово-механического утверждения о тождественности, абсолютной неразличимости частиц одного сорта.

Частицы первого типа – фермионы – (к ним относятся лептоны и барионы, т.е. электроны, протоны, нейтроны и т.д.) могут быть названы "индивидуалистами": каждое квантово-механическое состояние может быть занято не более, чем одним фермионом. При попытке поместить в уже занятое состояние еще один фермион возникают мощные силы, препятствующие этому. Частицы второго типа – бозоны – (фотон, пион, промежуточные бозоны слабого взаимодействия, глюон и т.д.), напротив, "коллективисты": они стремятся занять квантово-механическое состояние как можно большим числом частиц. Уже занявшее данное состояние бозоны стремятся "затащить" в это состояние другие бозоны того же сорта. Обратно, при попытке "вытащить" бозон из данного состояния и перевести его в другое состояние остальные его партнеры по исходному состоянию будут сопротивляться такой попытке и стремиться оставить его в этом состоянии. Последнее свойство играет решающую роль в понимании природы сверхъявлений. Важно подчеркнуть, что описан-

ные свойства бозе-частиц проявляются тем сильнее, чем большее их число уже находится в данном состоянии.

Составные частицы, представляющие собой связанное или сильно коррелированное состояние двух или более элементарных частиц, принадлежат к разряду бозонов или фермионов в зависимости от того, четное или нечетное число фермионов входит в их состав. Это утверждение – следствие знаменитой теоремы Паули о связи спина и статистики: бозоном является частица с целым (в единицах \hbar) фермионом – с полуцелым спином. Так, ядро изотопа He^4 , состоящее из двух протонов и двух нейтронов, относится к числу бозонов, изотопа He^3 (два протона и нейтрон) – к числу фермионов. То же относится и к атомам этих элементов (прибавляется два электрона). Бозоном является и коррелированное состояние двух электронов или нуклонов – так называемая *куперовская пара* (см. ниже). Особенно ярко проявляются описанные свойства бозонов, если их система находится в состоянии бозе-конденсата. Смысл этого понятия состоит в следующем. В системе бозонов, находящейся при определенной температуре, нижний уровень энергии заполнен большим числом частиц N_0 , чем любой другой. Однако отношение N_0/N (N – полное число частиц в системе), т.е. доля частиц на нижнем уровне, ведет себя при $N \rightarrow \infty$ по-разному в зависимости от температуры. При $T > T_c$ (T_c – температура бозе-конденсации) это отношение стремится к нулю, при $T < T_c$ – к конечной величине. Совокупность бозонов, сидящих на нижнем уровне в числе, которое составляет конечную долю (бесконечного) полного числа частиц в системе, и называется бозе-конденсатом.

Отмеченные выше особенности бозе-конденсата – и стремление присоединить к себе как можно больше частиц того же сорта и, наоборот, противодействие тем частицам, которые пытаются (или принуждаются извне) его покинуть – представляют собой прямое следствие неразличимости частиц, их полной тождественности. К сожалению, и в общественной жизни и отчасти в быту можно найти достаточно много примеров подобного же поведения, которому отвечают понятия "толпа", "охлократия" и т.п. Для автора самым ярким примером такого рода было собрание при ЖЭКе в конце 30-х годов, на котором он присутствовал подростком, где домохозяйки и пенсионеры требовали крови врагов народа.

Теперь мы переходим к центральному пункту нашего рассмотрения в этом подразделе, состоящему в сведении сверхъ-явлений к бозе-конденсату, как к их причине. Интересующие нас диссипативные процессы вязкости или электросопротивления проявляются в том, что первоначальный поток жидкости или

электронов, который характеризуется некоторой средней скоростью составляющих его частиц, испытывает торможение. Это означает, что от потока все время отделяются частицы, которые отдают свою энергию окружению и, соответственно, замедляются; отданная же ими энергия превращается в конечном счете в тепло. Такая картина справедлива при любой, сколь угодно малой, скорости потока.

Ситуация резко меняется, если частицы, образующие поток, находятся в состоянии бозе-конденсата. Выше уже подчеркивалось стремление бозе-конденсата воспрепятствовать уходу из него отдельных частиц с переходом их в другие состояния. Но диссипация, как уже отмечалось, как раз и сводится к такому уходу. Поэтому поток частиц, находящихся в состоянии бозе-конденсата, диссипации испытывать не будет. Впрочем, это утверждение справедливо лишь до некоторых пределов: существуют критические значения скорости (тока) и температуры, выше которых сверхъ явления невозможны. Существование критической температуры связано с тем, что при более высокой температуре сам бозе-конденсат прекращает свое существование: хорошо известно, что нагревание ведет к подъему частиц на более высокие уровни энергии, а значит, к опустошению (частичному) нижнего уровня, на котором и был локализован бозе-конденсат.

4.2.2. СВЕРХЪЯВЛЕНИЯ КАК ВОЗНИКНОВЕНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

Состояния вещества, обнаруживающие сверхтекучие или сверхпроводящие свойства, относятся к разряду упорядоченных. Прежде чем указывать отвечающий им параметр порядка отметим, что бозоны как квантовые частицы, заполнившие в макроскопическом числе (которое составляет конечную долю от полного числа, стремящегося к бесконечности) какой-либо уровень энергии и образующие поэтому бозе-конденсат, составляют в совокупности классический объект – классическую когерентную волну, т.е. состояние с определенными амплитудой и фазой. Мы лишены возможности доказывать это утверждение и вынуждены лишь сослаться на пример. Обычная классическая электромагнитная волна, будь она испущена радиостанцией или лазером, на квантовом языке представляет собой бозе-конденсат квантов света – фотонов, заполнивших в макроскопическом числе состояние с заданной длиной волны.

Подобной волной (точнее, волновой функцией Ψ) описывается бозе-конденсат и в случае сверхъ явлений. В случае гелия He^4

бозонами служат его атомы. В случае системы, состоящей из атомов He^3 или из нуклонов или, наконец, из электронов, бозонами служат пары этих частиц (куперовские пары), связанных или сильно коррелированных друг с другом (см. предыдущий подраздел). Параметром порядка в случае сверхъявлений и служит волновая функция:

$$\Psi = |\Psi| \exp(i\phi / \hbar) \quad (4.4)$$

с фиксированными модулем и фазой. Если ввести оператор поля бозонов ψ в методе вторичного квантования, то параметр порядка связан с ним соотношением $\Psi = \langle \psi \rangle$, где угловые скобки – символ статистического среднего. В самом деле, вклад в это среднее дает лишь тот уровень, которому отвечает бозе-конденсат: как уже говорилось, его состояние может считаться классическим, и потому конденсатная составляющая оператора ψ – просто число. В то же время вклад надконденсатных уровней равен нулю, поскольку обкладки оператора в выражении для среднего одинаковы, а он сам уничтожает частицу. Через введенный оператор выражаются динамические переменные системы бозонов, в первую очередь, ее гамильтониан. В простейшем случае структура его такова:

$$H = \frac{1}{2m} \int d\vec{x} |\nabla \psi(\vec{x})|^2 + \\ + \frac{1}{2} \int d\vec{x} \int d\vec{x}' \psi^*(\vec{x}') \psi^*(\vec{x}) V(\vec{x} - \vec{x}') \psi(\vec{x}') \psi(\vec{x}), \quad (4.5)$$

где V – потенциал взаимодействия бозонов.

Теперь можно ответить на давно напрашивающийся вопрос: со спонтанным нарушением какой симметрии мы имеем дело в сверхъявлениях? С этой целью обратимся к выражению (4.5), из которого прямо видна симметрия, инвариантность гамильтониана (а значит, и динамических уравнений) относительно, как говорят, глобального калибровочного преобразования $\psi \rightarrow \psi \exp(ia)$, где a – действительная постоянная фаза. Это значит, что фаза величины ψ , рассматриваемой как комплексная величина, полностью неопределенна. Между тем, величина Ψ имеет вполне определенную, фиксированную фазу и никоим образом не инвариантна относительно указанного выше преобразования. Поэтому при конденсации Бозе–Эйнштейна происходит нарушение калибровочной симметрии, что соответствует образованию ямки в "донышке бутылки" при данном значении азимута (см. подраздел 3.1.3).

Сказанное в двух последних абзацах непосредственно относится к системам, состоящим из бозонов (и, поскольку мы не

учитывали заряда последних, к явлению сверхтекучести), т.е. физически – к жидкому He^4 . Несравненно шире представлены в природе фермионные системы – жидкий He^3 , металлы, ядерное или нейтронное вещество и др. Бозонами в этих случаях служат связанные или сильно коррелированные пары фермионов с противоположно направленными спинами и импульсами (в случае конечного атомного ядра вместо импульсов нужно говорить о проекциях момента). При достаточно низкой температуре такие куперовские пары образуют бозе-конденсат, который и служит причиной возникновения сверхъявлений. Однако чтобы мы имели дело действительно с куперовской парой, а не с совокупностью двух независимых фермионов, необходимо (с некоторыми оговорками) наличие сил притяжения между ними. В случае сверхпроводимости металлов это требование нетривиально, так как между электронами действуют кулоновские силы отталкивания. В некоторых веществах, которые и относятся к разряду сверхпроводников, эти силы перекрыты силами притяжения, возникающими за счет взаимодействия электронов через кристаллическую решетку. О силах притяжения в много-нуклонных системах речь пойдет ниже.

4.2.3. ПОЛУФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Смысл параметра порядка Ψ , введенного в подразделе 4.2.2, был раскрыт выше лишь для систем бозонов (где он представляет собой среднее операторов бозонного поля). Сложнее обстоит дело в случае систем фермионов, где параметр порядка должен соответствовать бозе-конденсату куперовских пар. По аналогии с бозонным случаем этот параметр естественно брать в виде $\langle \psi(\vec{x})\psi(\vec{x}') \rangle$, где по тем же причинам, о которых говорилось в предыдущем подразделе, останется лишь вклад конденсатных составляющих операторов поля. Настоящая микроскопическая теория сверхпроводимости и основана на использовании приведенного выражения для параметра порядка. Однако еще за двадцать без малого лет до создания такой теории была предложена и применяется с успехом до сих пор приближенная полуфеноменологическая теория сверхпроводимости (теория Гинзбурга–Ландау), которая использует в качестве параметра порядка величину $\Psi(\vec{x}) = \langle \psi(\vec{x})\psi(\vec{x}') \rangle$. Мы не будем останавливаться здесь на пределах применимости этой теории (они, конечно, уже, чем для микроскопической теории), поскольку материал этого подраздела не самоцель, а лишь промежуточный этап на пути к теории, излагаемой в следующей главе.

Использование приближенного параметра порядка позволяет вписаться в общую схему феноменологической теории упорядоченных состояний. Используя материал подраздела 3.1.3 (в особенности уравнение (3.4) и его модификацию для заряженных частиц), можно прийти к выражению для термодинамического потенциала:

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha |\Psi|^2 + \beta |\Psi|^4 + \gamma \left| [\nabla - ie\vec{A}/(\hbar c)] \Psi \right|^2, \quad (4.6)$$

где под e нужно понимать удвоенный заряд электрона (заряд куперовской пары). Вариация (4.6) по Ψ^* , будучи приравнена нулю, дает первое уравнение Гинзбурга–Ландау:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla - ie\vec{A}/(\hbar c))^2 - \alpha - 2\beta |\Psi|^2 \right] \Psi = 0. \quad (4.7)$$

Чтобы сделать (4.7) подобным уравнению Шредингера (иногда его так и называют – нелинейным уравнением Шредингера), мы заменили константу γ величиной $\frac{\hbar^2}{2m}$ с новым феноменологическим параметром m .

Второе уравнение Гинзбурга–Ландау определяет магнитное поле в присутствии сверхпроводника. Оно получается добавлением к (4.6) энергии магнитного поля $B^2/2 = (\text{rot } \vec{A})^2/2$ (в единицах Хевисайда) и варьированием по \vec{A} с учетом калибровки $\text{div } \vec{A} = 0$. Результат имеет вид так называемого уравнения Лондонов:

$$\text{rot } \vec{B} = \vec{j} / c = \vec{j}_0 / c - \lambda_L^{-2} \vec{A}, \quad (4.8)$$

где \vec{j} – вектор плотности тока;

$$\vec{j}_0 = \frac{ie\hbar}{2mc} [\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi] \quad (4.9)$$

– квантово-механический парамагнитный ток; в последнем, диамагнитном члене правой части (4.8):

$$\lambda_L^{-2} = \frac{e^2}{mc^2} |\Psi|^2$$

– обратный квадрат лондоновской глубины проникновения. В дальнейшем нам понадобится другая форма уравнения (4.8):

$$(\Delta - \lambda_L^{-2}) \vec{A} = -\vec{j}_0 / c. \quad (4.10)$$

Из последнего уравнения видно, что магнитное поле не проникает внутрь сверхпроводника, затухая по направлению нормали к его поверхности (координата z) по закону $\exp(-z/\lambda_L)$, что и оправдывает название величины λ_L (см. выше).

Мы не касаемся здесь многих важных смежных вопросов, учитывая ограниченную цель изложения, приведенного в этом подразделе (см. его начало).

ЛИТЕРАТУРА

Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982.

Тилли Д.Р., Тилли Дж. Сверхтекучесть и сверхпроводимость. М.: Мир, 1977.

Халатников И.М. Теория сверхтекучести. М.: Наука, 1971.

4.3. СВЕРХЪЯВЛЕНИЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Как уже отмечалось, со сверхъявлениями приходится сталкиваться в таких ядерно-физических объектах, как атомное ядро и нейтронная жидкость в сердцевине пульсара. Сверхтекучая модель ядра занимает прочное место среди других ядерно-физических моделей, будучи способна объяснить целый ряд особенностей структуры ядра и ядерных реакций. Проблематика, связанная с этой моделью, представляет собой хорошо разработанный раздел ядерной физики, а соответствующий материал изложен во многих доступных руководствах (см. список в конце подраздела). Поэтому мы не будем касаться в этих лекциях этой проблематики и ограничимся рассмотрением проблемы сверхтекучести нейтронной жидкости применительно к пульсарам.

4.3.1. КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

Чтобы ответить на вопрос о возможности возникновения сверхъявлений в данной конкретной системе при данных конкретных условиях, в первую очередь, при определенной температуре необходимо сравнить последнюю с введенной выше критической температурой T_c , выше которой сверхъявления невозможны. Для бозонов дело обстоит просто: критическая температура при не очень сильном взаимодействии определяется уже из размерных соображений:

$$T_c \sim \hbar^2 n^{2/3} / m. \quad (4.11)$$

Залогом же существования конечной, отличной от нуля величины T_c для фермионов служит притяжение между частицами (в действительности тут нужны оговорки, которых мы, однако, делать не будем). Если U – матричный элемент потенциала притяжения V между состояниями спаривающихся частиц, имеющих противоположные спины и импульсы (грубо говоря, $U \approx \int d\vec{x} V$), то справедлива приближенная формула БКШ (Бардина–Купера–Шриффера):

$$T_c \sim \Delta E \exp\left(-\frac{1}{NU}\right), \quad (4.12)$$

где ΔE – характерная ширина области вблизи границы Ферми, где проявляется притяжение,

$$N = 2d^3 p / dE = \frac{mp_F}{2\pi^2 \hbar^3}$$

– плотность уровней на интервал энергии в единице объема, отнесенная к границе Ферми $p = p_F$, где $p_F = \hbar(3\pi^2 n)^{1/3}$. Экспоненциальный множитель в (4.12), который для электронных систем весьма мал, ограничивая существование сверхъядлений областью низких и сверхнизких температур, описывает энергию связи куперовской пары.

Наша первая задача состоит в выяснении самой возможности существования сверхъядлений в ядерном веществе (притяжение или отталкивание) и при положительном ответе – в оценке соответствующей величины T_c . Силы взаимодействия между нуклонами (ядерные силы) не сводятся просто к потенциалу $V(r)$ как к функции только координат. Они зависят заметным образом от относительного орбитального момента нуклонов, от их спинов, импульсов и т.д. Однако в интересующих нас состояниях с противоположными спинами и импульсами ядерные силы (отвлекаясь от отталкивания на малых расстояниях, см. выше подраздел 3.3.3) имеют характер ямы притяжения радиуса $a \approx 2.5$ Фм и глубины около 15 МэВ. Таким образом, сверхъядления в ядерном веществе, в принципе, возможны.

Что же касается вопроса о величине критической температуры, то для приложений к физике заведомо много более "холодного" атомного ядра он не играет никакой роли в смысле возможности существования самих сверхъядлений. Однако применительно к нейтронной жидкости пульсаров от ответа на него и сравнения величины T_c с фактической температурой звезды зависит заключение о реальности этих явлений. Используем формулу (4.12) и следующие оценки: в интересующем нас диапазоне плотности $10^{13} - 10^{15}$ г/см³ величина $N \approx$

$\approx (0.5-2) \cdot 10^{42}$, $U \approx 2 \cdot 10^{42}$ (в единицах СГС), $NV \approx 1-4$. Что же касается предэкспоненты ΔE , то она по порядку величины равна $p_F \Delta p / m$, где $\Delta p \sim \hbar / a$. Это дает оценку $\Delta E \approx 5-20$ МэВ. В итоге мы приходим к выводу, что критическая температура может быть порядка нескольких МэВ. В частности, величина T_c в ядерном веществе той же плотности, что и атомное ядро, составляет примерно 10^{10} К (в значительной части сердцевинны пульсара солнечной массы плотность – порядка или ненамного больше ядерной плотности).

Поэтому нет ничего удивительного в том, что в веществе атомных ядер действительно проявляются эффекты сверхтекучести, которые сказываются на многих характеристиках ядра – энергии, моменте инерции, спектре возбуждений и т.д. Мы, однако, условились не затрагивать этого круга вопросов. Что же касается сердцевинны пульсара, вещество которой представляет собой нейтронную жидкость, то ее температура порядка внутризвездной, т.е. примерно 10^7-10^8 К (хотя предыстория пульсара и была крайне "горячей", высокая теплопередача в его веществе способствовала его быстрому остыванию). Поскольку приведенная цифра существенно меньше величины T_c , вещество сердцевинны пульсара также находится в сверхтекучем состоянии. В следующих подразделах мы остановимся подробнее на следствиях этого факта.

4.3.2. ВРАЩЕНИЕ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ

Для описания сердцевинны пульсара (это тема последующих подразделов) удобно использовать ее модель, которой может служить сверхтекучая жидкость во вращающемся сосуде (его роль играет твердая кора пульсара, с которой жестко связан остронаправленный излучатель, и ее вращение мы видим непосредственно в виде импульсов при прохождении луча по Земле; рис. 28). Поведение сверхтекучей жидкости во вращающемся сосуде далеко нетривиальная вещь, и оно будет кратко описано в этом и следующем подразделах.

Начнем с того, что скорость сверхтекучей жидкости \vec{v} удовлетворяет условию потенциальности $\text{rot } \vec{v} = 0$. Это следует из вида параметра порядка сверхтекучей жидкости $\Psi = |\Psi| \exp(i\phi/\hbar)$ (см. (4.4)), который представляет собой

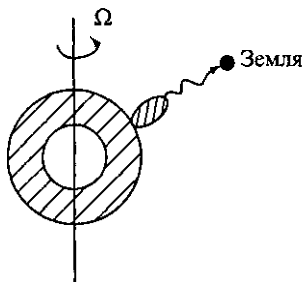


Рис. 28. Излучение пульсара: Ω – угловая скорость вращения пульсара

волновую функцию конденсата. Запишем квантово-механическое выражение для плотности тока вещества в виде (см. (4.9)):

$$\vec{j} = n\vec{v} = \frac{i\hbar}{2}[\Psi\nabla\Psi^* - \Psi^*\nabla\Psi] = |\Psi|^2\nabla\phi.$$

Очевидно, что концентрация n совпадает с величиной $|\Psi|^2$ и, следовательно, $\vec{v} = \nabla\phi$, откуда и следует утверждение о потенциальности. С другой стороны, вязкая жидкость во вращающемся с угловой скоростью Ω сосуде увлекается им и сама вращается как твердое тело по закону $\vec{v} = [\vec{\Omega}, \vec{x}]$, который отвечает непотенциальному течению $\text{rot } \vec{v} = 2\vec{\Omega}$. Поэтому сверхтекучая жидкость не может участвовать в таком течении и остается неувлеченной вращением сосуда, как это и следует из наивных представлений об отсутствии у жидкости такого свойства, как вязкость.

Однако этот вывод справедлив только при относительно малых значениях угловой скорости, если, как это обычно имеет место, вращение совершается при фиксированном значении момента количества движения (для пульсара этот факт самоочевиден). Как видно из формулы $E = M^2/(2I)$, связывающей энергию вращающегося тела E , его момент M и момент инерции I , энергетически выгодно как можно более высокое значение I , что требует участия жидкости во вращении. Казалось бы, жидкости выгодно потерять сверхтекучесть, перейти в нормальное состояние с конечной вязкостью и прийти в состояние твердотельного вращения. Но при таком переходе возникает прирост энергии, связанный с тем, что упорядоченное состояние при $T < T_c$ лежит по энергии ниже неупорядоченного на величину $\alpha^2/(4\beta)$, которая пропорциональна объему системы (см. подразделы 1.2.3 и 4.1.3). Поэтому в действительности ситуация оказывается гораздо более сложной.

