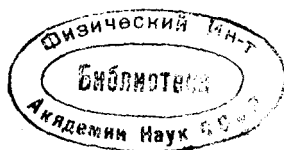


УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

Физ 8⁷ 101
АО ПРЕВРАЩЕНИЯХ АТОМНЫХ ЯДЕР, ВЫЗВАННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯМИ С МАТЕРИАЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ¹⁾

I. ОБЩИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Н. Бор и Ф. Калькар

ПРЕДИСЛОВИЕ

Как видно из заглавия, настоящая статья должна была составлять первую часть труда, состоящего из трех частей, долженствовавших появиться непосредственно друг за другом. Вторая часть мыслилась как более подробное изложение теории ядерных столкновений на основе общих соображений, изложенных ниже; третья же часть должна была содержать анализ имеющихся опытных данных о превращениях атомных ядер, основанный на тех же идеях. Однако опубликование этой статьи, печатавшейся в январе 1937 г., было задержано, а окончание остальных частей отложено; причина этого была поездка авторов в некоторые американские университеты с целью принять участие в целом ряде конференций, на которых обсуждались проблемы ядра. Тем временем теория ядра получила быстрое развитие благодаря выходу в свет ряда важных работ, появившихся в течение последних месяцев. Кроме того, прекрасный и полный обзор современного состояния ядерной динамики был опубликован Бете¹. В этот обзор вошел также и подробный разбор некоторых из развиваемых нами ниже соображений, основанный на устных докладах авторов, сделанных ими на конференции в Вашингтоне в феврале 1937 г. Имея в виду эти обстоятельства, мы временно отказались от нашего плана опубликовать более подробный труд. Для того же, чтобы сделать нашу статью более отвечающей настоящему моменту, мы присоединили к ней добавление, написанное в октябре 1937 г.; в нем содержатся указания на важнейшие из последних работ по нашему предмету, а также краткие замечания к ним.

¹⁾ Перевод А. В. Лермонтовой под редакцией В. А. Фока.

§ 1. Основные идеи

В недавно вышедшей статье^{2,1)} было указано, что необычайная легкость, с которой происходит обмен энергией между плотно упакованными частицами в атомных ядрах, играет решающую роль в ходе их превращений, вызванных столкновениями ядер с материальными частицами. При рассмотрении таких столкновений обычно делалось предположение, что превращение атомного ядра в основном состоит в непосредственной передаче энергии от падающей частицы к какой-нибудь частице первоначального ядра, что и влечет за собой выбрасывание этой последней. Однако такое предположение должно быть оставлено. Напротив того, мы должны ясно себе представить, что всякое превращение атомного ядра проходит через промежуточный этап, в котором энергия временно оказывается распределенной между всеми частицами составной системы, образованной ядром и столкнувшейся с ним частицей. При тех малых расстояниях, о каких идет речь, между любыми двумя из ядерных частиц возникают большие силы. Благодаря этому связь между частицами составной системы оказывается чрезвычайно тесной. Всякий могущий произойти распад этой системы, — будь то испускание „элементарной частицы“ вроде нейтрона или протона или же испускание „сложной“ ядерной частицы вроде дейтрона или α -луча, — следует поэтому рассматривать как отдельное событие, независимое от первого этапа процесса столкновения. Таким образом можно сказать, что окончательный результат столкновения зависит от свободной конкуренции между всеми различными процессами распада или излучения составной системы, совместимыми с обычными законами сохранения.

С этой точки зрения изучение превращений атомных ядер, вызванных столкновениями, должно прежде всего состоять в рассмотрении баланса между теми отдельными процессами, из которых состоит образование и распад промежуточной полустабильной системы.

Несмотря на то, что простые механические аналогии² очень наглядны, разработка этого вопроса, очевидно, невозможна без соответствующих квантовых соображений. Действительно, прежде всего, законы квантовой механики налагают общие ограничения на возможные энергетические состояния составной системы; кроме того, самое образование или распад этой системы часто связаны с характерными квантовыми эффектами, хорошо известными по удачному объяснению законов радиоактивного распада, данному Кондоном, Гернеем и Гамовым. Предположенная здесь

¹⁾ В более новой статье² дан краткий обзор дальнейшего развития взглядов, изложенных в цитированной статье. Более полный отчет, с более подробными ссылками на предшествующую литературу по этому предмету, содержится в речи, произнесенной на Международном физическом конгрессе в Париже в октябре 1937 г. Эта речь должна скоро появиться в докладах конгресса.

тесная связь между движениями частиц ядра заставляет, однако, внести значительные изменения в обычный способ рассмотрения таких задач, основанный на предположении, что в первом приближении частица внутри ядра движется в постоянном силовом поле. Но мы увидим, что чрезвычайная связанность частиц в ядре приводит к известным упрощениям, позволяющим сделать ряд простых заключений общего характера относительно реакций ядра.

Представление об атомных ядрах, как о квантово-механических системах, состоящих исключительно из нейтронов и протонов, как известно, привело к чрезвычайно интересным результатам, касающимся строения таких ядер. Представление это дает, во-первых, объяснение одному факту, выявленному при изучении полосатых спектров и сверхтонкой структуры сериальных линий; а именно, оно объясняет, почему собственный спин ядра любого изотопа равен четному или нечетному кратному единицы $\frac{h}{4\pi}$, в зависимости от того, четное или нечетное число его атомный вес; кроме того, это представление объясняет в общих чертах то, как меняется устойчивость ядра (а значит, и наличие изотопов и величина их дефекта массы) с атомным весом и номером. В связи с этим следует особо отметить, что полученные отсюда Гейзенбергом с сотрудниками важные данные относительно сил, действующих между частицами в ядре на малых расстояниях, основаны, в сущности, на оценке средней кинетической энергии этих частиц при нормальном состоянии ядра. Ввиду того что протоны, так же как и нейтроны, подчиняются принципу Паули, эта кинетическая энергия действительно почти не будет зависеть от условий движения частиц в ядре; что же касается порядка ее величины, то она всегда сравнима с той величиной, которая получается для энергии, если предположить, что каждая частица движется в отдельной ячейке внутри ядра.

При рассмотрении строения атомных ядер обычно предполагается, что в первом приближении ядерные частицы движутся независимо друг от друга в консервативном силовом поле, подобно внеядерным электронам в атомах. Однако благодаря гораздо более тесной связи между частицами ядра нельзя ожидать, чтобы исследование атомных ядер, основанное на этом обычном способе рассмотрения, дало бы результаты, сравнимые с действительными свойствами ядра. Несмотря на многообещающие попытки более точного расчета строения наиболее легких ядер, мы должны в настоящий момент удовольствоваться тем, что будем считать атомные ядра состоянием материи чрезвычайной плотности и электризации; свойства этого состояния можно изучать лишь путем анализа экспериментальных данных, касающихся ядерных реакций. При этом дело облегчается тем обстоятельством, что в обычных опытах над превращением атомных ядер энергия возбуждения составного ядра очень мала по сравнению с полной энергией, необходимой для полного разделения всех составляющих ядро частиц; это позволяет, как мы увидим

далее, уподобить многие свойства материи ядра свойствам обычных твердых или жидких веществ.

§ 2. Распределение ядерных уровней

Как было показано,² распределение уровней энергии возбужденных ядер резко отличается от того, какое можно было бы ожидать, если бы эти возбужденные состояния были вызваны, как это предполагалось обычно, аномально большой энергией какой-либо одной частицы в ядре. Так, опытные данные, касающиеся захвата быстрых и медленных нейтронов тяжелыми ядрами, сопровождаемого излучением, показывают, что расстояния между уровнями энергии таких ядер с возрастанием возбуждения быстро убывают; в результате распределение уровней энергии становится практически сплошным. Это будет иметь место даже и для таких энергий возбуждения, которые хотя и достаточны для вылета нейтрона с большой кинетической энергией, но далеко не достаточны для того, чтобы изменить полустабильный характер составной системы. Даже внутри области сплошного распределения средняя продолжительность жизни составной системы, вероятно, более чем в сто тысяч раз больше промежутка времени, за который быстрый нейтрон прошел бы сквозь область размером с ядро. Однако типичные черты распределения уровней ядра могут быть легко объяснены, если мы представим себе, что стационарные состояния ядра должны соответствовать какому-то квантованному коллективному типу движения всех составляющих его частиц. Действительно, быстрое сближение соседних уровней ядра при возрастающей энергии напоминает² своим характером множество линейных комбинаций, которые можно составить из некоторого числа независимых величин (см. добавление I). Распределение уровней в ядре имеет поэтому большое сходство с распределением квантовых состояний твердого тела, хорошо известным из теории теплоемкости при низких температурах (см. добавление II).

