

## ЗАХВАТ НЕЙТРОНА И СТРОЕНИЕ ЯДРА \*

*Нильс Бор, Копенгаген*

Из всех свойств атомных ядер, обнаруженных фундаментальными исследованиями Резерфорда и его последователей в явлениях искусственных ядерных преобразований, одним из наиболее поразительных является исключительная тенденция таких ядер вступать в реакцию друг с другом, как только между ними устанавливается непосредственный контакт. Действительно, почти все типы ядерных реакций, согласующихся с сохранением энергии, повидимому, происходят при тесных соударениях ядер. Разумеется, при столкновениях между заряженными частицами и ядрами контакту часто препятствует или делает его менее вероятным взаимное электрическое отталкивание; вследствие этого типичные черты ядерных реакций, быть может, особенно ярко проявляются при столкновениях с нейтронами. Еще в первых своих работах по исследованию свойств быстрых нейтронов Чадвик обнаружил высокую эффективность последних в отношении вызываемых ими ядерных превращений \*. В особенности после открытия Кюри и Жолио искусственной радиоактивности наиболее интересные данные получены в результате исследований Ферми и его сотрудников по искусственной радиоактивности при бомбардировке как быстрыми нейтронами, так и нейтронами тепловых скоростей <sup>2</sup>.

Типичным результатом опытов с нейтронами большой скорости является значительная вероятность вылета  $\alpha$ -частицы или протона при столкновении нейтрона с ядром не слишком большого атомного номера, — вылета, сопровождающегося захватом нейтрона и образованием ядра нового, большей частью  $\beta$ -радиоактивного элемента. Эффективное сечение ядра при таких столкновениях, в действительности, того же порядка величины, что и поперечное сечение, отвечающее простому рассеянию быстрых нейтронов ядрами, что в свою очередь соответствует обычным размерам ядра. Другим типичным результатом этих опытов можно считать неожиданно сильное стремление, даже в случае столкновения быстрого нейтрона с тяжелым атомом, присоединиться к ядру с испусканием  $\gamma$ -кванта и образовать новый изотоп, устойчивый или радиоактивный, смотря по обстоятельствам. На самом деле, для процессов такого

\* Nature, Febr., 29, 1936. Перевод А. А. Ильиной.

эффективное сечение, хотя и становится в несколько раз больше, имеет все-таки тот же порядок величины, что и размеры ядра.

Процессы захвата быстрых нейтронов только что упомянутого типа являются особенно существенными для выяснения механизма столкновений между нейтроном и ядром. Действительно, замечательная резкость линий характеристических спектров  $\gamma$ -лучей радиоактивных элементов свидетельствует о том, что время жизни в возбужденном состоянии ядер, связанных с испусканием этих линий, больше периода (около  $10^{-20}$  сек.) самих этих линий. Для того чтобы вероятность испускания подобного излучения за время столкновения быстрого нейтрона с ядром была бы достаточной для объяснения экспериментально найденного эффективного сечения этого процесса захвата, продолжительность соударения должна быть гораздо более длительной, нежели промежуток времени (около  $10^{-21}$  сек.), необходимый для простого прохождения нейтрона сквозь ядро.

Явления захвата нейтронов тем самым заставляют нас предполагать, что столкновение между быстрым нейтроном и тяжелым ядром должно вести прежде всего к образованию сложной системы, характеризующейся замечательной устойчивостью. Возможный последующий распад этой промежуточной системы с вылетом материальной частицы или переход к конечному устойчивому состоянию с эмиссией кванта лучистой энергии следует рассматривать как самостоятельные процессы, не имеющие непосредственной связи с первой фазой соударения. Мы встречаемся здесь с существенной разницей, ранее ясно не распознанной, между настоящими ядерными реакциями — обычными соударениями быстрых частиц и атомных систем, — соударениями, которые до сих пор для нас являлись главным источником сведений относительно строения атома. Действительно, возможность счета посредством таких столкновений отдельных атомных частиц и изучение их свойств обязаны прежде всего „открытости“ рассматриваемых систем, которая делает весьма мало вероятным обмен энергии между отдельными составляющими частицами в продолжение удара. Однако вследствие тесной упаковки частиц в ядре мы должны быть готовы к тому, что именно этот обмен энергии играет основную роль в типичных ядерных реакциях.