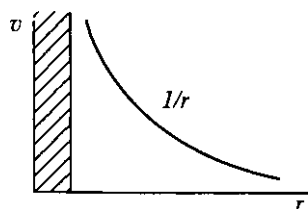


Рис. 29. Распределение скорости v вблизи вихревой нити:

r — расстояние от оси нити, заштрихован "кор" нити

Противоречивые требования потенциальности, участия во вращении и сохранения сверхтекучести природа примиряет, идя на следующий компромисс. Существует единственный пример вращения жидкости с соблюдением условия потенциальности, который соответствует азимутальной скорости $v = C/r$, где r — расстояние до оси вращения, C — константа, которая будет определена ниже (рис. 29). Существенно, что условие

$\text{rot } \vec{v} = 0$ для такого течения выполнено всюду, кроме самой оси вращения. Поэтому имеется выход из положения, состоящий в потере сверхтекучести лишь на самой оси вращения жидкости. На самом деле такая потеря произойдет в конечном по объему цилиндре конечного радиуса ξ микроскопических размеров (обычно несколько превышающих среднее расстояние между частицами; для нейтронной жидкости, например, это величина — порядка десятка Фм). Хотя в таком, как говорят, "кóре" и возникнет проигрыш в энергии, но сам его объем, которому пропорционален этот проигрыш, неизмеримо мал по сравнению с полным объемом жидкости.

Таким образом, мы пришли к представлению о *вихревых нитях*, составляющих неотъемлемую часть физической картины поведения сверхтекучей жидкости в достаточно быстро вращающемся сосуде (отметим, что вихревые нити, несущие магнитное поле, возникают и в сверхпроводниках, принадлежащих к особому классу сверхпроводников 2-го рода). В следующем подразделе мы продолжим изложение физических основ теории вихревых нитей применительно к сердцевине нейтронных звезд-пульсаров.

4.3.3. ВИХРЕВЫЕ НИТИ В ПУЛЬСАРЕ

Имея своей целью количественное уточнение нарисованной выше полукачественной картины, найдем прежде всего постоянную C в выражении для скорости жидкости (см. предыдущий раздел). Из квантовой механики известно, что орбитальный момент частицы (пусть ее масса равна m) кратен постоянной Планка \hbar , совпадая с ней в нетривиальном случае при выполнении условия минимальности, которое будет обосновано ниже. Поэтому $mvr = mC = \hbar$, и мы приходим к выражению для скорости жидкости при ее движении вокруг кора вихревой нити:

$$v = \hbar / (mr). \quad (4.13)$$

В принципе допустимы, хотя, как мы увидим, невыгодны состояния с кратным \hbar моментом, которым отвечает лишний множитель n (целое число) в правой части (4.13).

Определим далее критическую угловую скорость Ω_c , по достижении которой становится выгодным образование вихревой нити. Известно, что при фиксированном моменте минимальна не сама энергия жидкости, а величина:

$$E' = E - \bar{\Omega} \bar{M}, \quad (4.14)$$

где Ω в данном случае – множитель Лагранжа. Напоминаем, что, перейдя от E к E' , можно уже не фиксировать момент, а в конце выкладок подобрать Ω таким образом, чтобы он приобрел заданное значение. Отметим, что абсолютный минимум величины E' реализует как раз твердотельное вращение $\vec{v} = [\vec{\Omega}, \vec{x}]$ (см. выше). В неувлеченной вращением сосуда жидкости, очевидно, $E = 0$, $\vec{M} = 0$ и $E' = 0$ и потому величина Ω_c определится из условия, что величина E' равна нулю в присутствии одной вихревой нити. В предположении осевой симметрии сосуда (его ось направлена по оси вращения) ось вихря должна совпадать с последней. Энергия и момент жидкости имеют вид:

$$E = 2\pi L \int_{\xi}^R dr r \rho v^2 / 2 = \pi L \rho \frac{\hbar^2}{m^2} \ln(R/\xi),$$

$$M = 2\pi L \int_{\xi}^R dr r^2 v = \pi L \rho \frac{\hbar}{m} R^2,$$
(4.15)

где L – длина нити, ρ – плотность жидкости, R – радиус цилиндрического сосуда (для сферического сосуда результат будет отличаться от полученного ниже лишь численным множителем порядка единицы). Отсюда находим:

$$\Omega_c = \frac{\hbar}{mR^2} \ln(R/\xi).$$
(4.16)

Для пульсара с радиусом порядка 10^6 см величина (4.16) порядка 10^{-14} с $^{-1}$, что исчезающе мало по сравнению с реальной угловой скоростью пульсаров, которая меняется в пределах от десятых до тысяч с $^{-1}$. Поэтому в пульсарах заведомо имеются вихревые нити.

С ростом угловой скорости было бы выгодно увеличение скорости обтекания вихревой нити, т.е. переход к значениям числа n , превышающим единицу (см. (4.13) и последующий текст): в выражении (4.14) для E' первое слагаемое квадратично по скорости (и по n), второе линейно. Поэтому минимум E' реализует значение n , пропорциональное величине Ω . Однако именно из-за квадратичной зависимости энергии вихревой нити от n выгоднее "разменять" одну нить с $n = 2$ на две нити с $n = 1$ (для каждой). Отсюда ясно, что с ростом угловой скорости будет нарастать число нитей, каждому из значений которого отвечает свой порог Ω_{c_n} , причем:

$$\Omega_{c_n} > \Omega_{c_{n-1}} > \dots > \Omega_c.$$

При выполнении неравенства $\Omega \gg \Omega_c$ возникнет развитая система вихревых нитей (именно так обстоит дело в пульсарах). Их поле скоростей при всей его нерегулярности при усреднении по площадкам, через которые проходит много нитей, имитирует твердотельный закон вращения $v = \Omega r$. Он, как уже отмечалось выше, реализует минимум величины E' (см. (4.14)).

Плотность вихревых нитей v можно найти из соотношения $\pi R^2 v \Gamma_0 = \Gamma$ (рис. 30).

Здесь Γ_0 — циркуляция скорости вокруг нити, Γ — то же вокруг дна цилиндрического сосуда радиуса R (напоминаем, что циркуляцией называется интеграл $\int d\vec{x} \vec{v}$ по соответствующему замкнутому контуру). Простые вычисления дают $\Gamma_0 = 2\pi\hbar/m$ и $\Gamma = 2\pi\Omega R^2$, откуда:

$$v = \frac{m\Omega}{\pi\hbar}. \quad (4.17)$$

С этой величиной тесно связано среднее расстояние между вихрями d :

$$d \sim v^{-1/2}. \quad (4.18)$$

Оно зависит, не считая фундаментальных констант, только от угловой скорости, составляя для миллисекундного пульсара ($\Omega \approx 10^3 \text{ с}^{-1}$) около 10^{-3} см .

4.3.4. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ ВЕЩЕСТВА ПУЛЬСАРОВ

Как это ни кажется удивительным, но астрономам удалось заглянуть в недра удаленных от нас на расстояния порядка килопарсеков (10^{21} см и более) пульсаров и подтвердить наблюдениями теоретическое заключение о сверхтекучести вещества их сердцевин. В этом заключительном подразделе мы сообщим читателю некоторые сведения, относящиеся к этому кругу вопросов.

Как уже отмечалось выше, факт вращения пульсара запечатлен в импульсном характере его излучения, причем угловая

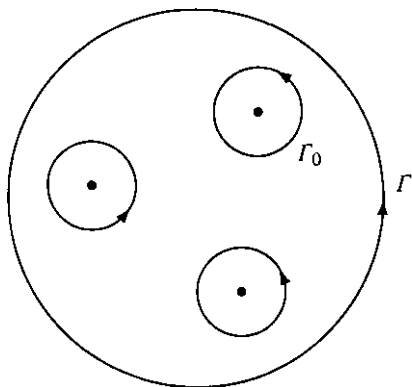


Рис. 30. Циркуляция скорости Γ в системе с вихревыми нитями:

Γ_0 — циркуляция вокруг нити

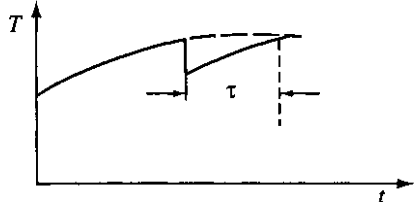


Рис. 31. Период пульсара T как функция времени t :

τ – время релаксации

скорость вращения Ω прямо связана с интервалом времени T между соседними импульсами, который, очевидно, совпадает с периодом вращения пульсара: $\Omega = 2\pi/T$. Величина T измеряется с огромной точностью, что позволяет регистрировать малейшие нарушения режима вращения пульсара. В таких нарушениях и заложен ключ к воз-

можности заглянуть внутрь пульсара. Период пульсара монотонно и медленно (с характерным временем порядка тысячи лет) растет со временем, что связано с потерей вращательной энергии на излучение и т.п. Однако на фоне такого монотонного роста время от времени возникают малые, но четко регистрируемые "сбои" периода – его внезапные уменьшения на очень малую долю (ее характерный порядок – 10^{-6}). Последующая релаксация с характерным временем τ возвращает период к прежнему значению его производной по времени (рис. 31).

Величина τ имеет порядок нескольких месяцев или года. Эта аномально большая величина и показывает, что трение внутри пульсара исчезающе мало и что вещество в этой области должно проявлять свойства сверхтекучести. Встав вначале на описательную точку зрения, можно сказать, что сбой периода, который определяется вращением коры пульсара, связан с тем, что по каким-то причинам (о них пойдет речь ниже) кора внезапно убыстрила свое вращение. Но основная часть массы пульсара сосредоточена в его сердцевине, которая в момент сбоя продолжает вращаться с прежней угловой скоростью, и лишь потом, по прошествии времени порядка τ , в результате взаимодействия сердцевины с корой их угловые скорости становятся равными. Огромная величина времени τ и служит свидетельством аномальной слабости этого взаимодействия. Но единственный практически его механизм состоит в трении коры о сердцевину, определяющемся вязкостью вещества последней (дальнодействующие силы, связывающие сердцевину и кору, – это тяготение, эффекты которого, такие как приливные силы, силы Лензе–Тирринга и др., достаточно малы).

Поэтому предположение о сверхтекучести вещества сердцевины пульсара могло бы объяснить, по крайней мере качественно, аномально большую величину времени релаксации. Однако для количественного объяснения приведенной выше цифры необходимо допустить существование некоторой доли нормаль-

ной, несверхтекучей компоненты вещества сердцевины, взаимодействие с которой частиц коры и обеспечит нужное значение τ . Нормальная компонента сверхтекучей жидкости, связанная с газом ее возбуждений, имеет заметную величину лишь не при очень низких (но, конечно, меньших T_c) температурах. Температура же внутри пульсара не превышает $T \sim 10^8$ К при значении $T_c \sim 10^{10}$ К (см. подраздел 4.3.1), так что роль такой нормальной компоненты ничтожна. Но есть нормальная компонента и другой природы – это коры вихревых нитей, которые, как уже подчеркивалось выше, занимают ничтожную долю объема сердцевины (см. подраздел 4.3.2). Расчеты показывают, что взаимодействие электронов коры с корами вихревых нитей действительно ведет к времени релаксации, которое согласуется по порядку величины с наблюдаемой величиной.

Остается понять природу самого сбоя периода, для объяснения которого предложены и обсуждаются разные точки зрения. Мы остановимся на одной из них, самой ранней по времени, и, вероятно, не самой лучшей. Такой выбор связан не только с личными предпочтениями автора, но и с тем, что эта точка зрения, хотя она и неприменима ко всем пульсарам, наиболее интересна физически и ее полезно изложить хотя бы из педагогических соображений. Мы отметим лишь, что другие точки зрения в очень большой степени основаны на картине вихревых нитей, которой мы уделили так много места.

Излагаемая точка зрения, именуемая картиной "звездотрясения", исходит из того, что в эпоху образования пульсара его угловая скорость была велика и его фигурой был эллипсоид с большим эксцентриситетом. Кора пульсара, затвердевшая в эту эпоху, приняла именно такую форму. Но позднее, по мере замедления вращения пульсара, его кора оставалась прежней, а жидкая сердцевина стремилась принять новую форму, обладающую меньшим эксцентриситетом. Этот конфликт разрешился "звездотрясением", сопровождаемым разломами и смещениями участков коры (рис. 32). В итоге момент инерции пульсара уменьшился, а угловая скорость при заданном моменте возросла. А это и есть сбой периода.

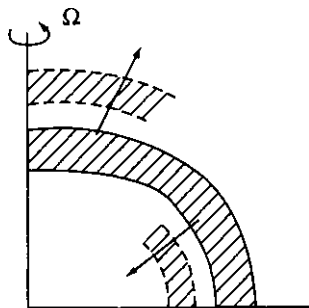


Рис. 32. Картина "звездотрясения":

Ω – угловая скорость вращения

- Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
- Халатников И.М. Теория сверхтекучести. М.: Наука, 1971.
- Манчестер Р., Тейлор Д. Пульсары. М.: Мир, 1980.
- Киржниц Д.А. Сверхтекучесть и сверхпроводимость нейтронных звезд – пульсаров // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1970. Т. 13. № 12. С. 1947.

4.4. ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ

При плотности ядерного вещества (в частности, нейтронной жидкости), ненамного превышающей ядерную – $3 \cdot 10^{14}$ г/см³, оно теряет устойчивость относительно генерации классической когерентной волны пионов с длиной волны порядка комптоновской длины волны пиона $\hbar/(m_\pi c) \simeq 1$ Фм. В результате может возникнуть состояние со стоячей пионной волной, пространственная периодичность которого роднит его с когерентным кристаллом. В этом небольшом разделе кратко обрисована физическая картина пионной конденсации и затронуты смежные вопросы.

4.4.1. ПРИНУДИТЕЛЬНАЯ БОЗЕ-КОНДЕНСАЦИЯ И ПЕРИОДИЧЕСКИЙ КОНДЕНСАТ

Вводя в подразделе 4.2.1 понятие бозе-конденсации, мы говорили об аномально большом заполнении нижнего уровня энергии $E = 0$, отвечающего равным нулю значениям импульса и волновому числу k . Соответственно, параметр порядка (волновая функция конденсата) $\Psi = |\Psi| \exp(i\phi)$ с $\phi = (\vec{k}\vec{x})$ будет отвечать пространственно однородному конденсату. Сказанное прямо отвечает бозе-конденсации идеального газа бозонов, которую можно назвать "естественной", так как она вызвана стремлением всякого тела занять наиболее низкий уровень энергии. Тогда при фиксированном числе частиц бозе-газа и при достаточно низкой температуре возникнет "переполнение" верхних уровней и перетекание частиц на нижний уровень с заполнением его конечной долей (макроскопическим числом) всех частиц, что мы и называем бозе-конденсацией. Отметим в этой связи, что в системе бозонов, число которых не сохраняется (фотоны, фононы и т.п.), бозе-конденсации в принципе не бывает – вместо переполнения верхних уровней частицы предпочтут поглотиться и выйти из игры. Лишь в условиях, когда процессы испускания и поглощения играют малую роль (когда соответствующие времена велики), можно говорить о бозе-конденсации несохраняющихся бозонов.

Помимо естественной существует и "принудительная" конденсация Бозе–Эйнштейна, обусловленная не переполнением верхних уровней, а динамическими причинами. Не вдаваясь в детали динамической картины, можно сказать, что в случае принудительной конденсации макроскопическое заполнение нижнего уровня становится энергетически выгодным. Фактически мы уже имели дело с такой ситуацией при рассмотрении упорядоченных состояний: если при $T < T_c$ возникает отличный от нуля параметр порядка, роль которого играет некоторое физическое поле (т.е. если по динамическим причинам кривая термодинамического потенциала имеет минимум при конечном значении поля), то это означает бозе-конденсацию квантов этого поля на нижнем уровне энергии. В подразделе 4.2.1 уже отмечалось, что такая конденсация ведет к появлению классической когерентной волны, имеющей в данном случае равный нулю волновой вектор k , который соответствует пространственно однородному конденсату. Примером такой ситуации может служить явление сверхпроводимости в бестоковом состоянии, когда куперовские пары образуют бозе-конденсат с $k = 0$.

Но принудительная бозе-конденсация совершенно не обязательно происходит в состоянии с $k = 0$. С тем же успехом она может идти и в состоянии с $k = k_0$ с отличным от нуля k_0 . Для этого достаточно, чтобы минимум термодинамического потенциала приходился на значение $k = k_0$ (на языке интерпретации, приведенной в подразделе 4.1.3, это отвечает отрицательному минимуму квадрата зависящей от k массы поля параметра порядка в точке $k = k_0$). Подчеркнем, что такого заведомо не может случиться при естественной конденсации: состояние с отличным от нуля k обязательно выше по энергии, чем однородное состояние. Это имеет совершенно общие причины – в квантовой механике в соответствии с принципом неопределенностей создание неоднородности требует затраты энергии, о чем свидетельствует хотя бы знак последнего члена в правой части (4.3). Как было указано при обсуждении свойств когерентного кристалла (см. подраздел 3.3.2), бозе-конденсация в состояние с $k = k_0$ с не равным нулю k_0 означает образование периодической структуры с периодом (параметром решетки) $1/k_0$. К числу таких структур и относится *пионный конденсат*.

В оставшейся части этого подраздела мы приведем несколько характерных примеров систем с бозе-конденсатом, отвечающим отличному от нуля значению k . Рассмотренный в подразделе 3.3.2 когерентный кристалл – это бозе-конденсат пар "частица–дырка", находящийся в состоянии с суммарным импульсом, равным k_0 . Сверхпроводник с током (скорость элект-

ронов $v = \hbar k_0 / m_e$) – бозе-конденсат куперовских пар с суммарным импульсом k_0 . Наконец, структурному переходу в кристалле с трансформацией решетки одного типа в другой отвечает бозе-конденсация фононов (квантов звука и одновременно квантов поля смещений узлов решетки) в состоянии с $k_0 = 1/d$, где \vec{d} – вектор смещения узла решетки при ее перестройке.

4.4.2. ПИОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Сегодня есть все основания считать, что в рамках релятивистской квантовой теории поля и на базе квантовой хромодинамики (теории взаимодействий кварков и глюонов) уже создана "настоящая", "первопринципная" теория сильных (ядерных) взаимодействий. Ее отличие, например, от квантовой электродинамики состоит, прежде всего, в существенно более сложном аппарате, что связано с нелинейностью базисных уравнений, особым свойством – "неабелевостью" ее группы симметрии и т.д. Отсюда следует замечательное свойство, носящее название "асимптотическая свобода", – ослабление взаимодействия при росте энергии или с уменьшением расстояний (в квантовой электродинамике ситуация противоположна). Поэтому из квантовой хромодинамики относительно легко, пользуясь теорией возмущений, извлекать следствия, относящиеся к "жестким" процессам, которые характеризуются большой передачей импульса или малыми относительными расстояниями. Много хуже обстоит дело для процессов, где существенны большие расстояния (превышающие масштаб 10^{-14} см). Ситуация в этой области существенно непертурбативна: взаимодействие имеет большую величину, и теория возмущений непригодна. Это ведет к появлению целого ряда новых и зачастую неожиданных эффектов, к настоящему пониманию которых еще предстоит прийти.

К числу таких эффектов относится нерешенная пока проблема "конфайнмента", т.е., выражаясь на родном языке, проблема невылетания или удержания цвета. Для пояснения нужно сказать, что кварк, помимо всех других квантовых чисел, имеет еще квантовое число "цвет", принимающее три значения – "красный", "желтый" и "синий". К необходимости этого привели принцип Паули и существование частиц, состоящих из трех одинаковых кварков, находящихся в одном и том же состоянии. И опыт и глубокие теоретические соображения привели к выводу: в природе в свободном состоянии могут существовать только "белые" (связанное состояние красного + желтого + синего кварков) или "бесцветные" (связанное состояние кварка и

антикварка одного цвета) частицы; первые объединяют барионы (нуклоны, странные фермионы, соответствующие резонансы), вторые – мезоны (пионы, каоны и т.д.). Обоснование этого вывода и составляет суть проблемы удержания цвета.

В области не очень высоких энергий (не очень малых расстояний между частицами) и, пренебрегая некоторыми достаточно тонкими эффектами, можно вообще забыть о кварках и глюонах и иметь дело только с адронами (барионами и мезонами), представляющими собой связанные состояния кварков и антикварков (см. выше). Динамика адронов – законы взаимодействия барионов друг с другом (ядерные силы) и мезонов с барионами – носит вторичный характер по отношению к элементарным взаимодействиям кварков с глюонным полем. Напомним, что хорошо известные из молекулярной физики и физики конденсированных сред силы Ван-дер-ваальса представляют собой эффективное взаимодействие нейтральных в целом сложных комплексов, которые составлены из заряженных частиц, участвующих в элементарном кулоновском взаимодействии; эти силы возникают как результат взаимной поляризации каждого из комплексов электрическим полем частиц, входящих в состав его партнера. Подобно этому ядерные силы появляются как следствие взаимных воздействий комплексов (барионов), порожденных элементарными кварк-глюонными взаимодействиями, и могут считаться прямым аналогом ван-дер-ваальсовых сил.