Эта аналогия дает повод провести более непосредственное сравнение между возбуждением ядра и колебаниями упругих тел; это сравнение упрощается тем, что за исключением самых легких ядер плотность материи и энергии практически одинаковы во всех ядрах. В самом деле, если обозначить через N полное число протонов и нейтронов в таком ядре, то объем выразится приближенно через

$$V = N\delta^3, \quad (1)$$

где δ приблизительно $3 \cdot 10^{-13}$ и может быть принята за диаметр ядра, занимаемой каждой отдельной частицей в ядре. Далее, средняя кинетическая энергия каждой частицы в таких ядрах приближенно выразится простой формулой

$$K = \frac{h^2}{8\delta^2}, \quad (2)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, а μ — масса протона или нейтрона (так как их массы почти равны между собой). Это дает для K приближенно 20 MeV, а так как измерения дефекта массы дают для средней энергии связи нейтрона или протона приблизительно по 10 MeV, то средняя потеря потенциальной энергии на одну ядерную частицу оказывается около 30 MeV. Если величину δ можно рассматривать как единицу длины, характерную для ядерных задач, то единицей времени, подходящей для таких задач, будет промежуток времени τ , потребный для того, чтобы элементарная частица с кинетической энергией K прошла расстояние δ . Порядок величины этого промежутка времени, приблизительно выражающегося формулой

$$\tau = 2 \frac{\mu \delta^2}{\hbar}, \quad (3)$$

равен 10^{-22} сек.

Далее, энергия возбуждения тяжелых ядер очень мала по сравнению с полной кинетической энергией NK нормального состояния ядра; этот факт подсказывает нам уподобление возбуждений ядра колебаниям объема и формы некоего шара, возникающим под действием сил упругости ε или поверхностного натяжения ω , заданных выражениями типа

$$\varepsilon = C_\varepsilon K \delta^{-3}; \quad \omega = C_\omega K \delta^{-2}, \quad (4)$$

где не имеющие размерности множители C_ε и C_ω должны быть приблизительно постоянными для всех ядер, кроме самых легких. Таким образом, ν_ε и ν_ω , частоты колебаний простейшего вида для шара объема V и плотности σ , выражаются обычными формулами

$$\nu_\varepsilon \sim \varepsilon^{\frac{1}{2}} V^{-\frac{1}{3}} \sigma^{-\frac{1}{2}}; \quad \nu_\omega \sim \omega^{\frac{1}{2}} V^{-\frac{1}{2}} \sigma^{-\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

которые можно легко проверить из соображений размерности. Полагая $\sigma = \mu \delta^{-3}$ и пользуясь (1), (2) и (4), мы получим из (5) для разностей энергий между последовательными квантовыми состояниями ядра, соответствующих таким колебаниям, следующие выражения:

$$\begin{aligned} \Delta_\varepsilon E &= \hbar \nu_\varepsilon \sim \sqrt{8 C_\varepsilon} N^{-\frac{1}{3}} K; \\ \Delta_\omega E &= \hbar \nu_\omega \sim \sqrt{8 C_\omega} N^{-\frac{1}{2}} K. \end{aligned} \quad (6)$$

Так как численные значения постоянных C_ε и C_ω определить трудно, то главный интерес этих формул заключается в том, что они дают изменение разностей энергий в зависимости от N . Таким образом тот факт, что средние разности энергий между наиболее низкими возбужденными состояниями ядер изменяются определенно быстрее, чем $N^{-\frac{1}{3}}$, и даже немного быстрее, чем $N^{-\frac{1}{2}}$, показывает,

что по крайней мере в случае более тяжелых ядер наиболее слабые возбужденные состояния нельзя приписывать колебаниям, соответствующим $\Delta_0 E$; присутствия таких колебаний можно ожидать лишь при более сильных возбуждениях. Все же то обстоятельство, что выражение для $\Delta_0 E$ лучше соответствует тому, каким образом среднее расстояние между наиболее низкими уровнями убывает с N , наводит на мысль о более непосредственном сравнении между поверхностными колебаниями и основными частотами (степенями, modes) возбуждения ядер, обуславливающими распределение уровней. Однако собственная поверхностная энергия ядер, вычисленная на основании кривых дефекта массы⁴ и подставленная в (4) и (6), дает для $\Delta_0 E$ значения, превышающие миллион вольт даже для тяжелых ядер, для которых среднее расстояние между уровнями, наверное, не больше нескольких сотен тысяч вольт. Это указывает на то, что подобные сравнения наталкиваются на большие затруднения (см. добавление III).

Очевидно, что все подобные простые соображения могут в лучшем случае служить для первой ориентировки в вопросе о возможном происхождении возбуждения ядер. Для более точного обсуждения этого вопроса требуются более подробные соображения относительно специального характера взаимодействия между отдельными частицами ядра, а также относительно устойчивости ядер и механизма их возбуждения. Недостаточность одних простых соображений явствует из хорошо известной периодичности кривых дефекта массы и из заметной разницы в расстояниях от основного уровня до возбужденных уровней, наблюдаемой для ядер с четным и с нечетным атомным весом и номером. Эти эффекты, очевидно, следует приписать различной степени насыщенности связей между парами ядерных частиц; мы имеем в виду связи, которые можно получить для таких ядер при более строгом квантово-механическом рассмотрении соответствующей системы многих тел на основании ограничений, предписываемых принципом Паули. Ввиду наличия тесной связи между движениями частиц ядра сейчас еще довольно трудно сказать, насколько надежными являются выводы, касающиеся обменного характера или зависимости от спина специфических ядерных сил, если эти выводы основаны на изучении моделей ядра со слабой связью между частицами.

В частности, всякая попытка объяснить значения спина, приписывая орбитальные моменты количества движения отдельным частицам в ядре, представляется нам совершенно не оправданной. На самом деле мы должны предположить, что всякий орбитальный момент количества движения распределен между всеми частицами, составляющими ядро, подобно моменту количества движения вращающегося твердого тела. Обозначив через J момент инерции, мы получаем величину

$$\Delta_0 E = \frac{h^2}{8\pi^2 J} \sim N^{-\frac{5}{8}} K \quad (7)$$

в качестве приближенной оценки величины разностей энергий

между самыми низкими квантовыми вращательными состояниями. Для тяжелых ядер формула (7) дает значения, малые по сравнению со средним расстоянием между у овнями; поэтому возможно, что формула (7) дает объяснение тонкой структуры многих уровней энергии, наблюдаемой у тяжелых ядер. Однако часть этого тонкого строения, а может быть, и многие другие характерные черты структуры распределения низких уровней можно, вероятно, приписать¹⁾ взаимной ориентации спинов, присущих частицам ядра, и получающемуся отсюда равнодействующему моменту количества движения ядра (см. добавление IV).