Если, например, мы рассматриваем столкновение между быстрым нейтроном и ядром, то очевидно, что нельзя сравнивать этот процесс с простым отклонением пути нейтрона во внутреннем поле ядра, быть может, связанным с соударением с отдельной ядерной частицей, ведущим к вылету последней. Напротив, мы должны ясно понять, что избыток энергии падающего нейтрона должен быстро распределиться между всеми частицами ядра таким образом, что в течение некоторого промежутка времени ни одна частица не будет обладать кинетической энергией, достаточной для того, чтобы покинуть ядро. Возможное последующее освобождение протона,  $\alpha$ -частицы или даже нейтрона из промежуточной сложно

системы должно поэтому говорить о сложном процессе, в котором энергия может опять концентрироваться на какой-то частице у поверхности ядра.

В настоящее время едва ли можно составить себе детальное представление об этих процессах. Действительно, мы должны сознаться, что у нас нет никаких оправданий даже для предположений о существовании внутри ядра частиц, освобождаемых при разрушении ядра. В частности, хорошо известные трудности, связанные с индивидуальным существованием в пространстве ядерных размеров заряженных частиц с такой небольшой массой покоя, какую имеют электроны и позитроны, заставляют нас рассматривать  $\beta$ -распад как процесс, ведущий к созданию электрона как индивидуальности в механическом смысле<sup>3</sup>. В этом отношении положение здесь, конечно, существенно отличается от случая распада ядра с вылетом тяжелых частиц — нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц. Тот факт, что массы всех ядер в первом приближении являются целыми кратными единиц, близких к массе нейтрона, позволяет рассматривать эти частицы как механические индивидуумы внутри ядра. Вследствие небольшой разницы между массами нейтрона и протона сравнительно с энергиями связи в ядре, измеряемыми так называемыми дефектами массы, предположение о существовании в ядре частиц с теми же электрическими и магнитными свойствами, что и у свободных нейтронов, должно казаться более гипотетическим. Вследствие недостаточности наших сведений о том исключительно плотном состоянии материи, с которым мы имеем дело в ядрах, мы скорее можем рассматривать целочисленные значения единиц электрических зарядов ядер и продуктов их расщепления как фундаментальный аспект атомистики электричества, который, однако, не объясняется современными теориями атомного строения.

Если, однако, оставить в стороне проблему природы ядерных компонент, не являющуюся целью настоящего обсуждения, то во всяком случае ясно, что модели ядра, детально рассматривавшиеся до сих пор, не дают возможности объяснить типичные свойства ядер, для которых, как мы уже видели, обмен энергии между отдельными частицами является решающим фактором. Действительно, в этих моделях в целях простоты допускалось, что состояние движения каждой частицы в ядре может в первом приближении рассматриваться как движение в консервативном поле сил и может поэтому характеризоваться квантовыми числами, так же как движение электрона в обычном атоме. Между тем в атоме и ядре мы имеем два крайних случая проблем механики многих тел; при этом, процедура аппроксимирования, опирающаяся на комбинирование задач одного тела, столь эффективная в первом случае, теряет всю свою ценность в последнем, где мы с самого начала имеем дело с существенно коллективными аспектами взаимодействия между составляющими частицами.