Качественно ядерные силы (взаимодействия между нуклонами) уже описывались выше в подразделе 4.3.1. Потенциальная яма притяжения – следствие того факта, что нуклоны обмениваются псевдоскалярными (имеющими спин 0 и отрицательную четность) частицами – пионами. Конечно, прямоугольная яма, о которой говорилось в указанном подразделе, не более, чем грубая идеализация. На самом деле форма взаимодействия гораздо сложнее. В частности, "хвост" взаимодействия отвечает однопионному обмену и на больших расстояниях оно пропорционально величине $\exp[-m_\pi r]/r$, где m_π – масса пиона. Отталкивание на малых расстояниях, скорее всего, соответствует обмену векторными (имеющими спин 1) мезонами (ρ , σ и т.п.). Для пояснения сказанного сошлемся на правило: если спин обмениваемой частицы равен s , то знак порожденного таким обменом взаимодействия равен $(-1)^{s+1}$; именно поэтому кулоновское взаимодействие имеет отталкивательный ($s = 1$), гравитационно-притягательный характер ($s = 2$).

Что же касается взаимодействия пиона с нуклоном, которое для процесса пионной конденсации играет наиболее важную

роль, то здесь, к сожалению, общих соображений, подобных приведенным выше, не имеется. Опыт (в частности, преобладающее взаимодействие в p -состоянии при сравнительно небольших энергиях) свидетельствует в пользу так называемого псевдовекторного взаимодействия, отражающего пространственную нечетность пиона ("псевдо"). Если ввести пионное поле ϕ , представляющее собой псевдоскаляр, то гамильтониан псевдовекторного взаимодействия имеет вид:

$$H' = g\psi^* \sigma \psi \nabla \phi, \quad (4.19)$$

где ψ – нуклонное поле, σ – оператор спина (матрицы Паули), g – константа связи. Взаимодействие (4.19) называют моделью Чу–Лоу.

4.4.3. ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ

Как уже отмечалось в подразделе 4.1.3, фазовый переход в упорядоченное состояние (в частности, в состояние с бозе-конденсатом) возникает при прохождении величины квадрата эффективной массы того поля, которое соответствует параметру порядка, через нуль от положительных значений к отрицательным. Для пионной конденсации параметром порядка будет служить классическая когерентная волна пионного поля ϕ , об эффективной массе которого и должна идти речь. Нам предстоит убедиться в том, что с увеличением плотности ядерного вещества квадрат эффективной массы, зависящий от волнового вектора \vec{k} , будет уменьшаться, впервые обратившись в нуль при некотором конечном значении k , равном k_0 . Возникшая в результате фазового перехода и бозе-конденсации пионов когерентная волна параметра порядка – пионного поля – будет иметь длину волны $\lambda = 2\pi/k_0$.

Прежде чем переходить к обоснованию этих утверждений, попробуем наметить разумный путь реализации этого пункта программы лекций. Проще всего было бы сослаться на то, что гамильтониан (4.19) полностью совпадает по форме с гамильтонианом взаимодействия электронов с фононами, куда тоже входит градиент фононного поля (поля смещения ядер или ионов относительно узлов решетки) ϕ . Укажем для пояснения, что если бы все ядра сместились относительно узлов на один и тот же вектор, электроны (в отсутствие внешнего поля, создающего неоднородность в их распределении) этого попросту не заметили бы. Электроны чувствуют лишь градиент смещений, т.е. в гамильтониан входит $\nabla \phi$. Поэтому, читателю, знакомому с теорией твердого тела и знающему вышеизложенный материал, а также факт существования структурных переходов с перестройкой

решетки (она, как уже отмечалось в подразделе 4.4.1, отвечает бозе-конденсации фононов), не покажется удивительной бозе-конденсация пионов и образование когерентной пионной волны.

Для другой категории читателей, знакомых с квантовой теорией поля и имеющих хотя бы минимальный опыт квантово-полевых расчетов, можно было бы избрать другой путь. Хорошо известно, что закон дисперсии частицы в пустоте (конкретно речь идет о пионе) $\omega^2 = c^2 k^2 + m_\pi^2 c^4$ модифицируется при попадании пиона в ядерную среду. Именно к правой части закона дисперсии добавляется величина $\Pi(\omega, \vec{k})$, которая носит название "поляризационный оператор" и которая показывает, как изменилась масса пиона за счет его взаимодействия со средой. Если известен гамильтониан взаимодействия пиона с частицами среды (а мы его знаем, см. (4.19)), то величину Π можно определить по сравнительно простым правилам.

По понятным причинам оба эти пути не годятся для курса, который рассчитан на читателя, не имеющего специальной подготовки. Поэтому мы выберем третий путь, достаточно нестрогий по существу и опирающийся на опытные факты, но дающий качественные аргументы в поддержку утверждения о существовании пионного конденсата при достаточно высокой плотности ядерного вещества. Конечно, при этом мы не сможем вычислить точные значения пороговой плотности, при которой возникает конденсат, длины пионной волны и иных ее характеристик. Эти величины, которые мы приведем ниже, читателю придется принять на веру.

Начнем с определения эффективной массы пиона в среде, $M_{eff}(k^2)$, которая зависит от квадрата вектора \vec{k} , а не от него самого из-за предполагаемой изотропии системы. С этой целью рассмотрим решение уравнения:

$$\omega^2 = c^2 k^2 + m_\pi^2 c^4 + \Pi(\omega, \vec{k})$$

относительно ω^2

$$\omega^2 = c^2 k^2 + [M_{eff}(k^2)]^2 c^4, \quad (4.20)$$

определяя последним уравнением понятие эффективной массы. Согласно сказанному в начале этого подраздела, пионная конденсация требует обращения в нуль и последующего перехода в отрицательную область величины $[M_{eff}(k^2)]^2$. В отсутствие среды эта величина совпадает с квадратом массы свободного пиона, а взаимодействие с нуклонами должно ее уменьшить. Это связано с тем, что пион в определенном смысле при-

Мы не станем перечислять все удивительные свойства пионного конденсата, отметив лишь одно: если мы имеем дело с когерентной волной заряженного пиона, то происходит периодическая смена состояний протона и нейтрона. А поскольку эти частицы отвечают разным значениям изотопического спина ($1/2$ и $-1/2$), можно говорить о существовании наряду с хорошо известными спиновыми волнами также и изоспиновых волн.

Непосредственные проявления пионного конденсата на опыте неизвестны. Тем не менее, многие считают, что обнаружены его косвенные проявления, которые связаны с особыми флуктуациями физических величин выше порога, при котором начинается упорядочение (явление критической опалесценции).

ЛИТЕРАТУРА

Мигдал А.Б. и др. Пионные степени свободы в ядерном веществе. М.: Наука, 1991.

5. ФИЗИЧЕСКИЙ ВАКУУМ И УНИФИКАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В этой заключительной главе обсуждаются свойства вакуума, рассматриваемого как разновидность материальной среды. Значение этой проблематики не сводится к предсказанию и объяснению тонких и весьма малых по величине эффектов квантовой теории поля (так называемых радиационных эффектов – лэмбовского сдвига, аномальных магнитных моментов лептонов и др.). В ее недрах выковался тот инструмент, который позволил осуществить объединение всех трех фундаментальных взаимодействий микромира, представив их как различные грани некоторого единого универсального взаимодействия. В его расщеплении на три хорошо известных специалистам взаимодействия ключевая роль принадлежит физическому вакууму, трактуемому не как абстрактный вектор в гильбертовом пространстве, а как реальная физическая среда, наделенная привычными для специалистов-«твердотельцев» свойствами. О наиболее важных из них и пойдет речь в этой главе.

5.1. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МИКРОМИРА

Из существующих в природе сил первой, с которой явно столкнулось человечество, была сила тяготения. Она поражала воображение своею мощью, будучи источником движения водо-

падов, горных лавин, планет, Солнца, других небесных тел. Тем более удивительно, что на масштабах микромира силы тяготения относительно ничтожны (например, для двух протонов они в $e^2 / Gm_p^2 \approx 10^{36}$ раз слабее кулоновских). Однако они обладают рядом уникальных свойств, таких как дальноедействие, притяжение одноименных зарядов (масс) и отсутствие разноименных зарядов; их сочетание ведет к образованию тел большой массы, в масштабах которых ничтожные микроскопические силы, суммируясь, превращаются в могучий фактор. Поэтому до относительно недавнего времени тяготение не включали в число фундаментальных взаимодействий микромира. Не будем рассматривать его и мы. Однако нельзя умолчать о том, что в сегодняшней фундаментальной теории тяготение не только приобрело равноправие, но и начало играть ключевую роль в общей физической картине микромира. Характер и объем этих лекций не позволяет останавливаться на этом круге вопросов.

В этом разделе мы ограничимся обсуждением некоторых свойств трех взаимодействий – электромагнитного, сильного и слабого, которые традиционно связываются с явлениями микромира.

5.1.1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ, СЛАБЫЕ И СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Вероятно, многие читатели помнят иллюстрацию из школьного учебника физики, приведенную на рис. 34. На ней был изображен препарат радиоактивного вещества, помещенный в магнитное поле \vec{B} и испускающий три типа лучей: α -лучи (поток ядер гелия, заряд $2e$), β -лучи (поток электронов, заряд $-e$)

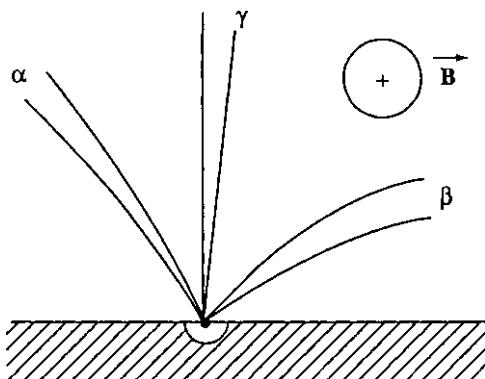


Рис. 34. Излучение радиоактивного источника:
α, β, γ – поток ядер гелия, поток электронов,
электромагнитное излучение соответственно

и γ -лучи (поток фотонов, заряд 0). Тяжелые положительно заряженные ядра гелия слабо отклоняются полем в одну сторону, легкие отрицательно заряженные электроны сильно отклоняются полем в другую сторону, нейтральные фотоны вообще никак не отклоняются полем. В учебнике эта иллюстрация должна была продемонстрировать сложный состав радиоактивного излучения. С сегодняшней же точки зрения она имеет еще более значительный смысл, показывая одновременное проявление всех трех фундаментальных взаимодействий микромира. γ -Лучи – это электромагнитные волны, испускаемые протонами при переходе ядра из возбужденного состояния в основное (электромагнитное взаимодействие). β -Лучи – это электроны, испускаемые нейтроном ядра при его распаде на протон, электрон и антинейтрино (слабое взаимодействие). Наконец, α -лучи – это ядра гелия, сформировавшиеся внутри ядра за счет ядерных сил и покинувшие его туннельным образом (сильное взаимодействие).

Электромагнитное взаимодействие – второе взаимодействие, с которым познакомилось человечество. Трудно указать время, когда это произошло, но, во всяком случае, в эпоху средневековья у естествоиспытателей было уже определенное знакомство с фактами, касающимися магнитных и отчасти электрических явлений. Но окончательное формирование классической электродинамики относится к XIX веку. Оно завершилось к последней четверти этого века созданием объединенной теории электричества, магнетизма и света трудами, главным образом, М. Фарадея и Дж.К. Максвелла.

Со слабым и сильным взаимодействиями человечество столкнулось (сначала неосознанно) в самом конце XIX века, когда было открыто явление радиоактивности, и по существу впервые заявило о своем существовании атомное ядро. Прошло немало времени – до 20 – 30-х годов XX века, пока появилось четкое представление о том, что удерживают от разлетания составные части атомного ядра не электромагнитные и не гравитационные силы, а новые, превосходящие по интенсивности уже известные – ядерные силы. Так возникло представление о сильном, ядерном взаимодействии. У истоков первоначальных представлений о ядерных силах стояли И.Е. Тамм и Х. Юкава. Первый выдвинул идею об их обменной природе, вторым был введен в науку гипотетический переносчик ядерных взаимодействий, каковым позднее оказался пион. Однако все сказанное относилось к предварительному этапу физики сильного взаимодействия. Современная картина в этой области сложилась к середине 70-х годов усилиями множества людей –

теоретиков и экспериментаторов, – среди которых если и выделять кого-либо, то, пожалуй, М. Гелл-Манна. Эта картина, отвечающая сегодняшней теории сильного взаимодействия – квантовой хромодинамике, исходит из того, что истинно элементарными на сегодня должны считаться кварки и глюоны, связанными состояниями которых являются нуклоны, пионы и т.п., первоначально считавшиеся элементарными (см. также подраздел 4.3.1).

Не менее драматична и история эволюции представлений о слабом взаимодействии, перечислением основных этапов которой мы ограничимся. Это прежде всего трудность с несохранением энергии при β -распаде, преодоленная введением и последующим подтверждением гипотезы Паули о существовании нейтрино. Это знаменитая теория β -распада Э. Ферми, улучшенная в 1958 г. М. Гелл-Манном и Р. Фейнманом, а также Р. Маршаком и М. Сударшаном (так называемая теория $(V-A)$ -взаимодействия). Этому предшествовало предсказание (Ц. Ли и Ч. Янг) и открытие (Ц. Ву, М. Ледерман и др.) несохранения четности в слабом взаимодействии, а также двухкомпонентности нейтрино, сохранения CP и др. Новый этап в теории слабого взаимодействия, покончивший с трудностями прежней теории, начался в конце 60-х годов и связан с именами С. Вайнберга, Ш. Глэшоу и А. Салама. Об этом этапе и пойдет речь в настоящей главе.

5.1.2. СРАВНЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Переходя к сопоставлению трех взаимодействий микромира, нужно сразу же подчеркнуть, что они довольно сильно отличаются друг от друга, причем имеется целый ряд отличий, относящихся к разным сторонам дела. Мы ограничимся обсуждением одного из таких отличий, в определенном смысле главного, – отличия в пространственной протяженности взаимодействия. Для сравнения удобно взять такую величину, как потенциал взаимодействия между частицей и античастицей (для сильного взаимодействия речь должна идти о взаимодействии элементарных частиц – кварка и антикварка). На рис. 35 изображены потенциалы этих взаимодействий как функции координат. Электромагнитное взаимодействие имеет дальнодействующий характер и описывается выражением:

$$U_{em} = -e_{em}^2 / (4\pi r) \quad (5.1)$$

(в этом курсе используются единицы Хевисайда!). Слабое взаимодействие, напротив, отличается короткодействием (радиус

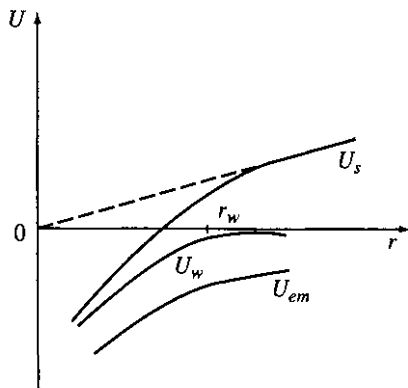


Рис. 35. Потенциал U взаимодействия "частица-античастица"

Индексы взаимодействия: em – электромагнитное, w – слабое, S – сильное. r_w – радиус слабого взаимодействия

действия $r_w \approx 10^{-16}$ см):

$$U_w = -e_w^2 \exp(-r/r_w)/(4\pi r). \quad (5.2)$$

Что же касается сильного взаимодействия, то оно не только не спадает, но, наоборот, нарастает с расстоянием:

$$U_s = -e_s^2/(4\pi r) \quad (r \rightarrow 0), \quad U_s = Qr \quad (r \rightarrow \infty). \quad (5.3)$$

Здесь величина e с индексами – заряд, отвечающий данному типу взаимодействия, Q – характерная константа размерности силы ("натяжение струны", см. ниже).

Соотношения (5.1)–(5.3) описывают статическое взаимодействие зарядов – электростатический закон Кулона для электромагнитного и его аналоги для двух остальных взаимодействий. Однако существуют еще и взаимодействия токов – магнитный закон Ампера для электромагнитного и его аналоги для двух других взаимодействий. Оказывается, что для взаимодействий токов дело качественно обстоит точно так же, как для взаимодействий зарядов: электромагнитное взаимодействие токов

$$U_{em} = e_{em}^2 (\vec{v}_1 \vec{v}_2)/(4\pi c^2 r) \quad (5.1')$$

($\vec{v}_{1,2}$ – соответствующие скорости) имеет дальнедействующий, слабое взаимодействие токов – короткодействующий, сильное взаимодействие токов – растущий с расстоянием характеры.

Особенности трех сравниваемых взаимодействий, относящиеся к их протяженности в пространстве, связаны с более глубокими их свойствами. Что касается электромагнитного взаимодействия, то его дальнедействие можно прямо соотнести с

законом сохранения электрического заряда. К сожалению, у нас нет возможности проследить здесь эту связь. Более формальным образом дальное действие связано с равенством нулю массы переносчика электромагнитного взаимодействия – фотона. Эта связь выражается простым равенством:

$$U \propto \exp(-\mu r)$$

(μ – масса частицы-переносчика), вытекающим из решения уравнения поля этой частицы $\left(\frac{d^2}{dt^2} - \Delta + \mu^2 \right) \Phi = \text{источник}$. Именно поэтому слабое взаимодействие имеет короткодействующий характер: масса переносчиков слабого взаимодействия – W - и Z -мезонов – не равна нулю и довольно велика, будучи величиной порядка 100 ГэВ. К сожалению, для сильного взаимодействия причины его роста с расстоянием не столь просты, чтобы говорить о них на ходу, и мы обсудим относящиеся к этому предмету вопросы в одном из последующих разделов главы.

5.1.3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СРЕДЕ

Говоря выше о свойствах взаимодействий в отношении их пространственной протяженности, мы считали, что их источники (заряды, токи) помещены в пустоту. Взаимодействия внутри материальной среды могут иметь совсем иные свойства. Мы рассмотрим ниже два относящихся к обычному электромагнитному взаимодействию характерных примера, которые в дальнейшем сыграют роль подсказки при выработке правильной стратегии объединения взаимодействий.

Первый пример относится к задаче о взаимодействии двух зарядов, помещенных в проводящую среду. По определению такой среды в ней имеются свободные заряды-носители, могущие перемещаться по среде под действием сколь угодно малого электрического поля. К проводящим средам относятся прежде всего проводящие твердые тела: проводники-металлы, полупроводники, некоторые органические соединения (носителями в них служат электроны). Далее, это плазма – высокоионизованная "горячая" система электронов и положительно заряженных ионов, которые и служат в данном случае носителями. Наконец, это электролиты, к которым большей частью относят водные растворы солей (молекулы последних диссоциируют под воздействием больших дипольных моментов окружающих молекул воды на положительные и отрицательные ионы, которые и выполняют функции носителей).

При помещении заряда в проводящую среду возникает явление, которое называется экранированием Дебая. Оно заключается в следующем: исходный заряд (для определенности положительный) притягивает к себе отрицательные носители среды и отталкивает положительные носители, что ведет к образованию около исходного заряда избытка, "подушки" заряда противоположного знака. А это и означает экранирование исходного заряда. Количественно дело сводится к потенциалу V исходного заряда Q :

$$V = Q \exp(-r/r_D)/r, \quad (5.4)$$

спадающему с расстоянием быстрее, чем кулоновский Q/r . Величина r_D , называемая радиусом экранирования или радиусом Дебая, равна сумме по сортам частиц $\sum_i [e_i^2 n_i / (kT)]^{1/2}$ в случае высоких температур (плазма) и $[p_F / \hbar a_0]^{-1/2} / \pi$, где n – концентрация частиц, $p_F = \hbar [3\pi^2 n]^{1/3}$ – импульс Ферми, $a_0 = \hbar^2 / (me^2)$ – боровский радиус электрона, в случае "холодного" вещества (металл). Мы не будем останавливаться на деталях вывода приведенных формул и укажем лишь его идею. Исходим из уравнения Пуассона $\Delta V = \sum_i e_i n_i$ и, предполагая потенциал относительно малым, разложим концентрацию n_i , которая перераспределилась под действием поля, в ряд по V , ограничиваясь линейным членом. Это дает уравнение для V , решением которого служит (5.4), причем $r_D^2 = \sum_i e_i \frac{dn_i}{dV}$.

Второй пример касается экранирования тока. Нужно сказать, что такое явление происходит всегда: при включении внешнего тока по правилу Ленца возникает реактивный противоток, который и осуществляет экранировку. Однако в обычных средах, где всегда есть диссипация, такой противоток быстро затухает, а экранировка пропадает. Исключением служит сверхпроводник, в котором экранировка остается до тех пор, пока он не потеряет упорядоченность своего состояния. Чтобы придать сказанному количественную форму, обратимся к подразделу 4.2.3. Решение уравнения (4.10) в случае плоской границы сверхпроводника $x = 0$ (x – координата, отсчитываемая внутрь сверхпроводника) имеет вид:

$$A \propto \exp(-x/\lambda_L), \quad (5.5)$$

что аналогично и для трехмерного случая. Такой закон спада магнитного поля носит название закона Лондонов, а сам он следует из более общего явления – эффекта Мейсснера (вытал-

кивания магнитного поля из сверхпроводника). В основе же всего этого лежит экранирование внешнего тока ленцевским (в данном случае незатухающим) противотоком.

Читателю, даже не слишком внимательному, не может не броситься в глаза сходство выражения (5.2), с одной стороны, и формул (5.4), (5.5), с другой. Именно это сходство и послужит нам одной из подсказок при выработке стратегии объединения взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1980.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1995. Ч. 1.

Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982.