§ 3. Излучательные свойства ядер

Изучение так называемого внутреннего обращения γ -лучей показывает, что свойства полярности излучения, испускаемого возбужденными ядрами, часто существенно отличны от полярности излучения возбужденного атома, в котором только один электрон находится в аномально высоком квантовом состоянии. В случае атома наиболее интенсивное излучение бывает всегда типа диполя; в случае же излучающего ядра оказываются сравнительно интенсивными излучения, соответствующие полюсам высшего порядка. Правда, этого как раз и можно было бы ожидать, если бы мы считали, что ядра состоят целиком из составных частей, подобных α -частицам, обладающим одной и той же массой и одинаковыми зарядами; ибо в этом случае электрический центр всегда будет совпадать с центром массы, что исключает появление дипольного момента. Вообще же приходится считать, что ядра построены из протонов и нейтронов. В этом случае следует, очевидно, ожидать появления дипольных моментов. Это будет совершенно не зависимо от характера сил, действующих между частицами, если только мы будем предполагать, что связь между частицами настолько слаба, что состояние ядра можно описать, приписывая каждой отдельной частице вполне определенные квантовые состояния.

Если же, наоборот, связь между движениями отдельных частиц предполагается настолько тесной, что мы имеем дело с коллективно-квантованными состояниями целого ядра, то положение, очевидно, будет совершенно другим. Действительно, если только возбуждение не настолько велико, чтобы существенно повлиять на относительное положение соседних частиц, то следует ожидать, что излучательные свойства ядра будут сильно походить на излучение вращающегося тела, обладающего практически однородной электризацией; благодаря приблизительному совпадению центров массы и зарядов дипольные моменты будут при этих условиях отсутствовать, или, по крайней мере, будут сильно приглушены. Такое сравнение дает также возможность количественно оценить вероятность процессов излучения, связанных с захватом нейтрона. В самом

¹⁾ Это, повидимому, неверно; см. примечание редактора к добавлению IV (Прим. ред.).

деле, при колебании ядерной материи частоты и амплитуды α -излучение квадрупольно, испускаемое в единицу времени, будет приближенно

$$R \sim (2\pi\nu)^5 \frac{E^2}{c^5} - \alpha^2 d^4, \quad (8)$$

где $E = ze$ — полный электрический заряд, а $d = \delta \cdot N^{\frac{1}{3}}$ — диаметр ядра. Далее, мы имеем для низкого квантового состояния

$$\hbar\nu \sim (2\pi\nu)^2 \alpha^2 d^2 M, \quad (9)$$

где $M = Np$ — полная масса ядра. Исключая α из (8) и (9), мы получаем (в единицу времени) для вероятности перехода, сопровождаемого излучением, выражение

$$\Gamma_r = \frac{R}{\hbar\nu} \sim \tau^{-1} (2\pi\nu)^4 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{z^2 \delta^4}{N^{\frac{1}{3}} c^4}. \quad (10)$$

Но продолжительность жизни возбужденных состояний ядра, образованного при столкновении медленного нейтрона с тяжелым ядром, соответствует значению Γ_r , равному приблизительно $\tau^{-1} \cdot 10^{-7}$. Это согласуется с (10), если $\hbar\nu$ будет порядка миллиона вольт для наиболее вероятного перехода, сопровождаемого излучением; такое значение $\hbar\nu$ в общем согласуется с экспериментальными данными.

Конечно, формула (10) справедлива только для случая перехода, действительно сопровождаемого квадрупольным излучением. Для тех же состояний возбуждения, которые соответствуют радиальным пульсациям или простым вращениям, исчезает и квадрупольный момент, и переходы, сопровождаемые излучением, становятся еще более невероятными¹⁾. Что же касается вопроса о сопровождаемых излучением переходах между любыми двумя уровнями возбужденного ядра, то необходимо отметить, что различные возможные типы колебаний не будут, вообще говоря, независимыми друг от друга. В самом деле, расчет амплитуды этих колебаний, сделанный при помощи формулы (9), показывает, что даже для тяжелых атомов эти амплитуды будут малы по сравнению с размерами ядра только для самых низких квантовых состояний. Поэтому, вообще, между упругими колебаниями различных типов, вероятно, существует тесная связь, которая может объяснить часто наблю-

¹⁾ Вейцсеккер⁵ указал не так давно, что появление так называемых изомеров среди искусственных радиоактивных элементов может быть объяснено чрезвычайно малыми вероятностями, которыми должны обладать для любой модели ядра переходы, сопровождаемые излучением, связанные с изменением момента количества движения на число, кратное $\frac{\hbar}{2\pi}$. В связи с этим было бы, может быть, интересно обратить внимание на возможность того, что однородность электризации плотно упакованной материи ядра может также сделать чрезвычайно малыми вероятности переходов, сопровождаемых излучением, равно как и вероятности процессов внутреннего обращения между некоторыми другими парами состояний ядра.

даемое появление сравнительно жесткого излучения возбужденных ядер, соответствующего переходам между отдельными ядерными уровнями⁶. В связи с этим можно надеяться, что дальнейшие опыты над излучением, испускаемым возбужденными ядрами, и над распадом ядер, вызванным γ -лучами, помогут выяснить вопрос о механизме возбуждения ядер (см. добавление V).

§ 4. Вылет нейтронов из возбужденных ядер

Как уже указывалось в § 1, распад составной системы, образующейся в процессе превращения ядер, следует рассматривать как событие, зависящее исключительно от состояния этой системы, а отнюдь не от того, каким путем она образовалась. В самом деле, для такого распада необходимо, чтобы на отдельной частице (которая затем и вылетает) сконцентрировалась, так сказать случайно, значительная часть энергии, существовавшей до того в форме внутренних движений ядерной материи. Эти характерные черты ядерной динамики выявляются особенно ясно в случае такого распада составной системы, в результате которого вылетают нейтроны. Действительно, в случае вылета заряженных частиц электрическое отталкивание, простирающееся за пределы действия собственно ядерных сил, может при некоторых обстоятельствах иметь значительное влияние на вероятность распада; как мы увидим дальше в § 6, этот существенно квантовый эффект не всегда может быть вполне точно отделен от кинетических условий для отрыва частицы от материи ядра. Даже в случае столкновения с нейтронами нельзя применять соображения классической механики к движению нейтрона вне ядра; это допустимо только, если длина деброглевской волны

$$\lambda = \frac{h}{\mu v} \quad (11)$$

меньше размеров ядра или по крайней мере сравнима с ними. Строго говоря, если λ не сравнимо с δ , то не может быть и речи об определенно установившемся взаимодействии между свободным нейтроном и какой-либо частицей внутри ядра. Действительно, образование полустойчивой составной системы (а такая система при этих условиях получается почти во всех случаях в результате соприкосновения падающего нейтрона с поверхностью ядра) похоже на прилипание молекулы пара к поверхности жидкого или твердого тела. И обратно, распад составной системы, при котором освобождается нейтрон, представляет наглядную аналогию с испарением жидких или твердых веществ при низких температурах.

Эта аналогия была указана Френкелем в вышедшей недавно статье, в которой он путем сравнения с известными формулами для испарения вывел выражение для вероятности вылета электрона из возбужденного ядра: в наших обозначениях эту формулу можно

написать в виде

$$\Gamma_n = N^{\frac{2}{3}} \tau^{-1} e^{-\frac{W}{kT}}, \quad (12)$$

где W — работа, необходимая для освобождения нейтрона из ядерной материи, T — эффективная температура и k — постоянная Больцмана. Френкель оценивает тепловую энергию ядра, предполагая, что энергия возбуждения распределяется согласно формуле Планка между множеством вибраторов, число которых равно числу степеней свободы системы, состоящей из N частиц. Если U — полная энергия возбужденного ядра, то это дает

$$U = \sum_i \frac{h \nu_i}{e^{\frac{h \nu_i}{kT}} - 1}, \quad (13)$$

где суммирование распространяется на все вибраторы. Полагая, далее, что частоты этих вибраторов все сравнимы с наиболее низкими частотами излучения, испускаемого возбужденными ядрами, Френкель получает для составной системы, образованной столкновением нейтрона с тяжелым ядром, значения для kT , равные нескольким сотням тысяч электрон-вольт. При подстановке в (12) это дает для Γ_n величины, значительно меньшие, чем вероятности вылета нейтрона, вычисленные из опытов. Однако, так как W равно около 10 MeV, то эта формула очень чувствительна к тому, как мы оцениваем величину T ; действительно, можно получить гораздо лучшее совпадение с экспериментальными данными, если принять в расчет, что возможные колебания ядерной материи обладают весьма различными частотами, лежащими в пределах от значений, даваемых формулами, подобными (7), и до величин порядка $\frac{k}{h}$.