В связи с этим важно вспомнить также, что успешное квантово-механическое объяснение простого закона, связывающего

продолжительность жизни продуктов  $\alpha$ -излучения с энергией выброшенных частиц, совершенно не зависит от специальных допущений, рассматривающих поведение индивидуальных частиц в ядре. Вследствие крайне долгого времени жизни этих продуктов сравнительно со всеми собственными периодами ядра, вероятность такого разложения зависит в первом приближении только от электрического поля вне ядра, образующего так называемый потенциальный барьер, препятствующий вылету  $\alpha$ -частиц. Представляется чрезвычайно сомнительным, чтобы  $\alpha$ -частицы существовали в ядре в таком виде, как это допускают имеющиеся теории  $\alpha$ -распада. Частое появление  $\alpha$ -лучей в результате естественного и искусственного разложения ядра можно объяснить скорее тем, что энергия освобождается при самом образовании  $\alpha$ -частиц и что освобождение этих частиц может, таким образом, связываться с меньшей степенью концентрации излишка энергии, чем освобождение протонов или нейтронов. Пока что изучение  $\alpha$ -распада и его тесной связи с  $\gamma$ -спектрами, — выясненной Гамовым, — дает нам поэтому сведения только относительно возможных значений энергии и до некоторой степени относительно моментов спина для стационарных состояний ядерных систем, с которыми мы имеем дело.

То обстоятельство, что состояния ядра, связанные с упомянутыми только что явлениями, представляют дискретное распределение чрезвычайно резких уровней энергии, может сначала показаться противоречащим нашим предположениям о существовании полуустойчивых промежуточных состояний сложной системы, образованной при захвате нейтрона, с кажущимися непрерывными значениями кинетической энергии падающего нейтрона. Можно представить себе, однако, что при захвате быстрых нейтронов мы имеем дело с гораздо более высоким возбуждением сложной системы, чем обычное  $\gamma$ -возбуждение. В то время как последнее имеет наибольшее значение в несколько миллионов вольт, возбуждение в нашем случае может значительно превышать энергию, необходимую для полного удаления нейтрона от нормального состояния ядра. Измеренные Астоном дефекты масс изотопов показывают, что эта энергия составляет около 10 млн. V.

Однако именно такую поразительную разницу в схемах уровней низкого и высокого возбуждения тяжелых ядер мы и можем ожидать с обсуждаемой здесь точки зрения. В противоположность обычной точке зрения, где возбуждение приписывается возбужденному квантовому состоянию отдельной частицы в ядре, мы должны допустить, что возбуждение будет соответствовать некоторому квантованному коллективному типу движения всех ядерных частиц. Вследствие быстрого увеличения возможностей комбинации собственных частот таких движений при возрастании полной энергии ядра, мы должны были бы ожидать, что расстояние между соседними уровнями должно становиться гораздо меньшим для высоких возбуждений, обусловленных нейтронными соударениями, чем для обычных  $\gamma$ -уровней, где мы, вероятно, имеем дело с состояниями коллективного движения наиболее простых типов.

С этой точки зрения, однако, даже для возбуждений, уровни которых весьма близки друг к другу, вероятность перехода с излучением не очень сильно отличается от вероятности такого же перехода в нижних  $\gamma$ -состояниях, и никакого существенного возрастания ширины уровней не происходит до тех пор, пока вероятность вылета материальной частицы не делается сравнимой с вероятностью излучения.

В опытах с соударением быстрых нейтронов с тяжелыми ядрами эффективное сечение для рассеяния обычно в несколько раз больше эффективного сечения для захвата. Соответственно этому мы можем заключить, что в этом случае вероятность вылета нейтрона из сложной системы больше, чем вероятность перехода с излучением, и что уровни энергии полуустойчивых состояний поэтому до некоторой степени шире обычных  $\gamma$ -уровней. Это обстоятельство вместе с быстро уменьшающимся расстоянием между соседними уровнями в этой области энергии делает весьма правдоподобным заключение о том, что такие уровни здесь вовсе не разделены, — вывод, необходимый для объяснения кажущимся образом неселективного характера явлений захвата. Однако с уменьшением скоростей падающих нейтронов вылет нейтрона из сложной системы быстро становится маловероятным в соответствии с уменьшением вероятности необходимой концентрации излишней энергии системы на отдельном нейтроне. Можно поэтому ожидать, что резкость уровней промежуточных состояний будет приближаться к резкости  $\gamma$ -уровней, как скоро кинетическая энергия свободных нейтронов станет меньше полной энергии возбуждения в этом состоянии.