5.2. СТРАТЕГИЯ ОБЪЕДИНЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Фундаментальные взаимодействия рис. 35 в подразделе 5.1.2, с точки зрения объединения производят безнадежно-удручающее впечатление – ведь объединяемые объекты должны быть хоть сколько-нибудь похожи друг на друга, а здесь в плане пространственной протяженности обнаруживается их вопиющие различия. Поэтому нужно попытаться смягчить эти различия – сделать так, чтобы они не были изначально заданными, а возникли, так сказать, как вторичный продукт. Это означает стремление к тому, чтобы на исходном этапе все взаимодействия имели близкий вид, а различия между ними возникли бы на заключительном этапе как результат действия некоторых физических эффектов. Если сравнивать конкретно электромагнитное и слабое взаимодействия, различие которых в интересующем нас плане сводятся к разнице масс частиц-переносчиков (фотон имеет массу нуль, масса же W - и Z -частиц отлична от нуля), то здесь обсуждаемое стремление имеет дополнительные немаловажные резоны. Дело в том, что в теории векторных частиц (а частицы-переносчики имеют спин 1) возникают непреодолимые трудности при отличных от нуля значениях их массы. Поэтому и с этой точки зрения очень желательно, чтобы различия между взаимодействиями (в данном случае масс частиц-переносчиков) появились бы, где-то на самом последнем этапе. О путях реализации этого стремления пойдет речь в настоящем разделе.

Начнем с примера, который не очень далек от реальности, хотя в одном пункте и имеет достаточно умозрительный характер. Будем сопоставлять два взаимодействия – электромагнитное (кулоновское) и гравитационное – и рассмотрим, как и выше, частицу и античастицу с зарядами Q и $-Q$ и массами M каждая. Их кулоновское взаимодействие имеет вид:

$$U_{em} = -Q^2/r, \quad (5.6)$$

гравитационное:

$$U_g = -GM^2/r, \quad (5.7)$$

где G – постоянная тяготения. Есть все основания говорить о едином "кулоново-гравитационном" взаимодействии $U = -\mu^2/r$, константа связи которого μ принимает два значения – Q и \sqrt{GM} . При выборе первого из них единое взаимодействие поворачивается к нам той своей гранью, которая отвечает кулоновскому, при выборе второго – гравитационному взаимодействиям.

Теперь сделаем принципиальный шаг – переместим наши частицы из пустоты в некую среду, состоящую из частиц, которые обладают следующими свойствами. Во-первых, они должны иметь заряд и возможность свободно перемещаться по среде (среда должна быть проводящей); при этом для устойчивости среды она должна быть в целом электронейтральна, т.е. нужно предположить существование двух сортов частиц с зарядами противоположных знаков. Во-вторых, допустим, что частицы среды лишены тяготеющей (но не инертной!) массы и поэтому они не создают поля тяготения, и это поле на них не действует. В этом втором пункте и лежит нереальность, умозрительность нашего примера, в котором нарушен ни больше ни меньше, как принцип эквивалентности Эйнштейна. Тем не менее нашим целям рассматриваемый пример, играющий роль наводящего, послужит с успехом.

Сделав указанный шаг, посмотрим, что у нас получилось. Как и в обычных проводящих средах (см. подраздел 5.1.3), наши заряды испытают дебаевское экранирование, и кулоновское взаимодействие приобретет короткодействующий характер, подобный (5.4):

$$U_{em} = -Q^2 \exp(-r/r_D)/r. \quad (5.6')$$

Между тем, из-за предположенного отсутствия у частиц среды гравитационного заряда (тяготеющей массы) среда никак не скажется на гравитационном взаимодействии частиц, вид которого

останется прежним, дальнодействующим:

$$U_g = -GM^2/r. \quad (5.7')$$

Ввиду кардинальной важности для дальнейших результатов, к которым мы пришли, стоит остановиться и на мгновение перевести дух. Возобновив изложение, сравним последние два уравнения со штрихом с уравнениями под теми же номерами без штриха. Мы видим, что взаимодействие, будучи единым и дальнодействующим в пустоте, при помещении в специально подобранную среду расщепилось на две компоненты, одна из которых осталась дальнодействующей, а вторая стала короткодействующей. Сравнив же (5.6') с (5.1) (электромагнитное взаимодействие), а (5.7') с (5.2) (слабое взаимодействие), мы можем считать подсказку, которую нам дал рассматриваемый в этом подразделе пример, вполне эффективной.

Опираясь на эту подсказку, сформулируем главную идею, на которую будет опираться наша стратегия унификации фундаментальных взаимодействий. В отсутствие среды (так сказать, в "пустоте") все три фундаментальных взаимодействия образуют единое целое, различаясь самое большее величиной соответствующих компонент единой константы связи. Это единое взаимодействие должно совпадать с наиболее простым по форме электромагнитным взаимодействием. Должна найтись среда, внутри которой происходят все доступные нашему изучению процессы и которая расщепляет единое взаимодействие, делая слабое взаимодействие короткодействующим, сильное – растущим с расстоянием и не меняющее электромагнитного взаимодействия.

Таким образом, успех сформулированной стратегии зависит от двух обстоятельств: найдем ли мы в природе такую универсальную среду, внутри которой находится все сущее, и, в случае положительного исхода, сумеем ли мы наделить эту среду нужными свойствами.

5.2.2. ФИЗИЧЕСКИЙ ВАКУУМ

Универсальная среда, о которой только что говорилось, действительно существует – это физический вакуум, т.е. такое состояние безграничной системы частиц и полей, в котором нет реальных частиц и в котором средние значения полей равны нулю. Можно сказать, что вакуум представляет собой "наиболее пустую" систему в природе. Но физический вакуум – это отнюдь не абсолютная пустота (для нее существует специальный термин "математический вакуум"). В вакууме непрерывно происходят

физические процессы рождения короткоживущих (виртуальных) частиц, которые через короткое время поглощаются, и так продолжается все время. В результате физические величины, для которых в состоянии вакуума было бы естественно ожидать нулевых значений, на самом деле флуктуируют около этих значений, имея равными нулю лишь свои средние значения. Неизбежное существование таких вакуумных (или, как говорят, нулевых колебаний) прямо следует из квантовой механики. Один из ее краеугольных камней – принцип неопределенностей – говорит о невозможности координате и импульсу одновременно иметь определенные, точно измеримые значения. Именно поэтому осциллятор в квантовой механике не может покоиться в точке равновесия (иначе были бы одновременно определенными, а именно равными нулю значения его координаты и импульса) и обязательно испытывает нулевые колебания. То же относится и к другим, немеханическим степеням свободы частиц и полей.

Вакуумные флуктуации напоминают физическую картину, которую наблюдает человек, сидящий в сносимой течением лодке в турбулентном потоке. Среднее значение скорости для этого человека равно нулю, но флуктуации этой величины он в принципе может наблюдать, поскольку средний квадрат скорости отличен от нуля. То же относится и к вакуумным флуктуациям, порождающим эффекты, которые стали предметом изучения в первые послевоенные годы, когда в квантовой электродинамике произошел мощный рывок вперед. Сюда относятся так называемый лэмбовский сдвиг (расщепление уровней атома, которые находятся в слитом состоянии без учета вакуумных эффектов) и аномальный магнитный момент электрона и мюона (маленькая, в меру малости вакуумных эффектов, добавка к магнитным моментам лептонов). К этому списку следовало бы добавить и эффект Казимира – притяжение двух хорошо отполированных металлических пластинок при условии малости зазора между ними. Этот эффект возникает потому, что колебания электромагнитного поля (безразлично, нулевые или тепловые, если температура отлична от нуля) искажаются в присутствии пластин (существует граничное условие равенства электрического поля на границе металла) причем энергия, связанная с таким искажением зависит от величины зазора. А это и ведет к появлению силы притяжения Казимира. Наконец, стоит упомянуть о том, что существует эффект, называемый поляризацией вакуума: внесенный в вакуум внешний заряд поляризует его, подтягивая к себе виртуальные частицы противоположного и отталкивая от себя частицы того же знака, в результате чего внешний заряд "размазывается" в пространстве.

Все сказанное имело целью еще раз убедить читателя в том, что физический вакуум не пустота, а, напротив, сложная система со многими степенями свободы и со сложной внутренней структурой. По существу это особая разновидность материальной среды, главное отличительное свойство которой, не считая отсутствия реальных частиц – это невозможность указать систему отсчета, где эта среда покоится как целое (принцип относительности). В отсутствие внешних воздействий вакуум абсолютно ненаблюдаем, поскольку на него настроены нули физических приборов. Он, однако, становится наблюдаемым при действии на него произвольных внешних по отношению к нему факторов, о чем свидетельствуют упомянутые выше вакуумные эффекты.

Но всякая макроскопическая среда характеризуется не только (и, в определенном смысле, не столько) своей внутренней структурой, но и характером своей реакции, как говорят, своего отклика на внешние воздействия. Например, проводящая среда, о которой шла речь выше в подразделе 5.1.3, может быть устроена по-разному (металл, плазма, электролит), но она единым образом – возникновением электрического тока – откликается на приложение электрического поля. Поэтому далее мы будем уделять внимание внутреннему устройству вакуума лишь в той мере, которая характеризует отклик на внешние воздействия.

5.2.3. НЕОБХОДИМЫЕ СВОЙСТВА ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА ВАКУУМА

В главе 1 уже подробно обсуждались вопросы, относящиеся к реакции, отклику среды на электромагнитные внешние воздействия. Подчеркивалось, в частности, что качественная специфика такой реакции и количественные ее характеристики содержатся в соответствующих функциях отклика. В этом подразделе мы укажем те свойства функций отклика вакуума, которые необходимы при выборе описанной в предыдущем подразделе стратегии для получения, как результата реакции вакуума, характерных особенностей взаимодействий – короткодействия для слабого и роста с расстоянием для сильного взаимодействий. При этом, опираясь на отмеченное выше условие, совпадение в абсолютной пустоте всех трех взаимодействий с электромагнитным мы будем далее, говоря о слабом и сильном взаимодействиях, использовать электродинамический язык; соответственно, величины U для слабого и сильного взаимодействий совпадают в пустоте с величинами (5.1), (5.1') с заменой индекса " em " на " ω " и " s ". Поэтому под функциями отклика вакуума для всех трех взаимодействий будут пониматься хорошо

нам известные по материалу глав 1, 2 диэлектрическая и магнитная проницаемости ϵ и μ , снабженные соответствующими индексами.

Начнем со слабого взаимодействия. К короткодействию его электростатической части (см. подраздел 5.1.3) можно прийти, если наделить вакуум свойствами проводящей среды. Его диэлектрическую проницаемость легко найти в статическом пределе ($\omega \ll ck$). Переводя формулы (5.1), (5.2), которые нужно понимать как взаимодействие в "пустоте" и, соответственно, в среде, в импульсное представление, используем формулу (1.5), связывающую как раз поля в пустоте (индукцию \vec{D} , см. (1.3')) и в среде (напряженность \vec{E}). Это дает:

$$\epsilon_{\omega}(\omega, \vec{k}) = 1 + (r_D k)^{-2} \quad (\omega \ll ck). \quad (5.8)$$

Чтобы получить короткодействие и магнитной части слабого взаимодействия, нужно наделить вакуум свойствами сверхпроводника (см. подраздел 5.1.3), что, как уже подчеркивалось, обеспечит незатухание экранирующего тока Ленца. Отличительное свойство сверхпроводника на языке функций отклика – аномальный диамагнетизм (равенство нулю магнитной проницаемости на больших расстояниях, т.е. при $k \rightarrow 0$), который и обуславливает существование эффекта Мейсснера. Для определения проницаемости μ при $\omega \ll ck$ обратимся, опираясь на соотношение (1.5), к формуле (4.10), которую действием оператора rot , мы превратим в уравнение для индукции \vec{B} . То же уравнение без члена λ_L^{-2} , определяет, очевидно, поле в пустоте \vec{H} (см. (1.3')). Это дает:

$$\mu_{\omega}(\omega, \vec{k}) = 1 + (\lambda_L k)^{-2} \quad (\omega \ll ck). \quad (5.8')$$

При значениях $\frac{\omega}{ck}$, сравнимых с единицей, условие релятивистской инвариантности вакуума ведет к замене k^2 на $k^2 - \omega^2/c^2$, а также к равенству $r_D^2 = \lambda_L^2$. Это означает, что потенциал "слабого" аналога электромагнитного поля A_{ω} удовлетворяет уравнению:

$$\left[\frac{d^2}{c^2 dt^2} - \Delta - r_d^{-2} \right] A_{\omega} = j_{\omega} / c. \quad (5.9)$$

Мы приходим, таким образом, к ожидаемому результату: короткодействию отвечает конечная масса частиц – переносчиков

взаимодействия (в данном случае W - и Z -бозонов). Конечно, наша цель состояла не в получении этого результата, а в раскрытии тех физических механизмов, которые приводят к отличию от нуля массы частицы за счет особенностей среды, в которой частица находится.

Переходим к сильному взаимодействию, для которого нужно получить линейный ход потенциала с расстоянием. Здесь имеется два механизма – сверхпроводящий и сегнетоэлектрический. Первый из них (см. также ниже подраздел 5.3.2) основан на предположении, что вакуум представляет собой сверхпроводник, но в данном случае – по отношению к сильному взаимодействию. Сильно угрубая картину, но одновременно и облегчая понимание, допустим, что кварк содержит в своем составе магнитный монополю (и, соответственно, антикварк – антимonoполю, см. выше подраздел 2.3.2). В силу эффекта Мейсснера силовые линии магнитного поля, выходящие из монополя и входящие в антимonoполю, выталкиваются из объема системы. Но полное число силовых линий фиксировано магнитным зарядом монополя и потому им ничего не остается, как "спрессоваться" в квазиодномерную струну, соединяющую монополю и антимonoполю. Между тем, появление струны ведет к конфайнменту, или удержанию цвета: энергия однородной струны пропорциональна ее длине, а это и есть линейный закон для потенциала взаимодействия.

Второй, сегнетоэлектрический механизм конфайнмента мы обсудим в деталях в следующем разделе главы. Здесь же мы ограничимся указанием на то, что в рамках этого механизма диэлектрическая проницаемость вакуума должна стремиться к нулю на больших расстояниях. Как и в случае сверхпроводимости, это ведет к выталкиванию силовых линий (в данном случае электрического поля, точнее индукции \vec{D}) и к образованию струны. Это можно подтвердить ссылкой на формулу для энергии поля $\epsilon = \epsilon E^2/2 = D^2/(2\epsilon)$, из которой видно, что чем меньше при заданной индукции в какой-то области проницаемость, тем более выгодно отсутствие в этой области отличной от нуля индукции.

Остается сказать несколько слов о самой электродинамике, точнее говоря, о том, что представляет собой электродинамический вакуум. Он заведомо не может быть проводящей средой (и, тем более, сверхпроводником) – иначе из-за короткого замыкания не работало бы ни одно электротехническое или радиотехническое устройство. Вакуум должен быть хорошим диэлектриком с близкими к единице значениями диэлектри-

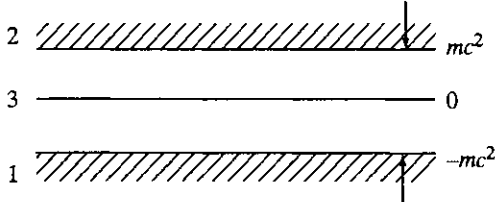


Рис. 36. Структура физического вакуума по Дираку:

1 – заполненная (валентная) зона частиц отрицательной энергии; 2 – свободная зона (зона проводимости) частиц положительной энергии; 3 – запрещенная зона (ее ширина – удвоенная энергия покоя частицы)

ческой и магнитной проницаемостей (их произведение должно равняться единице, так как скорость света в среде отличается от величины с множителем $\sqrt{\epsilon\mu}$). Если вспомнить теорию дырок Дирака, согласно которой в вакууме заполнены все уровни энергии ниже $-mc^2$ и пусты все уровни выше mc^2 (щель $2mc^2$ – запрещенная зона), то мы действительно видим (рис. 36) типичный спектр хорошего диэлектрика. Фактически искажение кулоновского взаимодействия вакуумными эффектами (упомянутая выше поляризация вакуума) сводится к весьма малым – в области не слишком больших энергий – поправкам.

ЛИТЕРАТУРА

Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988.

Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990.

Киржниц Д.А. Сверхпроводимость и элементарные частицы // УФН. 125.169.1978. Т. 125. С. 169.

Киржниц Д.А., Линде А.Д. Фазовые превращения в физике частиц и космологии // Наука и человечество, 1982.

5.3. ВАКУУМ И ЕДИНАЯ ТЕОРИЯ ЧАСТИЦ

В предыдущем разделе была намечена стратегия объединения фундаментальных взаимодействий и выяснены те свойства вакуума, которые необходимы для этой цели. Здесь будут обсуждаться способы, которые действительно дают возможность наделить вакуум желаемыми свойствами.

5.3.1. ЭЛЕКТРОСЛАБАЯ ТЕОРИЯ

Приступаем к объединению первых двух фундаментальных взаимодействий – электромагнитного и слабого: Теория такого объединения носит название "электрослабой". Согласно намеченной выше стратегии нам нужно наделить вакуум такими

свойствами, чтобы он мало сказывался на электромагнитном взаимодействии, оставляя его дальнедействующим, и в то же время резко менял слабое взаимодействие, превращая его в короткодействующее.

В разделе 4.2 уже подчеркивалось, что сверхпроводящие свойства среды не могут возникнуть без появления в ней особой подсистемы – бозе-конденсата, движение которого остается бездиссипативным, пока температура, скорость и другие подобные величины не превысят своих критических значений. Но в физическом вакууме при всем многообразии виртуальных частиц, составляющих его внутреннюю структуру, бозе-конденсатом, как говорится, и не пахнет. Поэтому залогом успеха электрослабой теории было искусственное создание бозе-конденсата, для чего были, специально придуманы и введены в состав вакуума особые скалярные (спин 0) бозе-частицы – частицы Хиггса H . Эти частицы до сих пор остаются гипотетическим объектом, в ходе эксперимента они не обнаружены и их поиск составит один из важнейших пунктов программы будущих экспериментов в области физики фундаментальных частиц и их взаимодействий.

Нужно сказать, что люди, участвовавшие в создании и развитии электрослабой теории в первые годы, о сверхпроводимости, бозе-конденсате и подобных физических понятиях, насколько можно судить, не помышляли, а стояли на более формальных позициях. В это время уже был известен рецепт (так называемый механизм Хиггса): каким образом, не задавая массу векторной частицы изначально, сделать так, чтобы она возникла как бы сама собой на последнем этапе выкладок. Этот рецепт состоял в "сдвиге" оператора скалярного поля ϕ на константу Φ , а именно: $\phi \rightarrow \phi + \Phi$ с последующим выбором этой константы по существу из условия минимума энергии в рамках нелинейной по ϕ теории. Автору этих строк пришлось в свое время затратить немало сил, чтобы убедить своих коллег в том, что операция сдвига – это не просто удобный математический прием, а отражение реального физического процесса конденсации квантов поля ϕ на нижнем уровне энергии и образования бозе-конденсата, описываемого величиной $\Phi = \langle \phi \rangle$ (см. подраздел 4.2.2).

Возвращаясь к частицам Хиггса, важно подчеркнуть, что они не имеют обычного электромагнитного заряда e_{em} , но обязательно имеют слабый заряд e_w . Такая асимметрия необходима потому, что нам нужен асимметричный результат: электромагнитное взаимодействие должно остаться дальнедействующим (и вообще не должно измениться от введения новых частиц, что

достигается наделением их достаточно большой массой), в то время как слабое должно стать короткодействующим. Наличие заряда у частиц Хиггса ведет к тому, что они должны описываться комплексным скалярным полем, в уравнение для которого величина $\nabla\phi$ должна быть заменена на "удлиненную" величину $[\nabla - ie_\omega \vec{A}_\omega / (\hbar c)]\phi$. Здесь A_ω – потенциал векторного поля W - и Z -бозонов, аналогичный потенциалу электромагнитного поля. Впрочем, нужно заметить, что потенциал A_ω на самом деле имеет еще один, изотопический индекс, входит в формулу "удлинения" более сложным, чем указано, образом и подчиняется особым уравнениям – уравнениям Янга–Миллса. Для простоты мы будем игнорировать все эти усложнения, непринципиальные с интересующей нас точки зрения. Еще одно, едва ли не самое главное требование, которое нужно учесть при формулировке электрослабой теории, сводится к неустойчивости обычного основного состояния поля ϕ относительно бозе-конденсации последнего. Согласно сказанному в подразделе 4.1.3, это сводится к выбору отрицательного знака квадрата массы частиц Хиггса (и к введению положительного члена 4-й степени поля в энергии, предотвращающего неограниченный рост поля).

С учетом всего сказанного, запишем выражение для энергии бозонов (векторного и скалярного полей) в электрослабой теории, ограничиваясь рассмотрением статического случая. Опуская вклад продольного (кулоновского) поля и вводя вектор-потенциал \vec{A}_ω , который определяет поля $\vec{E} = -\frac{d\vec{A}_\omega}{dt}$, $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}_\omega$, можно записать плотность энергии векторного поля с массой m в следующем виде:

$$E'_v = \frac{1}{2}[(E_\omega^2 + B_\omega^2) + m^2 A_\omega^2] = \frac{1}{2}[(\text{rot } \vec{A}_\omega)^2 + m^2 A_\omega^2]. \quad (5.10)$$

Условие минимума этой величины действительно дает уравнение $(\Delta - m^2)\vec{A}_\omega = 0$, отвечающее частице с массой m . Статическая часть плотности энергии скалярного поля имеет вид (см. выше):

$$E'_s = \frac{1}{2}(\nabla + ie_\omega \vec{A}_\omega / (\hbar c))\phi^* (\nabla - ie_\omega \vec{A}_\omega / (\hbar c))\phi - \\ - \frac{1}{2}M^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4. \quad (5.11)$$

Сумма $E' = E'_v + E'_s$ при $m = 0$ представляет собой релятивистское обобщение термодинамического потенциала теории Гинзбурга–

Ландау (полуфеноменологической теории сверхпроводимости (см. (4.6)). Из этого факта вытекает множество физических следствий, которые отвечают прямому переносу утверждений физики сверхпроводников в электрослабую теорию. Об одном из них пойдет речь ниже.