Практически, вся энергия возбуждения составной системы собрана в небольшом числе колебаний ядерной материи с наименьшими частотами, и следовательно, температура ядра, вычисленная по формуле (13), будет в несколько раз больше той, которую получает Френкель; эта температура оказывается вполне достаточной, чтобы обеспечить приблизительное совпадение с наблюдаемыми вероятностями распада в тех случаях, когда можно ожидать, что формула (12) достаточно точна. Количественно сравнение между обычным испарением и вылетом нейтрона из составной системы ограничено в действительности не только трудностями, связанными с точным подсчетом эффективных температур этой системы, но и тем обстоятельством, что возбуждение остаточного ядра, остающегося после вылета нейтрона, обычно будет много меньше, чем возбуждение составной системы; при обычном же явлении испарения, наоборот, во время отрыва единичной молекулы газа изменение тепловой энергии тел, участвующих в реакции, настолько мало, что им можно пренебречь. Поэтому от формулы, подобной (12),

можно ожидать приблизительно правильных результатов только в том случае, когда среднее возбуждение остаточного ядра, будучи меньше возбуждения составной системы, будет все-таки того же порядка величины (см. добавление VI).

В таких случаях аналогия между вылетом нейтрона из составной системы и обычным испарением дает также простое объяснение для относительных вероятностей различных процессов распада, приводящих к различным состояниям возбуждения остаточного ядра. В самом деле, формула (12) дает прежде всего оценку вероятностей для тех процессов распада, при которых энергия вылетающего нейтрона приблизительно такая же, как энергия молекулы газа соответственной температуры; что же касается относительных вероятностей вылета нейтронов с большими скоростями, то следует ожидать, что они будут меньше приблизительно согласно с максвелловым распределением скоростей молекул газа. Действительно, такое сразнение дает простое объяснение следующему факту, наблюдаемому при ядерных реакциях, приводящих к отрыву нейтрона: вероятность того, что этот нейтрон покинет ядро, забрав с собой всю имеющуюся энергию, вообще говоря, весьма мала, если эта энергия велика по сравнению с температурной энергией (см. добавление VII).

Подобные рассуждения находятся также в качественном согласии с наблюдаемой большой вероятностью переноса энергии при столкновениях между ядрами и такими нейтронами, которые обладают кинетической энергией большей, чем разность энергий между нормальным и самыми низкими возбужденными состояниями ядра. Этот эффект, который находится в столь разительном противоречии с обычными представлениями о столкновениях ядер, легко объясняется с новой точки зрения². А именно, при таких распадах составной системы, при которых остаточное ядро остается в возбужденном состоянии, для вылета нейтрона требуется меньшая концентрация энергии, имеющейся в ядерной материи, чем при тех процессах распада, при которых ядро остается в нормальном состоянии. При очень бурных столкновениях, когда энергия составной системы сравнима с K или даже больше K , мы должны ожидать, далее, что эту систему покинут несколько частиц в результате последовательных отдельных процессов распада. Если такой процесс распада приводит к вылету нейтрона¹), то его наиболее вероятная энергия будет того же порядка величины, как и температурная энергия составной системы; если же освобождается заряженная частица, то ее энергия будет больше благодаря добавочному эффекту электрического отталкивания за пределами поверхности ядра, которая в случаях, подобных этому, имеет лишь второстепенное значение для самого процесса отрыва (см. § 6).

¹) Вылет более чем одного нейтрона при столкновении с ядрами недавно был наблюден при столкновении с быстрыми нейтронами Ф. Гейном⁷.

§ 5. Столкновения с медленными нейтронами

Как уже было указано, в случае столкновения между ядрами и нейтронами, обладающими столь малой кинетической энергией, что их де-броглевская длина волны (11) очень велика по сравнению с размерами ядра, мы уже не можем говорить сколько-нибудь определенно о соприкосновении между нейтроном и ядром.

Следовательно, мы, очевидно, теряем всякое основание для применения обычного механического описания процессов образования или распада составной системы. Убедительным подтверждением этого может служить замечательное явление поглощения медленных нейтронов; для этих процессов были найдены эффективные поперечные сечения ядер, в несколько тысяч раз большие, чем их простые поперечные сечения. В этих сильно избирательных явлениях мы, очевидно, имеем дело с типичным квантовым резонансным эффектом. Поэтому, хотя здесь и можно разделить процесс столкновения на достаточно резко разграниченные этапы, но вероятности этих последовательных этапов нельзя вычислить независимо одну от другой.

В первых попытках объяснить наличие такого резонанса предполагалось, что нейтрон движется внутри ядра в постоянном поле, образуяшем так называемую потенциальную яму. Благодаря падению потенциала кинетическая энергия нейтрона внутри ямы будет действительно настолько большой, что его длина волны станет меньше диаметра ямы, хотя эта длина волны снаружи была много больше. Такое значительное изменение длины волны влечет за собой почти полное отражение нейтронной волны от внутренних стенок ямы; при подходящих значениях энергии нейтрона благодаря этому отражению образуется стоячая волна значительной интенсивности. Как следствие наличия таких полустойчивых состояний движения нейтрона внутри ядра для этих значений энергии мы будем иметь, во-первых, аномально большой эффект рассеяния, соответствующий вторичному испусканию нейтрона из его полустойчивого состояния, и, во-вторых, значительную вероятность захвата нейтрона в результате сопровождаемого излучением перехода на более низкий уровень энергии внутри потенциальной ямы.

Хотя эта картина освещает весьма поучительно существенные черты эффекта резонанса, но она (как вскоре выяснилось) оказывается недостаточной, чтобы объяснить детали наблюдаемых явлений. В частности, подсчет вероятностей эффекта излучения при таких процессах простого столкновения показывает, что эта вероятность всегда будет больше вероятности захвата или сравнима с ней, что противоречит экспериментальным данным. Опыт показывает, что часто наблюдаемая необычайно большая вероятность захвата медленных нейтронов никогда не сопровождается столь же большим эффектом рассеяния.

Чтобы обойти это затруднение, Г. Брейт и Е. Вигнер⁸ предложили несколько иное объяснение резонансных эффектов при стол-

кновениях с медленными нейтронами. По их мысли, в некотором промежуточном состоянии происходит следующее: падающий нейтрон вступает во взаимодействие с другой ядерной частицей и переводит ее из нормального в более высокое квантовое состояние; самый же нейтрон оказывается связанным в поле ядра в некотором стационарном состоянии с энергией, слишком малой для того, чтобы немедленно вылететь. Действительно, волна падающего нейтрона обладает очень небольшой способностью проникания в потенциальную яму ядерных размеров; поэтому, как показали указанные авторы, при таких столкновениях достаточно даже сравнительно малой вероятности передачи энергии от нейтрона к другой внутриядерной частице, чтобы изменить в обратную сторону баланс между процессами рассеяния и сопровождаемого излучением захвата. Однако, как уже было указано ранее ², наблюдаемая чрезвычайная резкость явлений резонанса и их сравнительно частое появление требуют гораздо большей продолжительности жизни промежуточной системы и гораздо более тесного расположения уровней энергии, чем может дать какая бы то ни было модель ядра со слабой связью между отдельными частицами. Способ рассмотрения проблемы резонанса, предложенный Брейтом и Вигнером и состоящий в выводе общих формул для изменения поперечных сечений при рассеянии и захвате нейтронов в области резонанса, представляет тем не менее определенный шаг вперед, так как эти формулы очень ценны для анализа экспериментальных данных. Обозначая через Γ_n и Γ_r соответственно вероятность распада составной системы с вылетом нейтрона и вероятность перехода ее сопровождаемого излучением, можно написать эти формулы для поперечных сечений в виде

$$\sigma_{sc} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_n^2}{\left(\frac{(E - E_0)}{\hbar}\right)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_n + \Gamma_r)^2}, \quad (14)$$

$$\sigma_r = \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_r}{\left(\frac{(E - E_0)}{\hbar}\right)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_n + \Gamma_r)^2}, \quad (15)$$

где λ и E — соответственно длина волны и кинетическая энергия падающего нейтрона и E_0 — значение энергии, которое следует приписать полустабильному стационарному состоянию составной системы.