Наиболее интересное подтверждение этих соображений дается замечательными явлениями избирательного захвата нейтронов очень малых скоростей. Работая с нейтронами тепловых скоростей, получаемыми пропусканием пучка нейтронов через толстые слои веществ, содержащих водород, Ферми и его сотрудники нашли, как это хорошо известно, значение эффективного сечения для захвата нейтронов, изменяющееся чрезвычайно прихотливо от элемента к элементу. В то время как для большинства элементов эти значения одного и того же порядка величины или немного больше обычного сечения ядра для некоторых элементов или изотопов, неправильным образом распределенных в периодической системе, были найдены величины сечения, в несколько тысяч раз превосходящие нормальное. Этот удивительный на первый взгляд эффект может быть, повидимому, связан с тем обстоятельством, что для таких медленных нейтронов волны де-Брогя очень велики по сравнению с размерами ядра и поэтому простые представления о траектории и ударе, приблизительно оправдывающиеся в случае захвата быстрых нейтронов, здесь оказываются совершенно неприменимыми.

Были сделаны также поучительные попытки объяснить явление селективного захвата как явление квантово-механического резонанса, возникающего при близком совпадении энергии некоторых почти устойчивых стационарных состояний нейтрона в ядре и суммы энергий начального состояния ядра и свободного нейтрона<sup>4</sup>. Эти

теории, в которых состояние движения нейтрона в ядре трактуется как движение частицы в поле консервативных сил, не могут, однако, объяснить того, что эффективное сечение для рассеяния нейтронов всеми исследованными селективно поглощающими элементами гораздо меньше, чем эффективное сечение захвата. В самом деле, большая вероятность отражения волн, описывающих поведение нейтрона в ядре, вытекающая из того факта, что длина этой волны очень коротка сравнительно с длиной волны свободного движения нейтрона, означает, что средний интервал времени, в течение которого нейтрон может, так сказать, оставаться в ядре, гораздо продолжительнее, чем интервал времени, в течение которого быстрый нейтрон проходит сквозь ядро.

Все же, даже в случае полного резонанса, вероятность вылета нейтрона, найденная этим способом, должна быть больше вероятности эмиссии кванта. Вследствие гораздо более тесного взаимодействия между ядром и нейтроном, вытекающего из явлений захвата быстрых нейтронов, мы и должны были бы ожидать отсутствия селективного рассеяния очень медленных нейтронов, обладающих малым избытком энергии, так как в этом случае вероятность вылета нейтрона исчезающе мала сравнительно с переходом, сопровождающимся излучением.

Однако в последних опытах Ферми и других<sup>5</sup> обнаружилась крайняя чувствительность явлений селективного захвата нейтронов к небольшим изменениям скорости последних, что приводит к степени резонанса, совершенно несовместимой с вышеописанной моделью ядра. Действительно, при фильтрации пучка медленных нейтронов через тонкие пластинки различных селективно поглощающих элементов были получены весьма разнообразные эффективные сечения селективного захвата, показывающие, что резонанс ограничен узкой областью значений энергии нейтрона, различной для разных селективных поглотителей. Пользуясь для сравнения захватом нейтронов легкими элементами, приводящим к вылету  $\alpha$ -частиц, где селективность выражена гораздо менее резко и где по этому из основных квантово-механических соображений можно найти, что вероятность захвата внутри энергетической области будет вообще обратно пропорциональна скорости нейтрона, возможно даже заключить, что энергетическая область резонанса для некоторых селективно поглощающих элементов ограничена интервалом, измеряемым долями вольт<sup>6</sup>.