Варьирование величины E' по ϕ^* в предположении, что в (5.10) $m = 0$ (исходное состояние векторного поля безмассовое), ведет к уравнению для поля ϕ , которое мы не будем выписывать. Важно, что из-за "неправильного" знака квадрата массы этого поля оно имеет ненулевое решение, которое мы обозначим через ϕ_0 (бозе-конденсат). Варьирование той же величины по \bar{A}_ω ведет, с учетом условия калибровки $\text{div } \bar{A}_\omega = 0$, к уравнению для векторного поля:

$$\left(\Delta - \frac{e_\omega^2 |\phi_0|^2}{\hbar^2 c^2} \right) \bar{A}_\omega = \bar{j} / c, \quad (5.12)$$

где $\bar{j} = \frac{ie_\omega}{2\hbar} [\nabla \phi^* \phi - \phi^* \nabla \phi]$ — вектор тока частиц Хиггса. Мы приходим к замечательному факту, к которому стремились: безмассовое поле превратилось в результате упорядочения вакуума в массивное. В итоге мы заработали и короткодействие слабого взаимодействия и устранение трудностей теории массивного векторного поля.

Заметив мимоходом, что после образование бозе-конденсата знак квадрата массы частиц Хиггса исправляется, и они представляют собой нормальные в этом смысле частицы (это прямо видно, например, из рис. 4 — знак кривизны кривой свободной энергии, совпадающий со знаком квадрата массы, неправильный в начале координат и правильный в точке минимума), перейдем к важному физическому следствию механизма Хиггса. Как и всякое упорядоченное состояние, бозе-конденсат частиц Хиггса с повышением температуры в конце концов исчезнет, как и сама разница между электромагнитным и слабым взаимодействиями. Этому соответствует фазовый переход из упорядоченного состояния в неупорядоченное, происходящий при критической температуре порядка массы промежуточных бозонов $T_c \approx 10^2 \text{ ГэВ} \sim 10^{15} \text{ К}$. Как ни грандиозна эта величина и как ни мало отвечающее ей космологическое время (10^{-12} с после Большого Взрыва), она играет существенную роль в космологии ранней Вселенной, будучи близко причастной к инфляционному сценарию расширения Вселенной, к физике космических струн и т.п. (см. ниже подраздел 5.3.3).

Прежде чем перейти к основному содержанию этого подраздела укажем, что при объединении всех трех взаимодействий, включая сильное, приходится иметь дело с векторными частицами (их называют X - и Y -бозоны), которые осуществляют переходы кварков в лептоны и обратно. Массы этих бозонов очень велики – порядка 10^{15} – 10^{16} ГэВ, и они также должны возникнуть в результате спонтанного нарушения симметрии. Критическая температура такого фазового перехода того же порядка, что и приведенные цифры, составляя 10^{28} – 10^{29} К. При более высоких температурах исчезает разница между всеми тремя взаимодействиями.

Возвратимся к особенностям сильного взаимодействия, отличающим его от двух остальных, т.е. прежде всего к линейному росту потенциала с расстоянием. Как уже упоминалось выше (см. конец предыдущего раздела), к этой особенности – иными словами, к конфайнменту – могут привести сверхпроводящие свойства вакуума (по отношению к сильному взаимодействию). Кратко повторим соответствующие соображения, добавив некоторое количество деталей. Пусть кварк наряду с другими характеристиками обладает еще магнитным зарядом (имеется в виду "сильное" магнитное поле \vec{B}_s) и представляет собой магнитный монополю. Соответственно, антикварк представляет собой магнитный антимонополь (для такого предположения есть определенные основания). В "пустоте" силовые линии системы "кварк–антикварк" образуют хорошо известную картину дипольного магнитного поля и соответствуют закону притяжения $1/r$ (рис. 37). Будучи помещена в физический вакуум со сверхпроводящими свойствами, такая система радикально изменит свои свойства. В силу эффекта Мейсснера, присущего сверхпроводнику, силовые линии магнитного поля будут выталкиваться из его объема и, поскольку полный поток магнитного поля через окружающую одну частицу поверхность фиксирован $\int d\vec{S} \vec{B}_s = 4\pi g$ (здесь g – заряд монополя), магнитное поле вынуждено компактифицироваться с образованием квазиодномерного объекта – "собачьей косточки" или, по-

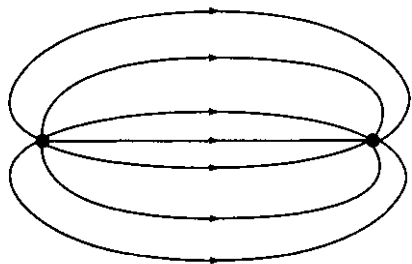


Рис. 37. Силовые линии системы "кварк–антикварк" в пустоте

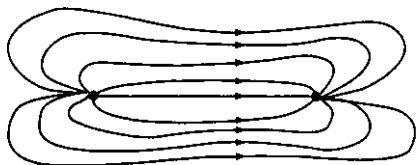


Рис. 38. Силовые линии системы "кварк-антикварк" в сверхпроводящем вакууме

научному струны (рис. 38). Струна же, имея фиксированное натяжение (энергию, приходящуюся на единицу длины), осуществляет взаимодействие, линейно растущее с расстоянием. Другая аргументация — струна представляет собой объект одномерной электро-

динамики, в которой решение уравнения Пуассона $\frac{d^2\phi}{dx^2} = -e\delta(x)$ для потенциала ϕ имеет вид линейной функции $\phi = e|x|/2$.

Остановимся теперь на другом механизме конфайнмента, который также основан на упорядочении вакуума (но уже несверхпроводящего типа) и который также ведет к образованию струны. Начнем с некоторой наводящей картины. Пусть в вакууме спонтанно появилось электрическое поле \vec{E}_s , абсолютная величина которого фиксирована, а направление совершенно произвольно, определяясь малым внешним воздействием (см. рис. 22). Если в таком поле помещена система "кварк-антикварк" с противоположными зарядами $(e_s, -e_s)$, то поле положительного левого заряда (рис. 39) ориентирует вектор \vec{E}_s в месте нахождения правого заряда направо, а отрицательный правый заряд ориентирует этот вектор в месте нахождения левого заряда тоже направо. Но сила равна произведению заряда на \vec{E}_s и потому действующая на левый заряд сила $e_s\vec{E}_s$ направлена направо, а действующий на правый заряд $-e_s\vec{E}_s$ — налево. Таким образом, наша система "кварк-антикварк" сжимается постоянной, независимой от расстояния силой. А это и есть линейно растущий с расстоянием потенциал притяжения, ведущий к конфайнменту.

Предваряя более детальный анализ рассмотренного механизма, остановимся на кратком описании явления сегнето-электрического упорядочения. Это — электрический аналог ферромагнитного упорядочения, отвечающего спонтанному



Рис. 39. Конфайнмент в сегнетоэлектрической среде:

e — заряд, \vec{E} — электрическое поле, \vec{F} — соответствующая сила, индекс s — отвечает сильному взаимодействию

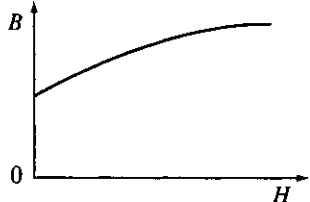


Рис. 40. Материальное уравнение ферромагнетика:

B и H – индукция и напряженность магнитного поля

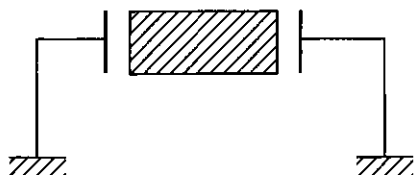


Рис. 41. Установка для осуществления сегнетоэлектрического упорядочения

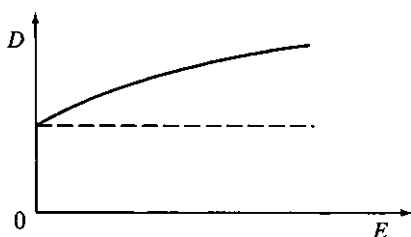


Рис. 42. Материальное уравнение сегнетоэлектрика:

D и E – индукция и напряженность электрического поля

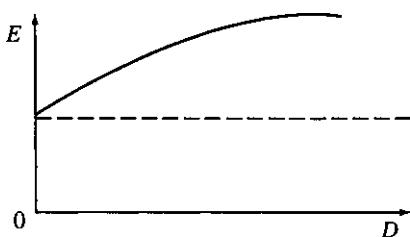


Рис. 43. Материальное уравнение вакуума сегнетоэлектрического типа

появлению индукции \vec{B} при равном нулю поле внешних источников \vec{H} (на рис. 40 изображено соответствующее материальное уравнение). В точке $\vec{H} = 0$, как видно, магнитная проницаемость $\mu \rightarrow \infty$, что соответствует высоким значениям проницаемости ферромагнетиков. В самом же сегнетике при температуре ниже критической спонтанно возникает индукция \vec{D} , которая имеется даже в отсутствие внешнего электрического поля (обкладки конденсатора заземлены, рис. 41). Соответствующее материальное уравнение изображено на рис. 42 (диэлектрическая проницаемость $\epsilon \rightarrow \infty$ при $\vec{E} = 0$); высокие значения проницаемости характерны для сегнетиков.

Возвращаясь к описанному выше механизму удержания, укажем, что для его осуществления необходимо материальное уравнение, сходное с тем, какое имеется у сегнетиков (поэтому мы и называем механизм сегнетоэлектрическим), но обратное по смыслу. Нам нужно спонтанное появление электрического поля \vec{E} при нулевом значении индукции, т.е. поля внешних источников \vec{D} (рис. 43). В электродинамике в равновесном состоянии такого быть не может. Дело в том, что если бы поле \vec{E}

возникло в основном состоянии системы, то оно ускорило бы либо внешний заряд либо компоненты пары "частица-дырка" или "частица-античастица", которую порождает само поле. Эти ускоренные частицы, покидая систему, оставляют ее в более низком по энергии состоянии, что невозможно, так как по условию исходное состояние имело наименьшую возможную энергию. И в самом деле, система со спонтанным \vec{E} , как можно показать, нестабильна и перестраивается в систему со спонтанным \vec{D} .

Так обстоит дело в электродинамике. Но в хромодинимике, которая и служит теорией сильного взаимодействия, ситуация в определенном смысле обратна электродинамической, как ни похожи эти две науки. С проявлением этого факта мы уже столкнулись выше (см. подраздел 4.4.2), когда упоминали об асимптотической свободе в хромодинимике, противопоставляя ее уменьшению взаимодействия с расстоянием в электродинамике. Более того, имеются прямые аргументы в пользу реальности материального уравнения, изображенного на рис. 43. Отметим, что для такого уравнения диэлектрическая проницаемость при $\vec{D} = 0$ равна нулю, что подобно сверхпроводнику (см. конец предыдущего раздела) ведет к выталкиванию силовых линий \vec{D} : энергия поля $\epsilon = \epsilon E^2/2 = D^2/(2\epsilon)$, а поток индукции фиксирован зарядом источников.

Остается показать, что и рассматриваемый механизм приводит к существованию струны. С этой целью решим уравнения "электростатики" с упрощенным материальным уравнением $\vec{E}_s = \vec{E}_0 = \text{const}$ (см. пункт на рис. 43)

$$\text{div } \vec{D}_s = e_s [\delta(\vec{x}) - \delta(\vec{x} - \vec{l})], \quad \text{rot } \vec{E}_s = 0,$$

где правая часть первого уравнения отвечает рис. 39. Точное решение этих трех уравнений и имеет вид бесконечно тонкой струны индукции, соединяющей заряды:

$$\vec{E}_s = \vec{E}_0 \vec{n}, \quad \vec{D}_s = -e_s \vec{l} \int_0^1 dt \delta(\vec{x} - t\vec{l}), \quad (5.13)$$

где \vec{n} – орт вектора \vec{l} . Если же положить в основу более реалистическое материальное уравнение:

$$\vec{E}_s = \vec{E}_0 + \vec{D}_s / \epsilon,$$

то струна приобретает конечную толщину $[e_s/(\epsilon E_s)]^{1/2}$. При сближении кварка и антикварка и соответствующем укорочении

струны она превращается в "мешок" – очень полезное в практическом плане понятие современной теории сильного взаимодействия (рис. 44).

В заключение еще раз подчеркнем, что использование электродинамической терминологии и обозначений применительно к слабому и сильному взаимодействиям, оправдываемое близкой аналогией соответствующих теорий, продиктовано лишь соображениями удобства и не должно пониматься слишком буквально.

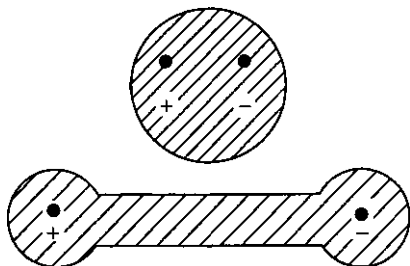


Рис. 44. "Мешок" (вверху) и "струна" (внизу)

ЛИТЕРАТУРА

Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988.

Киржниц Д.А. Сверхпроводимость и элементарные частицы // УФН. 1978. Т. 125.

Киржниц Д.А. О сегнетоэлектрическом механизме удержания цвета // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 694.

5.3.3. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

В этом заключительном подразделе будут обсуждаться макроскопические следствия единой теории частиц и их взаимодействий. Фактически речь будет идти о макроскопических проявлениях упорядоченности физического вакуума, необходимой, как подчеркивалось выше, для осуществления программы унификации взаимодействий. Такие проявления отвечают очень большой величине энергетического масштаба (как минимум, сотни ГэВ) и потому требуют сверхэкстремальных внешних условий, например, сверхвысокой температуры порядка приведенной цифры. Единственный источник таких условий – это "горячая" Вселенная на ранних этапах своей эволюции. Космологические следствия упорядоченной структуры вакуума и составят предмет последующего изложения.

Мы начнем с замечания о том, что возникновение бозе-конденсата частиц Хиггса ведет к появлению масс не только векторных частиц, но и лептонов. Очень грубая, хотя и передающая суть дела модель, соответствует их массовому члену в гамильтониане вида $g\psi^*\phi\psi$, где ψ – оператор лептонного поля в методе вторичного квантования. Очевидно, что при фазовом переходе с появлением бозе-конденсата поля Хиггса ϕ у лептона,

которому отвечает константа связи g , возникает масса:

$$m = g\Phi. \quad (5.14)$$

Очень условно те же слова можно было бы отнести и к кваркам, но из-за конфайнмента понятие массы частицы, которая неспособна находиться в свободном состоянии, лишено точного и однозначного смысла. Именно поэтому в кварковых рассуждениях и вычислениях фигурируют разные численно массы кварка – такие, как конституентная и валентная.

Переходя к космологии, отметим, что, как уже говорилось в подразделах 5.3.1 и 5.3.2, при температурах $T_{c_1} \approx 10^2 \text{ ГэВ} \approx 10^{15} \text{ К}$ и $T_{c_2} \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ ГэВ} \approx 10^{28} - 10^{29} \text{ К}$ в вакууме происходят фазовые переходы с исчезновением (если идти вверх по температуре) сначала бозе-конденсата частиц Хиггса, обеспечивающего отличие от нуля масс W - и Z -бозонов, а при втором переходе – с исчезновением бозе-конденсата других частиц Хиггса, ответственных за массы W - и Z -бозонов. Этим переходам отвечают моменты космологического времени $t_2 = 10^{-38} - 10^{-40} \text{ с}$ и $t_1 = 10^{-12} \text{ с}$, отсчитываемого от Большого Взрыва.

Первое, достаточно общее космологическое следствие сложной структуры вакуума состоит в том, что с течением космологического времени по мере остывания Вселенной она становилась все менее и менее симметричной. В момент времени t_2 , отвечающего второму фазовому переходу, от прежде триединого взаимодействия отщепляется сильное взаимодействие и остается единым лишь электрослабое взаимодействие; в момент времени t_1 (первый фазовый переход) расщепляется и последнее. Можно сказать, что эволюция Вселенной – это последовательность актов все больших и больших нарушений симметрии Мира как целого.

Далее, величины, которые первоначально имели смысл фундаментальных констант физики (подобных \hbar , c , e и т.п.), а именно: массы лептонов, промежуточных бозонов, кварков и адронов (с соответствующими оговорками, см. выше), постоянная Ферми слабого взаимодействия (она пропорциональна m_W^{-2}) приобретают статус зависящих от времени величин. Эта зависимость достаточно радикальна: например, в эпохи, предшествующие фазовым переходам, соответствующие частицы были вообще безмассовыми, нейтрино в эпоху до первого фазового перехода взаимодействовало с веществом столь же сильно, как и электрон.

Особым следствием должна считаться возможность появления в бозе-конденсате топологических дефектов – доменных сте-

нок, струн, монополей. Дело в том, что когда происходит образование бозе-конденсата, его параметры в достаточно удаленных друг от друга точках пространства никак не коррелированы друг с другом. Это связано с тем, что хотя неоднородная структура и невыгодна с энергетической точки зрения (согласно квантово-механическому принципу неопределенностей, со всякой неоднородностью связана дополнительная энергия), удаленные точки пространства просто не успевают из-за конечности скорости света "договориться" и сообщить друг другу, какое именно значение параметра им отвечает. Так, при быстром охлаждении стали в изложнице (здесь роль скорости света играет скорость звука) слиток получается поликристаллическим, а для получения монокристалла необходимо достаточно медленное, способное обеспечить возможность непрерывных коммуникаций, охлаждение изложницы.

Простейший пример топологического дефекта – доменная стенка – возникает уже в теории с действительным скалярным параметром порядка (см. подраздел 1.3.3), каковым может быть, например, параметр нарушения СР-инвариантности. Если в двух достаточно удаленных и причинно не связанных точках А и Б спонтанно возникли области упорядоченной фазы с разными знаками параметра порядка $\pm\eta_0$, то, разрастаясь, они в конце концов придут в соприкосновение с образованием доменной стенки (рис. 45). С таким дефектом связана огромная энергия, несовместимая с наблюдательными космологическими данными. Другой важный дефект – космическая струна – возникает

Рис. 45. Домены и разделяющая их граница:

$\pm\eta_0$ – равновесные значения параметра порядка в доменах, окружающих точки А, Б

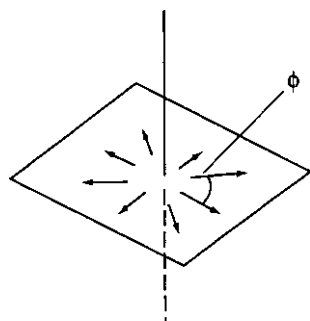
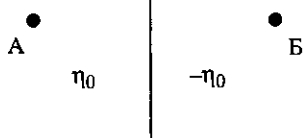


Рис. 46. Космическая струна
 ϕ – фаза параметра порядка

в теории с комплексным скалярным параметром порядка $\eta = |\eta| \exp(i\phi)$ (см. подраздел 4.1.3). Как уже отмечалось, при бозе-конденсации возникает состояние с фиксированной величиной фазы параметра порядка, но само значение этой величины определяется случайными причинами. Удобно отождествить фазу с азимутальным углом (рис. 46). Тогда, если возникшая в результате несогласованной конденсации конфигурация фаз примет вид "ершика" для чистки посуды (см. рис. 46), то

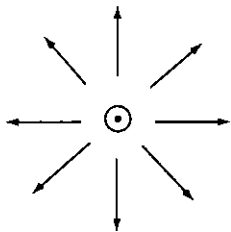


Рис. 47. Монополь ("еж")

возникнет космическая струна – бесконечно протяженный объект (или свернутая в кольцо струна), представляющий собой точную копию вихревой нити в гелии (подразделы 4.3.2 и 4.3.3). Впрочем, во вращающемся гелии это было равновесное образование, в нашем же случае – неравновесное. Космические струны своим появлением обязаны, как оказывается, второму фазовому переходу с $T_c = 10^{15}$ ГэВ и потому в них локализована огромная энергия (около 10^{43} эрг/см). Тем

удивительней, что космические струны не порождают ньютоновского поля тяготения! Это связано особым уравнением состояния вещества струны (натяжения поперек струны $p_{y,z} = 0$, вдоль струны $p_x = \epsilon$, где ϵ – плотность энергии), нужным, с точки зрения лоренц-инвариантности струны, при относительном движении вдоль струны; в ньютоновской теории $p \ll \epsilon$. Космические струны играют важную роль источника начальных флуктуаций при образовании крупномасштабной структуры Вселенной, элемента объяснения барионной асимметрии Вселенной, одной из причин образования квазаров и др. Наконец, третий тип дефектов – монополь – отвечает конфигурации фаз параметра порядка в виде трехмерного "ежа" (рис. 47). Количество таких дефектов оказывается слишком большим и несовместимым с имеющимися данными о верхней границе потока монополей.