Сходство между (14) и (15) и хорошо известными дисперсионными формулами оптики представляет замечательное обстоятельство, позволяющее сделать ряд заключений по аналогии. В частности, эта аналогия показывает, насколько трудно в резонансных столкновениях отделить вероятность образования составной системы от вероятности процессов излучения и распада этой системы. Относительное количество рассеянных и захваченных нейтронов (отношение поперечных сечений) определяется исключи-

тельно отношением вероятности распада к вероятности излучения; зависимость же абсолютных величин этих поперечных сечений от Γ_n и Γ_γ показывает, каким образом эти вероятности влияют на остроту оптимального резонанса и, тем самым, на вероятность образования составной системы.

При анализе экспериментальных данных с помощью формул (14) и (15) особенно важно то, что измерение ширины области резонанса

$$\beta = h (\Gamma_n + \Gamma_\gamma) \quad (16)$$

и максимального поперечного сечения для захвата

$$(\sigma_\gamma)_{\max} = \frac{\lambda^2}{\pi} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(\Gamma_n + \Gamma_\gamma)^2} \quad (17)$$

делают принципиально возможным определение обеих величин как Γ_n , так и Γ_γ . Более точный анализ явлений показывает, что для более тяжелых элементов Γ_γ будет порядка 10^{14} сек.⁻¹ и что отношение Γ_γ к Γ_n для нейтронов температурной скорости равно около 10^3 . Следует ожидать, что с изменением энергии Γ_γ будет на протяжении значительного интервала энергий меняться лишь медленно; что же касается Γ_n , то из совершенно простых квантовых соображений вытекает, что в той области энергий, где длина волны нейтрона велика по сравнению с размерами ядра, Γ_n должно быть прямо пропорционально скорости падающего электрона. В самом деле, в таком случае, баланс между процессами будет зависеть только от вероятности нахождения нейтрона вблизи ядра¹). Поэтому мы должны ожидать, что для энергий нейтронов близких к 10^5 V, Γ_n и Γ_γ будут одного порядка величины. Для еще больших энергий следует ожидать, что Γ_n будет возрастать еще быстрее и скоро станет много больше, чем Γ_γ , что согласуется с экспериментальными данными о столкновениях с быстрыми нейтронами²).

В формулах (14) и (15) предполагается, что причиной аномального изменения поперечных сечений для захвата и рассеяния

¹) Как было указано Фришем и Плачеком⁹ и Уиксом, Ливингстоном и Бете¹⁰, подобные простые рассуждения дают прямой метод для определения небольших скоростей нейтронов. В самом деле, для процесса распада ядра, вызванного столкновениями с медленными нейтронами и ведущего к испусканию быстрых α -лучей, поперечное сечение будет с большим приближением и для большой области энергий обратно пропорционально скорости нейтрона. Действительно, в подобном случае продолжительность жизни составной системы будет очень мала, и все типичные явления резонанса исчезнут; это видно также и из формулы (15), если β , определяемое из (1), очень велико по сравнению с энергией падающих нейтронов во всей рассматриваемой области.

²) В недавней статье Бете и Плачека¹¹ дан подробный разбор экспериментальных данных, касающихся столкновений с медленными нейтронами. В статье выведены формулы немного более общего типа, чем (14) и (15), в которых явно принято в расчет влияние спиновых свойств рассматриваемых ядер на явления резонанса.

является только одно полустабильное состояние составной системы. Но совершенно так же, как и в случае оптической дисперсии, здесь можно учесть и комбинированные эффекты нескольких резонансных уровней, если только ширина каждого уровня мала по сравнению с расстоянием между соседними уровнями. В случае же, если у составной системы в рассматриваемой области энергий уровни распределяются непрерывным образом, такой анализ не приводит к определенному результату. Но если в этой области длина волны падающего нейтрона все-таки велика по сравнению с размерами ядра, то поперечное сечение для рассеяния и захвата будет выражаться простой формулой (17), если только понимать в ней под Γ_n и Γ , медленно изменяющиеся вероятности распада и излучения составной системы. В самом деле, в отличие от случая столкновения с быстрыми нейтронами, в этой области поперечные сечения определяются балансом между процессами образования и распада составной системы, что очень напоминает то, что происходит при полном резонансе (добавление VIII).

§ 6. Испускание заряженных частиц ядром

Как хорошо известно из квантового объяснения распада радиоактивных ядер, при котором испускаются α -лучи, заряженная частица может вылетать из ядра, даже если ее потенциальная энергия в области, непосредственно прилегающей к самой поверхности ядра, будет больше, чем ее кинетическая энергия на больших расстояниях. И действительно, мы имеем весьма поучительное объяснение характерной зависимости между энергией, с которой α -лучи вылетают из радиоактивных ядер, и средней продолжительностью жизни таких ядер; это объяснение вытекает из сравнения между такого рода распадом и перескакиванием частицы через постоянный потенциальный барьер, окружающий ядро. Такой барьер образуется благодаря комбинированному действию сил притяжения между ядерными частицами при малых расстояниях и их электростатического отталкивания за пределами этих сил. Как хорошо известно из гамовской теории, таким путем для вероятности распада в единицу времени получается выражение

$$\Gamma_{\alpha} \sim \tau^{-1} \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \int_a^b \sqrt{2m(P(r) - E)} dr\right), \quad (18)$$

где m и E — масса частицы и энергия, с которой она вылетает, $P(r)$ — потенциал частицы на расстоянии r от центра ядра, a — внутренний радиус этого барьера и b — классическое расстояние наибольшего приближения.

Формула (18) служила, в частности, основой для оценки радиусов радиоактивных ядер по их известным постоянным распада. Однако надежность таких вычислений была поставлена под вопрос, с тех пор как было установлено решающее влияние обмена энергиями между отдельными ядерными частицами на вероятность вы-

лета незаряженных частиц из составной системы, образованной в результате ядерных столкновений. В самом деле, мы должны иметь в виду, что нельзя считать, будто α -частица до своего вылета свободно двигалась в потенциальной яме. Напротив того, мы должны рассматривать ее вылет из ядра как процесс, состоящий из двух более или менее резко разграниченных этапов. Первый из них состоит из отрыва α -частицы от ядерной материи, а второй — в проникновении ее в виде свободной частицы сквозь потенциальный барьер. Сравнивая первый этап этого процесса с вылетом быстрых нейтронов и сильно возбужденных ядер, Бете в недавно опубликованной статье ¹² пришел к выводу, что проницаемость барьера для α -частиц должна быть во много раз больше, чем это принималось до сих пор. Он получил таким путем значительно большие величины для радиусов ядер, чем те, которые принимаются обычно; такие радиусы потребовали бы радикального изменения всех расчетов влияния внеядерных электрических сил на реакции заряженных частиц.

При оценке такого рода аргументации не следует забывать, что только внешний склон барьера вполне определяется электрическим отталкиванием между отдельными ядерными частицами, действующим на больших расстояниях; внутренний же подъем его зависит, главным образом, от особых ядерных сил, действующих на малых расстояниях. Следовательно, ядерные силы не будут препятствовать распаду воображаемого ядра, которое осталось бы после полного удаления барьера, в той же мере, в какой они препятствуют вылету нейтральной частицы из настоящего ядра. Очевидно, что разница между этими двумя процессами будет тем больше, чем выше гребень потенциального барьера поднимается над энергией вылетающей частицы. В частном случае радиоактивных ядер, находящихся в нормальном состоянии, когда высота барьера для α -лучей того же порядка величины, как K , неустойчивость ядерной системы, остающейся после удаления этого барьера, повидимому, настолько велика, что вероятность распада ядра практически определяется одним только действием барьера. Поэтому, несмотря на неточность, присущую всем определениям радиусов ядер, произведенным без более точного учета разницы между различными возможными типами ядерных реакций, радиусы радиоактивных ядер, вычисленные при помощи формул типа (18), едва ли сильно изменятся, если принять во внимание новую постановку задачи, как задачи многих тел (см. добавление IX).