Особое следствие вакуумного фазового перехода относится к энергетике вакуума и ее наблюдательным проявлениям. Сразу же подчеркнем, что однородный в пространстве и не зависящий от времени конденсат никак себя непосредственно не проявляет в лабораторных экспериментах – сила, действующая на пробную частицу со стороны скалярного поля, пропорциональна градиенту последнего. Однако в космологии конденсат с параметром порядка $\phi_0 = \sqrt{\beta/2\alpha}$ имеет плотность энергии, на величину $\Delta\Phi = \beta^2/4\alpha$ меньшую плотности энергии неупорядоченного состояния (см. (1.16)). При этом, как уже многократно подчеркивалось, величина ϕ_0 , а значит и $\Delta\Phi$, зависит от температуры, исчезая при $T = T_c$. Поэтому в ходе космологической эволюции, когда температура меняется со временем, будет меняться и энергия, запасенная в конденсате. Именно с уменьшением температуры эта энергия будет по абсолютной величине расти и, в силу закона сохранения, энергия надконденсатной материи, которую и воспринимают наши приборы и органы

чувств, будет увеличиваться. Поэтому мы столкнемся с рождением энергии, так сказать, "из ничего". Факт, способный привести к потере сознания у правоверного марксиста, если таковые еще не перевелись в наше время. Впрочем, этот эффект сколько-нибудь заметен лишь в эпоху, соседнюю по отношению к моменту фазового перехода.

Наконец последнее (и в определенном смысле самое важное) следствие вакуумного фазового перехода состоит в следующем. Вследствие релятивистской инвариантности вакуума (отсутствия выделенной системы отсчета, т.е. принципа относительности) конденсату отвечает отрицательное давление $p = -\epsilon = -\Delta\Phi$ (ϵ — плотность энергии, рассматривается единичный объем). Это прямо ведет к вкладу конденсата в тензор энергии-импульса T_{ik} в виде $\delta T_{ik} = \Delta\Phi g_{ik}$, где g_{ik} — метрический тензор. Поэтому вклад конденсата в уравнения Эйнштейна:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \kappa T_{ik} + \Lambda g_{ik}$$

(R_{ik} — тензор кривизны, R — его след, κ — постоянная тяготения Эйнштейна) соответствует космологической постоянной Λ (которая в действительности не постоянная, а функция времени, см. выше). Но хорошо известно, что космологическая постоянная радикально сказывается на темпах расширения Вселенной. В частности, из космологических данных следует, что в нынешнюю эпоху она с большой точностью равна нулю (однако самые последние данные не согласуются с этим выводом).

Особенно радикальным становится влияние конденсата на темпы расширения Вселенной в том случае, когда она при остывании "задержалась" в энергетически невыгодном неупорядоченном состоянии с $\eta = 0$ (см. рис. 5 и 22). По отношению к точке минимума (а ей, как отмечалось выше, отвечает нулевое значение плотности энергии и космологической постоянной) такой эпохе соответствует большое положительное значение космологической постоянной. Оказывается, что ее влияние на космологическое расширение таково, что масштабный фактор $a(t)$ Вселенной растет по экспоненциальному закону $a(t) \propto \exp(Kt)$, где $K \propto \eta_0$. Мы пришли к модели инфляции (раздувания), которая сейчас господствует в космологии ранней Вселенной. Можно упомянуть о существовании и других, более удовлетворительных механизмов инфляции, которые так или иначе связаны с существованием классического скалярного поля, отличного от нуля.

Инфляционная модель отвечает на многие вопросы, накопившиеся за долгое время, разрешая простым и естественным

образом соответствующие трудности (ряд примеров приведен ниже). Начнем с того, что благодаря быстрому расширению, мы видим сегодня лишь ничтожно малую часть мира, а остальная, преобладающая его часть ушла за горизонт (последний отвечает поверхности сферы с центром в точке наблюдения и с радиусом ct , где t – время от Большого Взрыва). Поэтому ушли за горизонт и все неприятности, в том числе и монополю (см. выше). Далее, неудивительно, что мир близок к плоскому состоянию – кривизна ограниченного участка при расширении чувствуется все меньше и меньше. И, наконец, можно понять, почему плотность вещества Вселенной одна и та же даже в точках, настолько удаленных друг от друга, что за время от Большого Взрыва они не успели бы обменяться световыми сигналами. Ответ состоит в том, что точки успели "сговориться" в прошлом, когда расстояние между ними было мало, а сегодня оно велико именно за счет инфляции.

И в заключение мы приведем самое, пожалуй, впечатляющее следствие модели инфляции, которое было указано одним из ведущих специалистов по современной космологии А.Д. Линде (автор этих строк с гордостью числит его своим учеником). Это так называемая картина "ветвящейся Вселенной". Наверняка у читателя возникает вопрос, что было до Большого Взрыва и что будет после схлопывания Вселенной в точку (в закрытой модели, подраздел 1.2.2). Переводя этот вопрос на чисто человеческий язык, можно сказать, что он соответствует интересу ребенка к тому, что было до его рождения, и старика к тому, что будет после его смерти. Ответ заключается в следующем. Пусть мы имеем замкнутую Вселенную 1, находящуюся в стадии инфляции, и пусть в ней возникла положительная флуктуация плотности (рис. 48). Экспоненциальный закон расширения отличается тем, что благодаря начальному избытку плотности (хотя и малому), флуктуация очень быстро перегоняет по темпам своего расширения исходную Вселенную и возникает новая, дочерняя Вселенная 2.

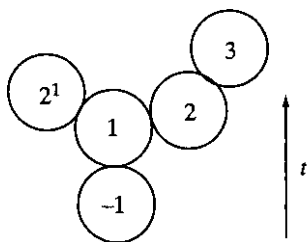


Рис. 48. Ветвящаяся Вселенная:

t – время

На этой Вселенной тоже возникает флуктуация, дающая начало внучатой Вселенной 3 и т.д. С другой стороны, такая же преемственность относится и к прошлому: Вселенная 1 возникла как итог эволюции флуктуации на Вселенной -1 и т.д. (см. рис. 48). Таким образом, ответ на законный вопрос читателя оказывается в этой модели таким же, как ответ на вопросы ребенка и

старика, – отдельная Вселенная, для определенности 2, живет ограниченное время, имея дату рождения от материнской Вселенной 1 и смерти, после которой остается Вселенная 3. Но вся совокупность Вселенных не имеет ни начала ни конца во времени. Каждый человек, – как пузырек на поверхности воды, в какой-то момент возникает, недолго существует и потом лопается, но род человеческий бессмертен (с оговорками, внесенными XX веком)!

На этой бодрой ноте и хотелось бы закончить изложение фактического материала курса.

ЛИТЕРАТУРА

Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988.

Киржниц Д.А. Сверхпроводимость и элементарные частицы // УФН. 1978. Т. 125. С. 169.

Киржниц Д.А. О сегнетоэлектрическом механизме удержания цвета // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 694.

Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. М.: Наука, 1990.

6. КРАТКОЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сделаем несколько замечаний общего характера. Генеральная тенденция развития науки состоит в том, что любая научная дисциплина с течением времени все больше дробится на части, которые все дальше расходятся друг от друга и сопровождаются все более узкой специализацией ученых. Так, если еще в начале Нового времени физика и медицина были слиты в рамках натуральной философии, то сегодня об этом напоминают лишь английское (the physician) и устаревшее русское (физикант) обозначения профессии "медик", слово "физикат" – старое название медицинского училища, да еще существование врачей-физиотерапевтов.

Однако сегодня же становится все более явной и противоположная тенденция сближения далеких, казалось бы, друг от друга областей знания и бурного развития пограничных, междисциплинарных направлений. Иллюстрацией этого и может служить данный курс, где тесно сплелись ядерная физика, физика конденсированных сред, астрофизика и космология. Именно в подобном сплетении лежат корни недавнего прогресса фундаментальной физики и космофизики. Быть может, и в будущем самые важные и интересные открытия ожидают нас как раз на стыке далеких друг от друга наук.

Хочется надеяться, что после знакомства с содержанием курса у начинающего физика появится (или укрепитя) ощущение единства физического мира на всех уровнях его иерархии – от субъядерного до космического. Такое единство проявляется не только в существовании общих законов природы, область действия которых охватывает широчайший диапазон масштабов – от 10^{-33} см (субмикромир) до 10^{28} см (Метагалактика). Имеется в виду, например, общий вид уравнений электродинамики (с необходимыми оговорками, касающимися квантовых или общерелятивистских эффектов). Более того, оказывается, что и конкретные физические механизмы с успехом используются Природой одновременно в самых разных областях явлений (имеется в виду, например, сверхпроводящий механизм формирования масс элементарных частиц). Такая всеобщность и универсальность вместе со свойственной Природе соразмерностью и гармонией не просто поражают воображение, но и оставляют отчетливое впечатление, что за видимым миром вещей и явлений стоит некое высшее организующее начало. Именно здесь лежат корни "религиозного" (в духе Спинозы, Эйнштейна, отчасти Сахарова) восприятия окружающего нас мира, которое, к сожалению, пока еще недооценивается рационально мыслящим большинством. А ведь такое восприятие превращает сухого "технаря" в естествоиспытателя, не просто испытывающего радость познания совершенной структуры мира, но и одухотворенного сознанием своей поистине жреческой миссии посредника между незримым архитектором, непостижимо гениальные замыслы которого воплощены в окружающем нас мире и в нас самих, и остальным человечеством.

Предисловие	96
1. Введение	97
1.1. Цели и задачи курса, краткое содержание курса	97
1.2. Краткие сведения из астрофизики и космологии	100
1.2.1. Звезды	100
1.2.2. Вселенная	104
Литература	107
1.3. Краткие сведения из теории конденсированных сред	107
1.3.1. Уравнения Максвелла в среде	108
1.3.2. Функции отклика и их свойства	110
1.3.3. Феноменология фазовых переходов	115
Литература	118
2. Взаимодействие частиц со средой	118
2.1. Эффект Мёссбауэра	118
Литература	122
2.2. Ориентационные эффекты	122
2.2.1. Эффект теней	123
2.2.2. Эффект каналирования	124
Литература	125
2.3. Потери энергии быстрых частиц в веществе	126
2.3.1. Потери энергии заряженной частицы	126
2.3.2. Потери энергии магнитного монополя	129
2.3.3. Черенковские потери заряда и монополя	133
2.3.4. Потери энергии нейтрино	136
Литература	138
3. Ядерная физика и кристаллическое состояние вещества	139
3.1. Плавление кристаллической среды в экстремальных условиях	139
3.1.1. Колебания ядра в кристаллической ячейке	139
3.1.2. Кривая плавления	142
3.1.3. Нейтронизация вещества	145
Литература	147
3.2. Кристаллическая решетка и свойства ядра	147
3.2.1. Формула Вейцзеккера для энергии связи ядра	148
3.2.2. Равновесный состав ядер при высокой плотности среды	150

3.2.3. Влияние кристаллической решетки на структуру ядра	152
Литература	154
3.3. Кристаллизация ядерного вещества	154
3.3.1. Обычный кристалл	154
3.3.2. Когерентный кристалл	157
3.3.3. Кристаллизация ядерного вещества	159
Литература	161
4. Упорядоченные состояния ядерного вещества	162
4.1. Общие свойства упорядоченных состояний и их феноменологическое описание	162
4.1.1. Определение упорядоченного состояния и спонтанное нарушение симметрии.	162
4.1.2. Основные свойства упорядоченного состояния и особенности фазового перехода 2-го рода	165
4.1.3. Феноменология фазовых переходов	167
Литература	170
4.2. Сверхтекучесть и сверхпроводимость	171
4.2.1. Бозе-конденсат и сверхъ явления	171
4.2.2. Сверхъ явления как возникновение упорядоченных состояний	173
4.2.3. Полуфеноменологическая теория сверхпроводимости	175
Литература	177
4.3. Сверхъ явления и ядерная физика	177
4.3.1. Критическая температура ядерного вещества	177
4.3.2. Вращение сверхтекучей жидкости	179
4.3.3. Вихревые нити в пульсаре	181
4.3.4. Наблюдательные проявления сверхтекучести вещества пульсаров	183
Литература	186
4.4. Пионная конденсация	186
4.4.1. Принудительная бозе-конденсация и периодический конденсат	186
4.4.2. Пион-нуклонное взаимодействие	188
4.4.3. Пионная конденсация	190
Литература	193
5. Физический вакуум и унификация взаимодействий	193
5.1. Фундаментальные взаимодействия микромира	193
5.1.1. Электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия	194
5.1.2. Сравнение фундаментальных взаимодействий	196
5.1.3. Электромагнитное взаимодействие в среде	198
Литература	200
5.2. Стратегия объединения взаимодействий	200
5.2.1. Наводящий пример	201
5.2.2. Физический вакуум	202
5.2.3. Необходимые свойства функций отклика вакуума	204
Литература	207

5.3. Вакуум и единая теория частиц	207
5.3.1. Электрослабая теория	207
5.3.2. Сегнетоэлектрическая модель конфайнмента	211
Литература	215
5.3.3. Космологические приложения	215
Литература	221
6. Краткое заключение	221

ТЕОРИЯ ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА В ОБЫЧНОЙ И МОНОПОЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ*

ВВЕДЕНИЕ

Содержание данного цикла лекций имеет характер дополнительных глав к курсу электродинамики материальных сред. Цикл охватывает круг вопросов, относящихся к общим безмодельным свойствам равновесной среды, которые проявляются при воздействии на нее со стороны внешних электрического заряда или магнитного монополя. Интерес к этим вопросам усилился в последнее время в связи с возросшей актуальностью ряда физических проблем (высокотемпературная сверхпроводимость, спонтанные токи, детектирование монополей и др.).

В этих лекциях предпринята попытка внести недостающую ясность в указанные вопросы и получить некоторые практические выводы, важные для обсуждаемой проблематики. Одновременно исправляется ряд неточных и ошибочных утверждений, широко используемых в литературе. Их источник коренится в некритическом применении понятия функций отклика среды, описывающих ее реакцию на внешние воздействия. Теория таких функций, играющих фундаментальную роль в макроскопической электродинамике, положена в основу последующего изложения.

Материал лекций делится на две части. В первой рассматривается обычная электродинамика материальных сред и выясняется, какие их характеристики и при каких условиях могут действительно считаться функциями отклика, удовлетворяющими общим соотношениям типа формул Крамерса–Кронига, Кубо и т.д. Одновременно устанавливаются допустимые границы изменения диэлектрической и магнитной проницаемостей равновесной среды. Особо подчеркивается возможность существования сред с отрицательным значением продольной статической диэлектрической проницаемости и обсуждаются реальные примеры таких сред.

* Московский инженерно-физический институт, 1985.

Во второй части цикла дается формулировка макроскопической электродинамики магнитного монополя, отвечающая наиболее важной ситуации, когда среда состоит из обычных зарядов, а монополь выступает лишь как источник внешнего воздействия на среду. Подчеркивается ошибочность общепринятой формулировки, использующей материальные уравнения, которые содержат обычные диэлектрическую и магнитную проницаемости среды. В действительности, реакция среды на воздействие со стороны монополя описывается дополнительными функциями отклика. Указывается ряд эффектов, специфичных для взаимодействия монополя со средой.

Данный текст представляет собой краткое тезисное изложение содержания лекций, материал которых основывается главным образом на исследованиях, выполненных в течение последнего десятилетия в ФИАНе. Значительная его часть отражена в обзорах [1–5].

МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ЗАРЯДА

Исходные уравнения. Усреднение микроскопических уравнений ведет к системе уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} \text{а) } \operatorname{rot} \vec{B} - \dot{\vec{E}} &= \vec{j}^i + \vec{j}; & \text{б) } \operatorname{div} \vec{E} &= \rho^i + \rho; \\ \text{в) } \operatorname{rot} \vec{E} + \dot{\vec{B}} &= 0; & \text{г) } \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ , \vec{j} – внешние, ρ^i , \vec{j}^i – индуцированные плотности заряда и тока (используются единицы Хевисайда, скорость света принята равной единице). Далее в основном рассматриваются однородные, изотропные, негиротропные среды и, соответственно, используются компоненты Фурье, отвечающие частоте ω и волновому вектору \vec{k} .

В линейной электродинамике вводятся соотношения:

$$\vec{j}^i = (\epsilon - 1)\dot{\vec{E}} + (1 - 1/\mu)\operatorname{rot} \vec{B}, \quad \rho^i = (1 - \epsilon)\operatorname{div} \vec{E}, \quad (2)$$

где ϵ – продольная диэлектрическая, μ – магнитная проницаемости среды. Этим определяются материальные уравнения:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (3)$$

ведущие к стандартной форме уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} \text{а) } \operatorname{rot} \vec{H} - \dot{\vec{D}} &= \vec{j}; & \text{б) } \operatorname{div} \vec{D} &= \rho; \\ \text{в) } \operatorname{rot} \vec{E} + \dot{\vec{B}} &= 0; & \text{г) } \operatorname{div} \vec{B} &= 0. \end{aligned} \quad (1')$$

Соотношения (2), (3) неоднозначны в отношении их поперечных (относительно вектора \vec{k}) компонент: благодаря уравнению (1 в), поперечные компоненты \vec{E} и \vec{B} жестко связаны друг с другом и отклики на эти величины по отдельности не имеют смысла. Поэтому в первом соотношении (2) можно с помощью (1 в) переносить часть первого слагаемого во второе и обратно. В частности, можно положить:

$$\vec{j}_t^i = (\epsilon_t - 1)\vec{E}, \quad \vec{j}_l^i = (\epsilon - 1)\vec{E} \quad (2')$$

(l и t – индексы продольной и поперечной относительно \vec{k} компонент), что ведет к материальным уравнениям:

$$\vec{D}_l = \epsilon \vec{E}_l, \quad \vec{D}_t = \epsilon_t \vec{E}_t, \quad \vec{B} = \vec{H}, \quad (3')$$

где ϵ_t – поперечная диэлектрическая проницаемость, несущая ту же информацию, что и μ .

Вообще электродинамика заряда описывается двумя характеристиками среды, отвечающими двум типам воздействия на нее – со стороны продольного (электрического) и поперечного (электрического + магнитного) полей. В общем случае можно положить:

$$\vec{D}_l = \epsilon \vec{E}_l, \quad \vec{D}_t = \tilde{\epsilon} \vec{E}_t, \quad \vec{B} = \tilde{\mu} \vec{H}, \quad (3'')$$

где величины $\tilde{\epsilon}$ и $\tilde{\mu}$ произвольны, но связаны соотношением:

$$\omega^2 \tilde{\epsilon} - k^2 / \tilde{\mu} = \omega^2 \epsilon - k^2 / \mu = \omega^2 \epsilon_t - k^2. \quad (4)$$

Наиболее удобный и естественный способ задания материальных уравнений состоит в установлении связи между потенциалами и плотностями внешних зарядов и токов:

$$\varphi = (1/k^2 \epsilon) \rho, \quad \vec{A} = -[1/(\omega^2 \epsilon - k^2 / \mu)] \vec{j}, \quad (5)$$

где $\vec{E} = -\nabla \varphi - \dot{\vec{A}}$, $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$. Соответствующие коэффициенты пропорциональности – продольная и поперечная функции Грина фотона в среде, записанные в кулоновской калибровке.

Функции отклика. Функция отклика Φ , по определению, – это коэффициент пропорциональности (в фурье-компонентах) между результатом воздействия на среду P и самим этим воздействием B :

$$P = \Phi \times B. \quad (6)$$

Именно такую форму имеют материальные уравнения (3), (3'), (3''), (5). Столь общее определение не дает, однако, никаких

сведений о свойствах Φ , для получения которых необходимы определенные ограничения на характер величин, входящих в (6).

Слабое, но уже информативное ограничение состоит в требовании, чтобы воздействие B было подлинно внешним, т.е. полностью управляемым и не испытывающим обратного влияния со стороны самой среды. Только при этом условии соотношение (6) можно подчинить требованию причинности: результат воздействия P в данный момент времени определяется значениями самого воздействия B , относящимися лишь к предшествующим моментам времени. Отсюда известным образом следует, что функция $\Phi(\omega)$ аналитична в верхней полуплоскости частоты ω , а это, в свою очередь, ведет к дисперсионному соотношению типа Крамерса–Кронига:

$$\Phi(\omega) = \Phi(\infty) + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega' \operatorname{Im} \Phi(\omega') / (\omega'^2 - \omega^2 - i\delta). \quad (7)$$

Нужно отметить, что в релятивистской ситуации (в частности, при описании магнитных воздействий) следует использовать релятивистское условие причинности, в котором дополнительно исключается зависимость P в данной точке пространства, в данный момент времени от значений B вне светового конуса (скорость распространения воздействия не превышает скорости света). Такое жесткое условие ведет к дисперсионному соотношению Леонтовича, более ограничительному, чем (7).

Более сильное ограничение на характер величин, входящих в (6), состоит в требовании, чтобы процесс воздействия на среду описывался гамильтонианом:

$$\hat{H} = \hat{P}B, \quad (8)$$

где \hat{P} – такой явно независимый от состояния среды оператор (в классике – функция ее динамических переменных), что $\langle P \rangle = P$, где $\langle \dots \rangle$ – символ усреднения по состоянию среды. Это дает неравенство:

$$\operatorname{Im} \Phi(\omega) \leq 0, \quad (9)$$

которое следует из выражения для диссипируемой в среде в единицу времени энергии $Q = -\frac{\omega}{2} \operatorname{Im} \Phi(\omega) |B(\omega)|^2$ или из

флуктуационно-диссипационной теоремы $\operatorname{Im} \Phi(\omega) = -i\hbar \left(\frac{\omega}{T} \right) \times \times [\langle \hat{P}^2 \rangle - \langle \hat{P} \rangle^2]$. Комбинация последней с соотношением (7) дает формулу Кубо, которую можно получить и прямо из (8) с привлечением требования причинности.

Комбинации (7) и (9) ведет к неравенству, ограничивающему статическое значение функции отклика:

$$\Phi(0) \leq \Phi(\infty). \quad (10)$$

Можно показать, что (10) точно совпадает с критерием стабильности среды относительно малых флуктуаций величины P . Вообще параллелизм условий причинности и стабильности имеет глубокие корни и прослеживается достаточно далеко.

В заключение этого раздела нужно подчеркнуть, что речь шла о линейном отклике, отвечающем малому воздействию и малому его результату. Соответственно, более последовательно и привычно было бы писать все соотношения в вариациях (δP , δB и т.п.).

Функции продольного электродинамического отклика. Сопоставление первого соотношения (5) с (6) показывает, что можно произвести отождествление P с ϕ , Φ — с обратной диэлектрической проницаемостью $1/\epsilon(\omega)$ (с точностью до несущественного фактора $1/k^2$), а B — с ρ . Последняя величина, задаваемая произвольно и независимо от состояния среды, такова, что первое ограничение, о котором шла речь выше, выполнено. Это ведет к соотношению Крамерса-Кронига (7):

$$1/(\epsilon(\omega)) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega'^2 \text{Im}(1/\epsilon(\omega')) / (\omega'^2 - \omega^2 - i\delta), \quad (11)$$

в котором $\lim_{\omega \rightarrow \infty} \epsilon(\omega) = 1$ (в этом пределе заряды среды ведут себя как свободные).

Более того, первое соотношение (5) удовлетворяет и второму ограничению, выраженному формулой (8), поскольку продольный гамильтониан взаимодействия равен $\hat{\phi}\rho$. Отсюда с помощью (9) находим:

$$\text{Im } 1/\epsilon(\omega) \leq 0, \quad (12)$$

а из (10) возникает неравенство:

$$1/\epsilon(0) \leq 1. \quad (13)$$

Оно показывает, что статическое значение диэлектрической проницаемости может быть как положительной, большей единицы, так и отрицательной величиной, а значения $0 < \epsilon(0) < 1$ безусловно запрещены. Неравенство (13) имеет абсолютный характер и справедливо при любых значениях иных, помимо ω , характеристик воздействия — в частности, волнового вектора \vec{k} . Соответственно:

$$1/\epsilon(0, \vec{k}) \leq 1. \quad (13')$$

Возникает важный вопрос: нельзя ли обратить первое соотношение (5), рассматривая φ как B , ε как Φ , а ρ как P ? Это привело бы к более жестким неравенствам. Поступив таким образом, мы, однако, вступаем в конфликт уже с первым, более слабым ограничением (см. выше). Дело в том, что величина φ — это не внешний, а полный потенциал, который содержит неконтролируемый и неуправляемый вклад реакции самой среды.

Единственное исключение — случай $\vec{k} = 0$ (точнее, $k \sim 1/L$, где L — макроскопически большой размер образца среды). Ему соответствует помещение среды внутрь конденсатора, обкладки которого замкнуты на батарею, разностью потенциалов которой (т.е., в конечном счете, величиной φ) можно управлять. Подтекающие к обкладкам или оттекающие от них внешние заряды играют в данном случае, роль результата воздействия. Соответственно, справедливо соотношение Крамерса–Кронига:

$$\varepsilon(\omega, \vec{k} \rightarrow 0) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega' {}^2 \text{Im} \varepsilon(\omega, \vec{k} \rightarrow 0) / (\omega'^2 - \omega^2 - i\delta) \quad (14)$$

при обязательном условии $\vec{k} \rightarrow 0$ (соотношение (1) имеет силу при всех \vec{k}). Отсюда, с учетом (12), следует неравенство:

$$\varepsilon(0, \vec{k} \rightarrow 0) \geq 1. \quad (15)$$

Нужно, однако, подчеркнуть, что даже в исключительном случае ($\vec{k} = 0$) обращенное соотношение (5) не удовлетворяет второму ограничению, поскольку величине ρ никоим образом нельзя приписать свойств оператора, определяемого динамикой среды (зависимость ρ от состояния среды проявляется на уровне лишь средних значений, благодаря граничным условиям на поверхности среды). Поэтому для величины ε нельзя написать ни формулы Кубо, ни флуктуационно-диссипационной теоремы.

Во всяком случае соотношения Крамерса–Кронига для величины $\varepsilon(\omega, \vec{k})$ с $\vec{k} \neq 0$, подобные (14), могут нарушаться. Это соответствует появлению у величины $\varepsilon(\omega, \vec{k})$ особенностей в верхней полуплоскости ω . Такая особенность, с учетом аналитичности величины $1/\varepsilon(\omega, \vec{k})$, должна иметь полюсной характер (ветвление запрещено последним условием). Причем, как нетрудно показать, возможен только один полюс с отрицательным знаком и ограниченной снизу величиной вычета.

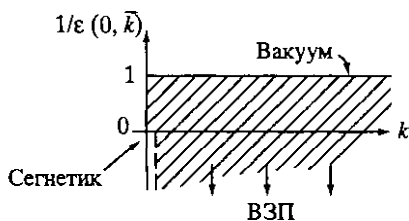


Рис. 1

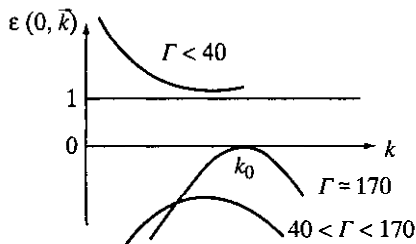


Рис. 2

На рис. 1 изображена область допустимых значений величины $\epsilon(0, \bar{k})$ (заштриховано). Ее границы имеют следующий смысл: граница $\epsilon = 1$ — предельное состояние вакуума; $\epsilon \rightarrow \infty$ при $\bar{k} = 0$ — граница устойчивости относительно перехода в сегнето-электрическое состояние; $\epsilon = 0$ при $\bar{k} \neq 0$ — граница устойчивости относительно возникновения волн зарядовой плотности.

Среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Возможность отрицательных значений величины $\epsilon(0, \bar{k})$ при $\bar{k} \neq 0$ означает, что отталкивание одноименных зарядов в среде, имеющее место при $\bar{k} \rightarrow \infty$ (на малых расстояниях), сменяется их притяжением с уменьшением значения \bar{k} . Эта возможность важна, в частности, для проблемы высокотемпературной сверхпроводимости, снимая единственное возражение против принципиальной возможности радикального повышения критической температуры сверхпроводящего перехода.

В средах с $\epsilon(0, \bar{k}) < 0$ переход от отрицательных значений ϵ к положительным (при $k = 0$) осуществляется обращением $\epsilon(0, \bar{k})$ в бесконечность и происходит по-разному для диэлектриков и проводящих сред. В первом случае (ниже некоторого значения \bar{k} , определяемого внутренними параметрами среды) величина ϵ положительна и больше единицы. Затем она обращается в бесконечность, после чего становится отрицательной, далее еще раз обращается в бесконечность и, наконец, при дальнейшем росте \bar{k} , становится положительной, стремясь в пределе к единице. В проводящих же средах $\epsilon > 0$ лишь в самой точке $\bar{k} = 0$ (когда мы находимся вне диполя, которому можно уподобить поляризованную среду), а при $\bar{k} \neq 0$ (и не слишком больших) диэлектрическая проницаемость отрицательна (рис. 2).

Сегодня нам известно уже довольно много реальных примеров сред с $\epsilon(0, \bar{k}) < 0$, которым отвечает достаточно силь-

ное взаимодействие между частицами и значительное отличие действующего поля от среднего. Сюда относятся: сильно неидеальная классическая и квантовая однокомпонентная плазма, сильные электролиты или расплавы солей, ряд простых металлов, вигнеровский кристалл и др.

На рис. 2 изображен результат численного расчета модели классической однокомпонентной плазмы с компенсирующей подложкой при разных значениях константы взаимодействия $\Gamma = e^2 n^{1/3} / T$ (n – плотность числа частиц, T – температура). При $\Gamma < 40$ величина $\epsilon(0, \vec{k})$ положительна и ведет себя обычным образом, отвечающим экранированию Дебая. В интервале $40 < \epsilon(0, \vec{k}) < 170$ диэлектрическая проницаемость меняет знак, в общем сохраняя характер своего поведения (антиэкранирование). Наконец, при $\Gamma \approx 170$ соответствующая кривая касается оси абсцисс в некоторой точке k_0 , что отвечает началу перехода в кристаллическое состояние с параметром решетки порядка $1/k_0$. Изображенные на рис. 2 кривые имеют схематический вид и не передают некоторых деталей их истинного поведения.

Следует отметить, что отрицательность величины $\epsilon(0, \vec{k})$ свойственна предкристаллизационному состоянию любой жидкости: подход к точке $\epsilon(0, \vec{k}) = 0$, отвечающей образованию волн зарядовой плотности, возможен только со стороны отрицательных значений $\epsilon(0, \vec{k})$ (см. (13')).

Функции поперечного электродинамического отклика. Сопоставим теперь с (6) второе соотношение (5), учитывая гамильтониан поперечного взаимодействия $\hat{A} \vec{j}$. Это позволяет отождествить B с \vec{j} , Φ – с величиной $1/(\omega^2 \epsilon - k^2 / \mu)$ и P – с \vec{A} . Соответственно, можно написать соотношение Крамерса–Кронига:

$$1/(\omega^2 \epsilon - k^2 / \mu) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\omega' \text{Im}(1/(\omega'^2 \epsilon - k^2 / \mu)) / (\omega'^2 - \omega^2 - i\delta) \quad (16)$$

и неравенство

$$\text{Im}(1/(\omega^2 \epsilon - k^2 / \mu)) \leq 0. \quad (16')$$

В этих соотношениях, согласно (4), можно вместо $\omega^2 \epsilon - k^2 / \mu$ взять $\omega^2 \epsilon_i - k^2$.

Если продолжить принятую выше линию рассуждений, пытаясь отсюда найти область допустимых значений магнитной проницаемости μ , то мы получим слишком слабые ограничения для этой величины. Правильный ответ дает применение диспер-

сионных соотношений Леонтовича. Однако, чтобы не усложнять изложения, мы используем иной, более формальный, но зато и более простой путь.

Комбинируя (16) и (16'), легко видеть, что величина $1/(\omega^2\epsilon - k^2/\mu)$ не имеет в верхней полуплоскости ω не только полюсов, но и нулей. Это означает, что величина $\omega^2\epsilon - k^2/\mu = \omega^2\epsilon_i - k^2$ аналитична в верхней полуплоскости ω (точек ветвления у нее не может быть, так как иначе они появились бы у обратной ей величины, что противоречило бы (16)). Поэтому, наряду с (16), справедливы дисперсионные соотношения для величины $\omega^2\epsilon - k^2/\mu$ (а также и для самой поперечной проницаемости ϵ_i), которые с учетом асимптотики $\epsilon \rightarrow 1 - \omega_p^2/\omega^2$ при $\omega \rightarrow \infty$ (ω_p^2 — сумма квадратов плазменных частот $4\pi n e^2/m$ для всех сортов заряженных частиц) принимают вид:

$$\omega^2\epsilon(\omega, \vec{k}) - k^2/\mu(\omega, \vec{k}) = \omega^2 - (k^2 + \omega_p^2) + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\omega'^2 \operatorname{Im} \frac{1}{\omega'^2\epsilon - k^2/\mu} / (\omega'^2 - \omega^2 - i\delta). \quad (17)$$

Отсюда можно найти правильные ограничения для статической магнитной проницаемости равновесной среды:

$$\mu(0, \vec{k}) \geq (1 + \omega_p^2/k^2)^{-1}. \quad (18)$$

Отклонение правой части этого неравенства от единицы открывает возможность существования диамагнетизма. При этом отрицательные значения $\mu(0, \vec{k})$, в отличие от $\epsilon(0, \vec{k})$, оказываются полностью запрещенными.

На рис. 3 изображена область допустимых значений магнитной проницаемости (заштриховано). Границы этой области отвечают предельному состоянию лондоновского сверхпроводника и границам устойчивости относительно перехода в ферромагнитное ($\vec{k} = 0$) и антиферромагнитное ($\vec{k} \neq 0$) состояния.

Возвращаясь к соотношениям Крамерса-Кронига, нужно подчеркнуть, что их заведомо нельзя написать для величины $1/\mu$,



Рис. 3

так как у сред с отрицательным значением $\epsilon(0, \vec{k})$ имеется полюс величины $\epsilon(\omega, \vec{k})$ в верхней полуплоскости ω , а одновременно, из факта аналитичности в этой области величины $\omega^2\epsilon - k^2/\mu$, и полюс $1/\mu(\omega, \vec{k})$ в

той же точке. Что же касается аналитических свойств самой магнитной проницаемости, то, из общих соображений, о них вообще ничего сказать нельзя.

Отметим в заключение этого раздела, что обращение второго соотношения (5) (ему соответствовало бы помещение среды внутрь отверстия в сверхпроводнике, где можно было бы управлять величиной магнитного потока, т.е. величиной \vec{A} , а результатом воздействия были бы внешние токи, наводимые на внутренней поверхности сверхпроводника) не дало бы ничего нового по сравнению с уже полученными выводами. Дело в том, что соотношение (17), справедливое и при $\vec{k} \neq 0$, содержит всю информацию, заключенную в дисперсионных соотношениях для обратной функции отклика.

Возможные типы электромагнитного упорядочения. Завершая этот параграф, можно ответить на несколько вопросов, касающихся возможных типов упорядочения среды. Это становится возможным после установления границ допустимых значений диэлектрической и магнитной проницаемостей среды.

Параметр порядка сегнетоэлектрика или ферромагнетика однороден в пространстве ($\vec{k} = 0$), отвечая соответственно спонтанному возникновению индукции $\vec{D}(\epsilon \rightarrow \infty)$ и магнитной индукции $\vec{B}(\mu \rightarrow \infty)$. В то же время среды с параметром порядка $\vec{E}(\epsilon = 0)$ известны лишь для случая $\vec{k} \neq 0$ — волны зарядовой плотности. Существуют ли среды с однородным параметром порядка \vec{E} , отвечающим $\vec{k} = 0$? Ответ отрицателен: соответствующий переход должен был бы происходить при $\epsilon(0, \vec{k}) = 0$ ($\vec{k} = 0$), а это значение недостижимо, так как $\epsilon(0, 0) \geq 1$.

Хорошо известны среды с параметрами порядка \vec{E}, \vec{D} и \vec{B} (они перечислены в предыдущем абзаце). Существуют ли среды с параметром порядка \vec{H} , которым отвечало бы спонтанное возникновение соответствующих токов? Ответ также отрицателен: при $\vec{k} = 0$ действует известная теорема Блоха, а при $\vec{k} \neq 0$ обращение μ в нуль — идеальный диамагнетизм — невозможно в силу условия (18).

Нужно, впрочем, заметить, что эти выводы относятся, строго говоря, лишь к устойчивости относительно нарастания малых флуктуаций соответствующего параметра порядка. В принципе можно было бы ожидать его скачкообразного возникновения. Для параметра порядка \vec{E} с $\vec{k} = 0$ это заведомо невозможно.

В самом деле, если допустить существование равновесного, отвечающего наиминимальной энергии состояния с однородным полем \vec{E} , то внешняя заряженная частица или же рожденная самим полем пара будут ускоряться в нем, отнимая у среды энергию в противоречии с исходным предположением. В действительности такая среда абсолютно нестабильна относительно сегнето-электрического упорядочения.

МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА МОНОПОЛЯ

Уравнения Максвелла с монополярными источниками. Макроскопическая электродинамика монополя служит теоретическим базисом методов его детектирования и оценок сверх потока монополей во Вселенной. Обычно в ее основе используют симметризованные относительно электрического и магнитного полей уравнения Максвелла (см. (1')):

$$\begin{aligned} \text{а) } \operatorname{rot} \vec{H} - \dot{\vec{D}} &= \vec{j}; & \text{б) } \operatorname{div} \vec{D} &= \rho; \\ \text{в) } \operatorname{rot} \vec{E} + \dot{\vec{B}} &= -\vec{j}; & \text{г) } \operatorname{div} \vec{B} &= \tilde{\rho}, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\tilde{\rho}$, \vec{j} — плотности внешних заряда и тока монополей. Поскольку среда считается состоящей из обычных частиц, в уравнениях (19 в,г) не возникает индуцированных величин. Материальные уравнения к (19) берутся в обычной форме (3): $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$, причем последнее уравнение распространяется и на продольные компоненты, которые теперь отличны от нуля. Явные решения уравнений (19) имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}_l &= -i\vec{k}\rho / \epsilon k^2, & \vec{E}_t &= -i([\vec{k}\vec{j}]/\mu - \omega\vec{j}_t)/(\omega^2\epsilon - k^2/\mu); \\ \vec{B}_l &= -i\vec{k}\tilde{\rho} / k^2, & \vec{B}_t &= -i([\vec{k}\vec{j}] + \omega\epsilon\vec{j}_t)/(\omega^2\epsilon - k^2/\mu). \end{aligned} \quad (20)$$

То новое, что вносят монополярные источники, состоит, помимо появления продольного магнитного поля, в том, что поперечные поля зависят теперь не только от комбинации $\omega^2\epsilon - k^2/\mu$ (см. (4)), но и от величин ϵ и μ по отдельности. Этот важный факт будет обсуждаться ниже.

Используемые повсеместно материальные уравнения к (19) и решения (20) в действительности неверны. Поучительно, однако, проанализировать некоторые выводы, к которым они приводят, а лишь потом перейти к их критике и к формулировке правиль-

ных уравнений. Такой анализ позволит глубже понять физику воздействия монополя на среду.

Энергетические потери. Один из методов регистрации монополей основан на том, что они, обладая большим магнитным зарядом (он в $137/2$ раз больше элементарного электрического заряда), должны сильно тормозиться в среде. Соответствующие энергетические потери связаны с ионизацией среды, испусканием черенковского излучения и т.д. Формула для потерь энергии в единицу времени:

$$dE/dt = -\int d\vec{x}(\vec{j}\vec{E} + \vec{j}\vec{H}) \quad (21)$$

представляет собой прямое обобщение известной формулы обычной электродинамики. Отметим, впрочем, что непосредственно связанный с (21) факт (сила Лоренца, действующая на монополь, включает не среднее значение микрополя, т.е. величину \vec{B} , а напряженность поля \vec{H}) на самом деле весьма непрост и требует для своего прямого вывода довольно сложных рассуждений. Как бы то ни было, сопоставляя (20) и (21), можно видеть, что энергетические потери монополя зависят не только от комбинации $\omega^2\epsilon - k^2/\mu$, но еще пропорциональны $1/\mu$ (продольные потери) и ϵ/μ , (поперечные потери).

Но, как подчеркивалось выше, в средах с отрицательным значением $\epsilon(0, \vec{k})$ оба эти фактора имеют полюса в верхней полуплоскости частоты ω . Поскольку переход в (21) к фурье-компонентам ведет к тому, что эти факторы оказываются под знаком интеграла $\int d\omega \exp(-i\omega t)$, следует ожидать аномального поведения потерь энергии монополя в таких средах. Можно легко показать, что, действительно, соответствующие энергетические потери монополя экспоненциально растут со временем:

$$dE/dt \sim -v^2 \exp(\Omega t), \quad (22)$$

где $\omega = i\Omega$ точка полюса ϵ и $1/\mu$; v — скорость монополя относительно среды. Таким образом, в рассматриваемой ситуации потери энергии монополя состоят в быстрой, взрывной перекачке его кинетической энергии в энергию поля в среде, которая полностью или частично превращается в тепло. Подчеркнем, что такая ситуация (появление полюса у ϵ и $1/\mu$) была бы невозможна в среде, содержащей макроскопическое число монополей, флуктуации монопольного тока, экспоненциально нарастающие со временем, привели бы к нестабильности среды.

Опыт Кабреры. Другой способ детектирования монополей (он привел к регистрации одного события, которое, однако, не

получило подтверждения) состоит в наблюдении скачка магнитного потока через отверстие в сверхпроводящем кольце при пролете через него монополя. Этот эффект целиком сводится к эффекту Мейсснера – выталкиванию магнитного поля из сверхпроводника. Покажем, что материальные уравнения, используемые обычно, и следующие из них решения (20) таковы, что для поля монополя нет ни эффекта Мейсснера, ни скачка магнитного потока в условиях опыта Кабреры.

В самом деле, найдем, какие поля могут существовать в толще сверхпроводника вдали от его источников. Это соответствует пределу $\bar{k} \rightarrow 0$ и одновременно $\omega = \bar{k}\bar{v} \rightarrow 0$ (для движущегося со скоростью \bar{v} точечного источника $\omega = \bar{k}\bar{v}$). В этом пределе в сверхпроводнике величина $\omega^2\epsilon - k^2/\mu$ не обращается в нуль и равна $-\lambda^{-2}$, где λ – лондоновская глубина проникновения, ϵ не имеет особенностей по ω , а $\mu \rightarrow k^2\lambda^{-2}$ (аномальный диамагнетизм). Из формул (20) видно, что при этом поперечное поле \bar{B}_\perp исчезает, продольное поле \bar{B}_\parallel сохраняется (оно вообще не чувствует среды) и поле \bar{E} , также отлично от нуля. Поэтому эффект Мейсснера отсутствует, а магнитный поток, испытывая изменение в самый момент пролета монополя через кольцо, не претерпевает никакого скачка при изменении времени от $-\infty$ до $+\infty$.