Как уже было отмечено в § 4, в сильно возбужденных составных ядрах, образовавшихся при столкновениях, непосредственное действие сил отталкивания часто сводится просто к последующему ускорению заряженных частиц, испаряющихся из материи ядра; поэтому соотношение между влиянием этих сил отталкивания и влиянием обмена энергиями между отдельными ядерными частицами на вероятности распада будет совершенно обратное, тому, которое наблюдается при α -распаде радиоактивных ядер в их нормальном состоянии. Указанное действие сил отталкивания (ускорение вы-

летевшей частицы) особенно ясно проявляется в хорошо изученных превращениях ядра, вызванных столкновениями α -лучей с легкими ядрами, в результате которых вылетают очень быстрые протоны. Оказывается, что после вылета протона более вероятно, что ядро останется в возбужденном, а не в нормальном состоянии, если только энергия достаточно велика; это походит на обстоятельства, сопровождающие вылет нейтрона. Единственная разница между относительным количеством различных групп протонов, появляющихся при таких превращениях, и тем же фактором для соответствующих групп нейтронов состоит в том, что благодаря отталкиванию даже самые медленные протоны обладают энергиями, значительно превышающими температуру составного ядра. Что же касается вычисления абсолютных значений вероятностей распада при помощи формул испарения типа (12), то следует помнить, что нельзя просто отождествлять скрытую теплоту испарения с энергией, потребной для удаления на бесконечность протона при нормальном состоянии составного ядра; к этой энергии нужно прибавить потенциал протона у самой поверхности ядра с наружной ее стороны.

§ 7. Столкновения между заряженными частицами и ядрами

Если энергия заряженных частиц, сталкивающихся с ядром, достаточно велика (например сравнима с энергией быстрых нейтронов), то в ядерных превращениях, вызванных такими столкновениями, мы можем рассматривать образование составной системы как прямое следствие соприкосновения падающей частицы с первоначальным ядром. В случае заряженных частиц энергия, конечно, должна быть столь велика, чтобы даже после прохождения частицы сквозь отталкивающее электростатическое поле, окружающее ядро, длина волны ее оставалась малой по сравнению с размерами ядра. Для ударов ~~очень~~ быстрых α -частиц о более легкие ядра приблизительное выполнение этих условий (которые являются условиями возможности элементарной трактовки механизма образования составной системы) доказывается тем фактом, что полная производительность процессов распада почти не зависит от скорости падающих частиц. Это выступает особенно ясно в тех случаях, когда в результате столкновений могут вылетать в сравнительно больших количествах как протоны, так и нейтроны; для этих случаев было найдено, что сумма количества испущенных протонов и нейтронов остается для большой области энергий α -лучей замечательно постоянной, даже если их относительные количества и сильно меняются внутри этой области¹³. В то же время это наблюдение показывает весьма убедительно, что вылетающие при таких столкновениях протоны и нейтроны не имеют прямого индивидуального отношения к падающим α -лучам, но что испускание протонов и нейтронов представляет собой два конкурирующих между собой процесса распада составной системы¹⁴). В слу-

¹³ См. О. Гаксель¹³. Этот взгляд недавно был поддержан также Д. Гаркином¹⁴, который, не разбирая более подробно вопроса о меха-

чае столкновений с α -лучами, обладающими меньшей энергией, мы встречаемся с более сложным положением отчасти потому, что уровни энергии составной системы уже не будут распределяться непрерывным образом, а отделены друг от друга более или менее резко; отчасти же и потому, что установление контакта между падающей частицей и первоначальным ядром представляет само по себе типичную квантовую задачу. Что касается последнего вопроса, то всем хорошо известно, что гамовская теория прохождения частицы сквозь потенциальный барьер позволяет удовлетворительно объяснить изменение отдачи с увеличением энергии α -лучей во многих случаях распада ядра, вызванного столкновением с α -лучами. В некоторых случаях распада ядер, сопровождаемого вылетом весьма быстрых протонов, были наблюдаемы замечательные максимумы отдачи (выхода) для определенных энергий α -лучей. Очевидно, однако, что эти максимумы не могут быть объяснены обычным путем, который состоит в следующем: падающей α -частице приписывается полуустойчивое состояние внутри барьера; из этого полустабильного состояния α -частица может (согласно этому обычному объяснению) перейти к некоторому более низкому квантовому состоянию, причем этот переход сопровождается переходом протона с нормального уровня энергии внутри ядра на уровень, достаточно высокий для того, чтобы этот протон мог вылетать. В подобных объяснениях эффекта резонанса как α -частица, так и протон предполагаются в первом приближении движущимися в постоянном поле ядра.

Но ни одно подобное объяснение никоим образом не может быть согласовано с наблюдаемой большой вероятностью испускания протонов в результате столкновений с более быстрыми α -частицами, которые должны легко проникать внутрь ядра. Действительно, уже несколько лет назад Моттом¹⁵ было указано следующее. Упомянутый опытный факт заставляет предполагать, что связь между α -частицей и протоном должна быть настолько тесной, что резонанс не может развиваться даже и при меньших энергиях α -лучей, для которых проникновения α -частицы в ядро уже существенно зависело бы от потенциального барьера, тогда как для протона избыток энергии был бы еще достаточен, чтобы он мог беспрепятственно перескочить через гребень барьера.

Рассматриваемый резонансный эффект следует, очевидно, приписать совпадению суммы энергии свободной α -частицы и первоначального ядра с энергией какого-то стационарного состояния составной системы, соответствующего некоторому квантованному коллективному типу движения всех составляющих его частиц. Острота этих состояний, а стало быть, и эффекта резонанса будет зависеть от продолжительности жизни составной системы, каковая определяется суммой вероятностей разнообразных конкурирующих между

ниже ядерных реакций, уже несколько лет назад стал защищать ту точку зрения, что ядерные превращения всегда начинаются с образования составной системы.

собой процессов распада системы. За исключением особых случаев, наиболее вероятным процессом будет испускание протонов; как ясно видно из упомянутого в § 6 распределения скоростей вылетевших протонов, это испускание их связано с процессом, подобным испарению ядерной материи, и наличие вне ядра отталкивающих сил будет влиять на него лишь косвенно. Это согласуется с наличием резонанса в той области энергии, где протон может без труда перескочить через потенциальный барьер; кроме того, это объясняет тот факт, что ширина резонансных уровней для не слишком быстрых α -лучей меняется лишь медленно с возрастанием энергии α -лучей, хотя легкость, с которой α -частица проходит сквозь потенциальный барьер, должна была бы возрастать очень быстро с увеличением ее энергии.

При более подробном обсуждении ядерных превращений, вызванных ударами α -лучей, следует, далее, принимать во внимание, что длина волны α -частицы, даже в области резонанса, обычно бывает того же порядка величины, как размеры ядра; поэтому нужно особо учитывать возможность различных значений ее момента, количества движения относительно ядра и влияние их на абсолютные значения эффективных сечений для процесса распада. Влияние это, в частности, скажется при оценке относительной роли потенциального барьера и внутриядерного обмена энергиями в создании вероятности вылета α -частиц в данной области энергий. В связи с этим интересно также отметить, что явление так называемого аномального рассеяния α -лучей при тесных столкновениях с ядрами нельзя приписывать исключительно отклонению α -луча в постоянном силовом поле, как это делается обычно; это явление может существенно зависеть от возможности α -частице быть временно захваченной и включенной в составное ядро, которое затем испускает ее в результате самостоятельного процесса распада.