Сразу же подчеркнем, что полученные выводы – следствие стандартных исходных уравнений электродинамики монополя, и потому они верны лишь в той мере, в какой верны сами эти уравнения. К анализу этого вопроса мы и переходим.

Функции отклика в электродинамике монополя. Сомнения в правильности материальных уравнений $\bar{D} = \epsilon\bar{E}$, $\bar{B} = \mu\bar{H}$ и вытекающих из них и (19) выражений для полей (20) возникают уже при постановке вопроса: почему при введении в уравнения Максвелла монополярных источников использовалась именно пара материальных характеристик ϵ и μ , а не любая другая – эквивалентная в отсутствие монополей – пара, скажем ϵ_1 и 1 ? Как это видно из (20), и уже подчеркивалось в начале этого раздела, в присутствии монополей физически наблюдаемые величины \bar{E} и \bar{B} существенно зависят от этих характеристик.

Этот факт и предопределяет ответ на поставленный вопрос. В электродинамике монополя из всей совокупности величин $\bar{\epsilon}$ и $\bar{\mu}$ (см. (3'')), связанных соотношением (4), выделяется одна единственная пара (ее мы далее будем обозначать просто как $\bar{\epsilon}$ и $\bar{\mu}$), которая и имеет прямой физический смысл. Это проис-

ходит потому, что в присутствии монополя поперечные электрическое и магнитное поля уже развязаны из-за наличия правой части в уравнении (19в). Легко найти такую комбинацию токов \vec{j} и $\vec{\tilde{j}}$, для которой отлично от нуля лишь поперечное электрическое (либо поперечное магнитное) поле.

Таким образом, электродинамика монополя описывается не двумя, как обычно, а тремя функциями отклика – ϵ , $\omega^2\epsilon - k^2/\mu$ и $\tilde{\epsilon}$ (либо $\tilde{\mu}$, поскольку $\tilde{\epsilon}$ и $\tilde{\mu}$ по-прежнему связаны соотношением (4)). Это соответствует трем типам воздействия на среду, осуществляемым продольным и поперечным электрическими полями и поперечным магнитным полем. Поэтому правильные материальные уравнения в электродинамике монополя имеют вид:

$$\vec{D}_l = \epsilon \vec{E}_l, \quad \vec{D}_t = \tilde{\epsilon} \vec{E}_t, \quad \vec{B}_l = \tilde{\mu} \vec{H}_l, \quad (23)$$

где величины ϵ , $\tilde{\epsilon}$ и $\tilde{\mu}$ определяются индуцированными величинами:

$$\vec{j}_l^i = (\tilde{\epsilon} - 1) \vec{E} + (1 - 1/\tilde{\mu}) \text{rot} \vec{B}, \quad \rho^i = (1 - \epsilon) \text{div} \vec{E} \quad (24)$$

(см. (2)) (в первом соотношении (24) уже нельзя перегруппировать слагаемые!).

До сих пор ничего не говорилось о продольном магнитном поле, которое осуществляет четвертый тип воздействия на среду. Дело в том, что в соответствующем материальном уравнении $\vec{B}_l = \mu_l \vec{H}_l$ нет необходимости при решении уравнений Максвелла – в уравнения (19) входит лишь поперечная компонента \vec{H} . Однако если мы специально заинтересуемся, например, продольными потерями монополя, то функция отклика μ_l бесспорно войдет в игру. Мы, однако, не будем останавливаться на этом вопросе.

Свойства поперечных функций отклика. Сразу же возникает вопрос: действительно ли величина $\tilde{\epsilon}$ (о $\tilde{\mu}$ мы упоминать не будем, помня, что соотношение (4)) представляет собой новую функцию отклика, не совпадающую с ϵ или ϵ_l ? Для ответа нужно исходить из определения (24) этой функции, показывающего, что она – есть функция отклика на поперечное чисто электрическое поле.

Мы начнем с двух простых примеров, демонстрирующих несовпадение $\tilde{\epsilon}$ и ϵ . Рассмотрим сначала классическую равновесную бесстолкновительную плазму, подвергнутую воздей-

ствию полей \vec{E} и \vec{B} . Соответствующий индуцированный ток равен $\vec{j}^i = e \int dv \vec{v} \delta f$, где δf — изменение функции распределения, которое задается уравнением:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \nabla \right) \delta f = - \frac{e}{m} (\vec{E} + [\vec{v} \vec{B}]) \nabla_v f_0.$$

Поскольку равновесная функция f_0 зависит от v^2 , член с магнитным полем выпадает, а это означает, что воздействие на плазму чисто электрическим поперечным полем совпадает с воздействием на нее комбинацией электрического и магнитного полей, связанных соотношением (1в). Другими словами, для рассматриваемой среды $\tilde{\epsilon} = \epsilon_i \neq \epsilon$.

Другой пример относится к сверхпроводнику в рассмотренной выше ситуации, когда $\vec{k} \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow 0$. В этом случае можно использовать модель Лондона заряженной идеальной жидкости. Записывая $\vec{j}^i = en \delta \vec{v}$ (n — плотность жидкости) и учитывая уравнение движения $\delta \dot{\vec{v}} = \frac{e}{m} \vec{E}$ (магнитный член компенсируется членом $(\vec{v} \nabla) \vec{v}$), находим:

$$\tilde{\epsilon} = 1 - 1/\omega^2 \lambda^2 = \epsilon_i, \quad \tilde{\mu} = 1. \quad (25)$$

Эти выражения радикально отличаются от использованных выше выражений для ϵ и μ .

Теперь мы можем вернуться к опыту Кабреры и прийти к окончательному заключению об отвечающих ему теоретических предсказаниях. Снова, определяя из выражений (20) (где ϵ и μ заменены на $\tilde{\epsilon}$ и $\tilde{\mu}$) поля в толще сверхпроводника с учетом (25), можно прийти к следующим выводам. Внутри сверхпроводника поперечное электрическое поле \vec{E}_\perp отсутствует, продольное магнитное поле \vec{B}_\parallel компенсируется поперечным магнитным полем \vec{B}_\perp (эффект Мейсснера и скачок магнитного потока имеются!) за исключением тонкой (толщиной λ) нити вдоль траектории движения монополя сквозь сверхпроводник:

$$\vec{B} = - \frac{i}{\omega} \vec{j} \rightarrow - \int_{-\infty}^t dt \vec{j}.$$

Сверхпроводник обнаруживает абсолютную память о движении монополя, при котором возникают вихревые токи, не затухающие со временем.

Из приведенных примеров, иллюстрирующих несовпадение величин $\tilde{\epsilon}$, $\tilde{\mu}$ с ϵ , μ , и следует неправильность используемых обычно материальных уравнений и решений (20). Полученные из них результаты, относящиеся, в частности, к энергетическим потерям монополя, нуждаются в пересмотре.

Свойства поперечных функций отклика (продолжение). В обоих рассмотренных примерах функция отклика $\tilde{\epsilon}$ совпала с ϵ . Если бы это было общим правилом, то задачу формулировки электродинамики монополя можно было бы считать решенной. При этом рассмотренный выше эффект "взрыва" монополя, представляющий собой хорошую основу метода его детектирования, оказался бы отсутствующим, так как величина ϵ , как уже подчеркивалось выше, аналитична в верхней полуплоскости частоты.

В действительности в общем случае величина $\tilde{\epsilon}$ не совпадает и с ϵ . Однако, чтобы в этом убедиться, нужно выйти за рамки классической теории и рассмотреть квантовую среду. При этом мы столкнемся со следующей трудностью. В классической теории в уравнения движения входит сила Лоренца, в выражении для которой не составляет труда опустить магнитный член, оставив только поперечное электрическое поле. Этого нельзя сделать, однако, в общепринятом гамильтоновом формализме квантовой механики, в который входят не напряженности полей, а вектор-потенциал \vec{A} . Между тем, сам факт существования монополя (отличие от нуля правых частей (19 в,г) исключает возможность сведения полей \vec{E} и \vec{B} к вектор-потенциалу. Можно сказать, что заряженная частица в поле монополя (или в чисто электрическом поперечном поле) описывается негамильтоновой квантовой механикой.

Выход из положения состоит в использовании формализма уравнений Гейзенберга, наиболее близких по духу к классическим уравнениям. Исходным служит гейзенбергово уравнение движения для i -й частицы:

$$m\ddot{\vec{x}}(t) = \vec{F}_i + e\delta\vec{E}_0 \exp(i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)), \quad (26)$$

где \vec{F}_i сила со стороны других частиц среды, \vec{E}_0 – внешнее поле. Выражения для плотностей заряда и тока следует взять в виде:

$$\rho(\vec{x}, t) = e \sum_i \langle \delta(\vec{x} - \hat{\vec{x}}_i(t)) \rangle; \quad (27)$$

$$\vec{j}(\vec{x}, t) = e \sum_i \int d^3 p e^{i\vec{p}\vec{x}} \int_0^1 d\lambda \langle e^{-i(1-2)\vec{p}\hat{\vec{x}}_i} \hat{\vec{x}}_i e^{-i\vec{p}\vec{x}_i} \rangle.$$

Введение интеграла по λ связано с негамильтоновостью системы (с нарушением одновременного правила коммутации $[\hat{x}_i, \hat{x}_i] = -i/m$) и отвечает однородному перемещению оператора \hat{x}_i относительно \hat{x}_i . В гамильтоновой системе из (27) легко получить обычное выражение $\vec{j} = \frac{e}{2}(\dot{\hat{x}}_i \delta(\vec{x} - \hat{x}_i) + \delta(\vec{x} - \hat{x}_i) \dot{\hat{x}}_i)$.

Правильность (27) подтверждается выполнением уравнения непрерывности $\dot{\rho} + \text{div} \vec{j} = 0$ с учетом правила дифференцирования $\frac{d}{dt} e^{\hat{a}} = \int_0^1 d\lambda e^{(1-\lambda)\hat{a}} \dot{\hat{a}} e^{\lambda\hat{a}}$.

Используя (24), мы ограничимся простейшим случаем системы со слабой связью, оставляя в выражениях для функций отклика лишь члены порядка e^2 . Для функции ϵ получается обычное выражение:

$$\epsilon(\omega, \vec{k}) = 1 + \frac{2e^2}{k^2} \int d^3 p n(p) \frac{\Delta E(\vec{k})}{\Delta E(k)^2 - \omega^2 - i\delta}, \quad (28)$$

где $n(p)$ — функция распределения по импульсам; $\Delta E(\vec{k}) = (2\vec{p}\vec{k} + k^2)/2m$ — энергия возбуждения. Функция же $\tilde{\epsilon}$ имеет вид:

$$\tilde{\epsilon}(\omega, \vec{k}) = 1 - \frac{e^2}{\omega k^2} \int d^3 p n(p) \ln \left(\frac{\omega + \Delta E(\vec{k}) + i\delta}{\omega - \Delta E(\vec{k}) + i\delta} \right). \quad (29)$$

Несовпадение (28) и (29) особенно отчетливо видно в статическом пределе, где $\text{Im} \epsilon(0, \vec{k}) = 0$, $\text{Im} \tilde{\epsilon}(\omega, \vec{k}) \rightarrow 1/\omega$, а $\text{Re}(\epsilon(0, \vec{k}) - 1) = -\text{Re}(\tilde{\epsilon}(0, \vec{k}) - 1)$. Что же касается функции ϵ_i , то ее известное выражение можно свести к виду:

$$\epsilon_i(\omega, \vec{k}) = 1 + \frac{e^2}{m^2 \omega^2 k^2} \int d^3 p n(p) \left[\frac{[\vec{k}\vec{p}]^2 \Delta E(\vec{k})}{\Delta E(k)^2 - \omega^2 - i\delta} - mk^2 \right]. \quad (30)$$

Несовпадение (29) и (30) ярко проявляется также в статике, где $\epsilon_i(\omega, \vec{k}) \rightarrow \frac{k^2}{\omega^2} (1 - 1/\mu_L)$, μ_L — диамагнетизм Ландау. В классическом пределе $k^2 \ll 2\vec{p}\vec{k}$ выражения (29) и (30) совпадают, как это и должно быть (см. сказанное выше о классической плазме).

Таким образом, функция отклика $\tilde{\epsilon}$ действительно представляет собой новую функцию отклика, не совпадающую с ϵ и ϵ_r . Существования у нее особенностей в верхней полуплоскости частоты (а тем самым и эффекта "взрыва" монополя) нельзя исключить, хотя мы и не можем пока указать класс сред, для которых это реально имеет место.

Неоднородные, неизотропные, гиротропные среды. В заключение мы кратко коснемся общего случая, имея своей целью указать один качественный эффект, который здесь проявляется. Применительно к нему нужно пересмотреть структуру выражений для индуцированных заряда и тока (см. (24)), которые теперь нужно взять в наиболее общей линейной форме:

$$\vec{j}^i = i\omega \hat{a} \vec{E} + \hat{b} \vec{B}, \quad \rho^i = \text{div}(\hat{a} \vec{E}) - \frac{i}{\omega} \text{div}(\hat{b} \vec{B}),$$

где \hat{a} — некоторый тензор, \hat{b} — псевдотензор. Отсюда, используя тождество $1 = \frac{\nabla}{\Delta} \text{div} - \frac{\text{rot}}{\Delta} \text{rot}$, приходим к системе (19) с материальными уравнениями:

$$\vec{D} = \vec{E} - \hat{a} \vec{E} + \frac{i}{\omega} \frac{\nabla \text{div}}{\Delta} (\hat{b} \vec{B}), \quad \vec{H} = \vec{B} + \frac{\text{rot}}{\Delta} \hat{b} \vec{B}. \quad (31)$$

Особенность (31) состоит в том, что индукция \vec{D} выражается не только через \vec{E} , но и через \vec{B} . Сохранить обычную структуру материальных уравнений можно ценой модификации уравнений Максвелла (19б). Используя (19в), получаем вместо этого уравнения:

$$\text{div} \vec{D} = \rho + \rho_{\text{eff}}, \quad \rho_{\text{eff}} = -\text{div}(\hat{b} \vec{j}) / \omega^2, \quad (32)$$

причем:

$$\vec{D} = \vec{E} - \hat{a} \vec{E} + \frac{\nabla \text{div}}{\omega^2 \Delta} (\hat{b} \text{rot} \vec{E}). \quad (31')$$

Таким образом, если величина ρ_{eff} отлична от нуля, то монополи служит источником не только продольного магнитного, но и продольного электрического поля.

Можно привести несколько примеров, когда ρ_{eff} в принципе может быть отлично от нуля. В случае гиротропной среды, когда имеется псевдоскаляр ξ , в тензоре a_{ij} может появиться слагаемое $\xi \epsilon_{ijk} \nabla_k$, а в b_{ij} — слагаемое $\xi \delta_{ij}$. Это дает:

$$\rho_{\text{eff}} \sim \frac{i}{\omega} \xi \tilde{\rho}. \quad (33)$$

В случае анизотропной среды, когда имеется выделенный вектор \vec{n} , в тензоре b_{ij} может появиться слагаемое $\epsilon_{ijk}n_k$ и соответственно:

$$\rho_{eff} \sim \vec{n} \operatorname{rot} \vec{j} / \omega^2. \quad (34)$$

Аналогичные выражения возникнут в случае неоднородной среды, где роль \vec{n} играет соответствующий градиент. Последние два случая могут реализоваться (например, при полете монополя изнутри к поверхности среды). К сожалению, пока неясно, может ли обсуждаемый эффект облегчить детектирование монополей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киржниц Д.А. Всегда ли справедливы соотношения Крамерса–Кронига для диэлектрической проницаемости вещества? // УФН, 1976. Т. 119. С. 357.
2. Гинзбург В.Л., Киржниц Д.А. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. Д.А. Киржница. М.: Наука, 1977. Гл. 2.
3. Dolgov O.V., Kirzhnits D.A., Maksimov E.G. On the admissible sign of the static dielectric function of matter // Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. P. 81.
4. Долгов О.В., Максимов Е.Г. Эффекты локального поля и соотношения Крамерса–Кронига для диэлектрической проницаемости // УФН. 1981. Т. 135. С. 441.
5. Долгов О.В., Максимов Е.Г. Критическая температура сверхпроводников с сильной связью // УФН. 1982. Т. 138. С. 95.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	226
Макроскопическая электродинамика заряда	227
Макроскопическая электродинамика монополя	236
Литература	244

СОДЕРЖАНИЕ

ОБ ЭТОЙ КНИГЕ	5
СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА (ОТ ДЕМОКРИТА ДО КВАРКОВ).....	8
НА СТЫКЕ ЯДЕРНОЙ И "ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ" ФИЗИКИ	95
ТЕОРИЯ ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА В ОБЫЧНОЙ И МОНОПОЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ	226

Научное издание

Киржниц Давид Абрамович

ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ

Утверждено к печати

Редколлегией серии

"Памятники отечественной науки. XX век"

Российской академии наук

Зав. редакцией *М.В. Грачева*

Редактор *И.И. Невская*

Художник *Е.А. Шевейко*

Художественный редактор *Ю.И. Духовская*

Технический редактор *О.В. Аредова*

Корректор *Р.В. Молоканова*

Подписано к печати 06.10.2006

Формат 60 × 90 ¹/₁₆. Гарнитура Таймс

Печать офсетная

Усл.печ.л. 15,5 + 0,1 вкл. Усл.кр.-отт. 15,6

Уч.-изд.л. 16,2. Тираж 1000 экз. (1–500 экз. 1-й завод). Тип. з/

Издательство "Наука"

117997, Москва, Профсоюзная ул., 90

E-mail: secret@naukaran.ru

www.naukaran.ru

ППП "Типография "Наука"

121099, Москва, Шубинский пер., 6

АДРЕСА КНИГОТОРГОВЫХ ПРЕДПРИЯТИЙ ТОРГОВОЙ ФИРМЫ "АКАДЕМКНИГА" РАН

Магазины "Книга-почтой"

121099 Москва, Шубинский пер., 6; 241-02-52 www.LitRAS.ru E-mail: info@litrass.ru
197345 Санкт-Петербург, ул. Петрозаводская, 7«Б»; (код 812) 235-40-64

Магазины "Академкнига" с указанием букинистических отделов и "Книга-почтой"

- 690088 Владивосток, Океанский проспект, 140 ("Книга-почтой");
(код 4232) 45-27-91 antoli@mail.ru
620151 Екатеринбург, ул. Мамина-Сибиряка, 137 ("Книга-почтой");
(код 3433) 50-10-03 kniga@sky.ru
664033 Иркутск, ул. Лермонтова, 298 ("Книга-почтой");
(код 3952) 42-96-20 aknir@irlan.ru
660049 Красноярск, ул. Сурикова, 45;
(код 3912) 27-03-90 akademkniga@krasmail.ru
220012 Минск, просп. Независимости, 72;
(код 10375-17) 292-00-52, 292-46-52, 292-50-43 www.akademkniga.by
117312 Москва, ул. Вавилова, 55/7; 124-55-00 akadkniga@nm.ru; (Бук. отдел 125-30-3)
117192 Москва, Мичуринский проспект, 12; 932-74-79
127051 Москва, Цветной бульвар, 21, строение 2; 921-55-96 (Бук. отдел)
117997 Москва, ул. Профсоюзная, 90; 334-72-98 akademkniga@naukaran.ru
101000 Москва, Б. Спасоглинищевский пер., 8 строение 4;
624-79-19 (Бук. отдел)
630091 Новосибирск, Красный проспект, 51;
(код 3832) 21-15-60 akademkniga@mail.ru
630090 Новосибирск, Морской проспект, 22 ("Книга-почтой");
(код 3833) 30-09-22 akdmn2@mail.nsk.ru
142290 Пушкино Московской обл., МКР "В", 1 ("Книга-почтой"); (код 277) 3-38-80
191104 Санкт-Петербург, Литейный проспект, 57;
(код 812) 272-36-65 ak@akbook.ru (Бук. отдел)
194064 Санкт-Петербург, Тихорецкий проспект, 4; (код 812) 297-91-86
199034 Санкт-Петербург, Васильевский остров, 9-я линия, 16; (код 812) 323-34-62
634050 Томск, Набережная р. Ушайки, 18;
(код 3822) 51-60-36 akademkniga@mail.tomsknet.ru
450059 Уфа, ул. Р. Зорге, 10 ("Книга-почтой");
(код 3472) 24-47-62 akademkniga@ufacom.ru
450025 Уфа, ул. Коммунистическая, 49; (код 3472) 22-91-85

Коммерческий отдел, г. Москва

Телефон для оптовых покупателей: 241-03-09

www.LitRAS.ru

E-mail: info@litrass.ru

zakaz@litrass.ru

Склад, телефон 291-58-87

Факс 241-02-77

*По вопросам приобретения книг
государственные организации
просим обращаться также
в Издательство по адресу:
117997 Москва, ул. Профсоюзная, 90
тел. факс (495) 334-98-59
E-mail: initsiat@naukaran.ru
www.naukaran.ru*