При превращениях ядер, вызванных искусственно ускоренными протонами, преобладающее влияние на все явление будут иметь силы отталкивания; это будет благодаря сравнительно малой энергии падающей частицы. Это видно также по той большой точности, с какой получается из гамовской теории относительное изменение количества вылетевших частиц в зависимости от энергии протона (за исключением случаев особенно острого резонанса). Простые вычисления вероятностей прохождения протонов сквозь потенциальный барьер не могут, однако, объяснить, почему при бомбардировке различных ядер получают столь сильные различия в абсолютных значениях отдачи (выхода) процессов превращения. Эти специфические эффекты в самом деле очень убедительно показывают, насколько сильно вероятность образования составной системы может (в собственно квантовой области) зависеть от вероятности процессов распада той же системы; эта последняя вероятность в свою очередь может в большой степени зависеть от спиновых свойств первоначального ядра и продуктов его распада^{16, 17}).

¹⁷ См. добавление IV.

В частном случае сильно избирательного захвата медленных протонов некоторыми легкими ядрами мы встречаемся с особенно поучительной аналогией с захватом медленных нейтронов; эта аналогия касается того, как поперечное сечение для захвата зависит от вероятности вылета протона и от вероятностей переходов, сопровождаемых излучением. В то же самое время оба эти явления (захват протона и захват медленного нейтрона) представляют крайние различия в механическом отношении. Действительно, поперечное сечение для захвата протона и ширина области резонанса могут, очевидно, быть выражены общими формулами того же типа, как (15) и (16). Но вероятность вылета нейтрона Γ_n зависит только от обмена энергиями внутри материи ядра, тогда как соответствующая вероятность вылета протона Γ_p будет также сильно зависеть от внеядерного отталкивания. Все же благодаря сильному возбуждению составной системы положение существенно отличается от рассмотренного в § 6 α -распада радиоактивных ядер, находящихся в нормальном состоянии, и влияние на механизм выбрасывания протона из ядра будет здесь сравнимо с действием барьера.

В превращениях, вызванных столкновениями с дейтронами, проявляются существенно новые черты. Отдача в этих превращениях часто бывает (для довольно больших областей энергий) гораздо больше ожидаемой на основании вычисления квантовой вероятности того, что материальная точка с таким же зарядом и такой же массой, как у дейтрона, достигнет поверхности ядра. Как указали Оппенгеймер и Филиппс¹⁷, мы должны принимать здесь во внимание, что благодаря сравнительно большим размерам и малой устойчивости дейтрона он может во время столкновения разбиться, в результате чего нейтрон захватывается ядром, а протон отталкивается внешним полем ядра. Для самых малых скоростей дейтрона эта гипотеза действительно дает, повидимому, удовлетворительное объяснение экспериментальным данным. Для несколько больших скоростей дейтронов, но когда энергия все еще слишком мала для того, чтобы проникновение заряженной материальной точки внутрь ядра могло стать достаточно вероятным, необходимо уже учитывать следующее обстоятельство: если области, в которых движутся элементарные частицы, составляющие соответственно ядро и дейтрон, наложатся друг на друга хотя бы частично, то в результате может получиться полное слияние обеих систем в полустабильное составное ядро.

Благодаря слабой энергии связи дейтрона возбуждение составного ядра будет теперь почти в два раза больше, чем возбуждение при столкновении с нейтроном или протоном. Но и тут энергия возбуждения составной системы будет по сравнению с полной энергией связи ее частиц настолько малой, что можно будет расчленить столкновение на два хорошо разграниченные этапы, подобно тому как это можно делать при изучении других ядерных превращений. Исключение может быть только в случае взаимного столкновения двух дейтронов; в этом случае промежуточное сколько-нибудь устойчивое состояние не может образоваться потому, что полная

энергия системы слишком мало отличается от энергии двух свободных протонов и двух свободных нейтронов.

Получаемое в столкновениях с дейтронами высокое возбуждение составной системы как раз и обуславливает большое разнообразие процессов ее распада; оно дает много поучительных примеров конкуренции различных возможностей, в результате которой получается окончательный продукт ядерной реакции.

Д о в а в л е н и я

I. При упрощающем предположении, что каждый уровень представляет комбинацию некоторого числа величин, принимающих почти равно отстоящие значения, можно просто рассчитать плотность уровней ядра для высоких возбуждений. Обозначим через $p(n)$ — число возможных способов представления целого числа n в виде суммы меньших положительных целых чисел. Для $p(n)$ была выведена Г. Гарди и С. Рамануджаном¹⁸ асимптотическая формула, на которую нам недавно было указано. Для больших значений n эту формулу можно приближенно написать в виде

$$p(n) \sim \frac{1}{4\sqrt{3}n} e^{\pi\sqrt{\frac{2}{3}n}}.$$

Возьмем за единицу значение энергии, равное $2 \cdot 10^6$ eV, приблизительно соответствующее среднему расстоянию между самыми низкими уровнями более тяжелых ядер. Для числа комбинаций, при помощи которых можно получить энергию возбуждения, равную $8 \cdot 10^6$ eV, мы найдем тогда значение¹⁾ $p(40) \sim 2 \cdot 10^4$. Это значит, что среднее расстояние между уровнями равно около 10 eV, что грубо соответствует плотностям распределения уровней, вычисленным из столкновений с медленными нейтронами.

II. Более точное теоретическое рассмотрение характерных черт распределения уровней в ядре было дано Бете¹⁹. На основании общих теорем статистической механики, дающих связь между энтропией термодинамической системы и средней энергией, Бете произвел оценку плотности уровней энергии сильно возбужденного ядра для двух различных упрощенных моделей возбуждения ядра. В первой модели ради простоты совершенно не принимается во внимание связь между движениями отдельных частиц в ядре, а энергия возбуждения сравнивается с энергией так называемого газа Ферми при низких температурах. Во второй модели связь предполагается тесной, но вся энергия возбуждения приписывается капиллярным колебаниям ядерной материи (колебаниям того же типа, как упомянутые выше в тексте). Хотя действительные условия в ядре не воспроизводятся правильным образом ни в одной из этих моделей, вычисления Бете весьма интересны. Они дают поучительные примеры того, каким именно образом типичный характер схемы ядерных уровней получается из представления, что энергия возбуждения распределена между ядерными частицами так, как соответствовало бы тепловому равновесию.

Дальнейшие интересные результаты по этой проблеме были получены В. Вейскопфом²⁰. Здесь, без каких-либо специальных предположений относительно происхождения возбуждения ядра, была вычислена термодинамическим путем плотность уровней ядра в предположении, что

1) Точное значение $p(40)$ равно 37 338 (Прим. ред.).

среднее значение энергии возбуждения для тяжелого ядра пропорционально квадрату его абсолютной температуры. Это условие (которое выполняется и в первом из двух частных случаев, рассмотренных Бете) в действительности означает, что основные движения (собственные колебания) в ядрах обладают почти равноотстоящими значениями энергии. Поэтому интересно отметить, что формулы для плотности ядерных уровней, полученные из термодинамических аналогий, практически совпадают, по крайней мере в отношении экспоненциальной зависимости от полной энергии возбуждения ядра, с выражением для $\rho(E)$ из добавления I, если под числом n понимать меру полной энергии, выраженную через разности энергий между низшими уровнями, принятыми за единицу.

III. Вопрос о происхождении возбуждения ядра связан с большими трудностями, происходящими не только от недостаточности наших сведений о специфических ядерных силах, но и от сложного характера соответствующей квантовой задачи. Поэтому цель наших простых замечаний в тексте состоит, прежде всего, в обсуждении некоторых возможностей упрощенного полуматематического подхода. В этом отношении наличие квази-упругих колебаний ядра подсказывается соображениями, основанными непосредственно на принципе соответствия; однако весьма сомнительно, чтобы подобные рассуждения были законны в применении к аналогии между возбуждением ядра и капиллярными колебаниями. В самом деле, с этой аналогией связано уподобление ядра невязкой жидкости, которое едва ли является обоснованным ввиду тесной связи между движениями отдельных частиц в ядре. Кроме того, как любезно указал проф. Пейерльс на недавней дискуссии в Копенгагене, подобное уподобление заставило бы нас рассматривать и другие типы ядерных движений, что, в частности, было бы несовместимо с упомянутым в тексте уподоблением вращательного движения внутри ядра вращательному движению твердого тела.

IV. Вопрос о взаимодействии между орбитальными моментами количества движения и спинowymi векторами ядерных частиц часто обсуждался не только в связи со значениями спинов ядер, но и при попытках объяснить замечательные правила отбора для различных ядерных превращений. Обычно эти эффекты приписываются слабой связи между орбитальными моментами отдельных частиц и их спинowymi векторами, подобной связи в атомах. В недавней статье Ф. Калькара, И. Оппенгеймера и Р. Сербера²¹ показано, однако, что эти правила, повидимому, возможно объяснить на основе предположения, что полный момент количества движения и полный спин ядерных частиц связаны достаточно слабо, чтобы можно было говорить об их взаимной ориентации¹⁾.

V. Попытка дать такой разбор ядерного фотоэффекта, который находился бы в согласии с изложенными здесь взглядами на возбуждение ядер и на их излучение, сделана в недавней статье Ф. Калькара, И. Оппенгеймера и Р. Сербера²². В частности, там показано, как из замечательных опытов В. Боте и В. Гентнера, произведенных с γ -лучами большой энергии²³, можно подсчитать вероятности сопровождаемых излучением переходов из возбужденных состояний ядра в нормальное состояние. Для ядер среднего атомного веса и для возбуждения в 17 MeV эти вероятности в некоторых случаях оказываются порядка $\tau^{-1} 10^{-9}$, т. е. около $\frac{1}{100}$ наибольшей вероятности излучения для таких ядер. Эта срав-

нительно большая вероятность таких далеких переходов резко отличается от того, чего можно было на первый взгляд ожидать, если просто сравнивать излучение возбужденного ядра с излучением черного

1) Это предположение, повидимому, неверно; но для объяснения правил отбора оно и не нужно, так как эти правила вытекают из свойств симметрии ядра по отношению к отражениям (Прим. ред.).

тела при температуре около миллиона вольт на каждую степень свободы (см. § 4). Впрочем, такое сравнение связано с трудностями, происходящими от высокой полярности ядерного излучения и от упомянутой в тексте тесной связи между различными способами возбуждения (собственными колебаниями). Кроме того, тот факт, что продуктивность (выход, отдача) ядерного фотоэффекта меняется от элемента к элементу довольно капризным образом, заставляет думать, что в переходах из этих сильно возбужденных состояний ядра в его нормальное состояние проявляются какие-то особые свойства механизма излучения, быть может, связанные с появлением дипольных моментов.

VI. Более подробное рассмотрение условий приложимости формулы испарения обычного типа к задачам ядерного распада дается В. Вейскопфом в его недавней статье, упомянутой в добавлении II. В этой статье подробно обсуждается на основе общих методов статистической механики та ограниченность простых термодинамических аналогий в ядерных задачах, которая происходит от сравнительно малого числа степеней свободы рассматриваемой системы. Кроме того, в ней даются обобщения обычных термодинамических приемов, необходимые для правильной трактовки таких систем.

VII. Распределение энергии нейтронов, вылетающих из сильно возбужденных ядер, особенно подробно изучалось для случая обычного источника нейтронов — бериллия, бомбардируемого α -лучами. В этом случае распределение быстрых нейтронов оказывается в хорошем согласии с ожидаемым теоретически; что касается менее быстрых нейтронов, то здесь наблюдается относительное изобилие нейтронов, обладающих энергиями много ниже вычисленной температуры составного ядра. Однако это затруднение является только кажущимся. Оно исчезает, если предположить, что медленные нейтроны следует приписать некоторому более сложному процессу, как это было впервые предложено П. Оже²⁴. Первая стадия такого процесса состоит в испускании составной системой α -луча, после чего остается ядро бериллия в возбужденном состоянии; вторая стадия состоит в последующем распаде этого ядра на две α -частицы и один медленный нейтрон. Эта картина процесса получила подтверждение в последних экспериментальных исследованиях Т. Бьерге²⁵.

VIII. Вопрос о квантовых резонансных эффектах в случае сплошного распределения уровней недавно обсуждался Ф. Калькаром, И. Оппенгеймером и Р. Сербером в статье, приведенной в добавлении V. Статья эта посвящена ядерному фотоэффекту, который представляет ряд особенностей, делающих его аналогичным задаче о превращениях ядра, вызванной ударами медленных частиц. Более подробное квантовое исследование ядерных реакций будет дано в ближайшее время в статье Ф. Калькара, в которой будет сделана попытка развить общие соображения, подобные той трактовке задач атомного ядра, которая основана на начале соответствия.

IX. Вопрос о правильной оценке ядерных радиусов путем анализа α -распада радиоактивных ядер рассматривается, далее, Бете в его обзоре ядерной динамики¹. В этом обзоре он широко пользуется увеличенными значениями ядерных радиусов, предложенными им в статье, приведенной на стр. 319. В связи с этим он высказывается также относительно той критики его способа вычисления радиусов ядер, которая приведена здесь в тексте и которая доложена на конференции в Вашингтоне (см. предисловие). Тем временем важные результаты в этом вопросе были получены в статье, приведенной в дополнении II. В этой работе удалось вывести из очень общих соображений широко применимую формулу для вероятности распада ядра, сопровождаемого вылетом заряженных частиц. Эта формула дает зависимость этой вероятности от внешнего отталкивания, а также и от плотности распределения уровней ядра в рассматриваемой области энергий. В случае радиоактивного распада, где уровни широко отделены друг от друга, эта формула приводит к таким значениям радиусов ядер, которые лишь немного отли-

чаются от значений, выведенных из обычных формул для потенциального барьера, но существенно отличаются от значений, предложенных Бете.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Bethe, *Rev. Mod. Phys.*, **9**, 69, 1937.
2. N. Bohr, *Nature*, **137**, 344, 351, 1936; см. также *Успехи физич. наук*, **16**, 425, 1936.
3. *Science*, **86**, 161, 1937.
4. C. F. Weizsäcker, *Die Atomkerne*, Leipzig, 1937.
5. C. E. Weizsäcker, *Naturwiss.*, **24**, 813, 1936.
6. S. Kikuchi, K. Husimi a. H. Aoki, *Nature*, **137**, 992, 1936.
7. F. Heyn, *Nature*, **138**, 723, 1936.
8. Breit a. Wigner, *Phys. Rev.*, **49**, 519, 1936.
9. O. R. Frisch a. G. Placzek, *Nature*, **137**, 357, 1936.
10. P. Weekes, M. Livingstone, H. Bethe, *Phys. Rev.*, **49**, 471, 1936.
11. H. Bethe a. G. Placzek, *Phys. Rev.*, **51**, 450, 1937.
12. H. Bethe, *Phys. Rev.*, **50**, 977, 1936.
13. O. Haxel, *Z. Physik*, **93**, 400, 1935.
14. W. D. Harkins, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **23**, 120, 1937.
15. N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc.*, **133**, 228, 1931.
16. M. Goldhaber, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **30**, 361, 1934; L. R. Hafstad, N. P. Heydenburg a. M. A. Tuve, *Phys. Rev.*, **50**, 504, 1936.
17. J. R. Oppenheimer a. M. Phillips, *Phys. Rev.*, **48**, 500, 1935.
18. G. H. Hardy a. S. Ramanujan, *Proc. London Math. Soc.* (2) **XIII**, 75, 1918.
19. Bethe, *Phys. Rev.*, **50**, 332, 1936; *Rev. Mod. Phys.*, **9**, 69, 1937.
20. W. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **52**, 295, 1937; *Sov. Phys.*, **11**, 556, 1937.
21. *Phys. Rev.*, **52**, 279, 1937.
22. *Phys. Rev.*, **52**, 1251, 1937.
23. V. Bothe u. W. Gentner, *Naturwiss.*, **25**, 90, 126, 1937.
24. P. Auger, *J. de Physique*, **4**, 719, 1933.
25. T. Bjerger (в печати).