На основании этой небольшой ширины уровней энергии сложной системы, получающейся при захвате медленного нейтрона, мы приходим с помощью простых статистических соображений для случаев селективного захвата у тяжелых элементов к значению около десяти вольт для расстояния между соседними энергетическими уровнями возбуждения, с которыми приходится иметь дело в этих явлениях. Это не только находится в полном согласии с выводами относительно тесного распределения энергетических уровней ядра, находящегося в состоянии высокого возбуждения, к чему мы пришли, обсуждая неселективное поглощение быстрых

нейтронов, но также и исключительная резкость уровней, с которыми мы имеем дело в явлениях селективного нейтронного захвата, дает интереснейшее подтверждение нашим первоначальным предположениям относительно большой продолжительности жизни промежуточных состояний в нейтронных соударениях. Действительно, близкое расположение уровней в сложной системе поразительным образом подтверждает крайне малую величину вероятности ядерных переходов с излучением и ведет к значению продолжительности соударения между быстрым нейтроном и ядром, в миллион раз превышающему интервал времени простого прохождения нейтрона сквозь ядро.

Отсутствие селективности при захвате быстрых нейтронов, строго говоря, относится только к вероятности захвата нейтрона ядром и вылету из него материальной частицы. Дегальное течение этих явлений должно, однако, существенно зависеть от системы уровней образующегося ядра. В самом деле, после столкновения эта система должна находиться в каком-то устойчивом состоянии, и если кинетическая энергия падающего нейтрона не слишком велика, все состояния, между которыми может быть сделан выбор, должны лежать в области обычных дискретных  $\gamma$ -уровней. Если, поэтому, кинетическая энергия нейтронов, внедряющихся в тяжелое ядро, будет меньше самого низкого уровня этого ядра, энергия нейтрона, вылетающего из сложной системы, должна с необходимостью равняться энергии падающего. Однако в случае соударения нейтрона с большей энергией, очевидно, имеется определенная вероятность, что ядро может остаться в возбужденном состоянии после вылета нейтрона с соответственно меньшей энергией.

На самом деле вероятность процесса, происходящего таким путем, который предполагает меньшую концентрацию избыточной энергии сложной системы на выбрасываемом нейтроне, часто может значительно превышать вероятность вылета нейтрона без возбуждения. Повидимому, имеются также экспериментальные доказательства ядерного возбуждения при соударениях с нейтронами, а именно — в наблюдениях потерь энергии быстрых нейтронов, пронизывающих вещества большого атомного веса <sup>7</sup>, где прямой обмен энергией между нейтронами и ядрами должен быть крайне мал.

Как уже упоминалось ранее, соударения между быстрыми нейтронами и ядрами элементов небольшого атомного номера должны в большинстве случаев вести к вылету  $\alpha$ -частицы или протона. Мы можем заключить отсюда, а также и из значительного эффективного сечения для этих ударов, что столкновение ведет сначала к образованию полустойчивой сложной системы со сплошным распределением уровней энергии. Несмотря на то, что время жизни такой системы может быть гораздо меньше времени жизни  $\gamma$ -состояния в тяжелых ядрах, мы должны все же считать, что последующий вылет  $\alpha$ -лучей или протонов требует отдельного процесса концентрации излишка энергии и что мы не можем притти к определенным выводам из этих явлений относительно существования таких частиц в ядрах при нормальных условиях. Например

большую вероятность эмиссии  $\alpha$ -частицы по сравнению с вылетом нейтрона из сложной системы нужно, как уже указывалось, объяснить скорее сравнительно малой степенью концентрации энергии в первом процессе. Что касается эмиссии заряженных частиц, мы должны, конечно, также принять во внимание отталкивание их остатком ядра и в частности значительную трудность для заряженной частицы (по сравнению с незаряженной, с той же конечной кинетической энергией) проникнуть сквозь потенциальный барьер, окружающий ядро.

Как уже неоднократно указывалось, последнее обстоятельство приводит к простому объяснению не только быстрого спадания выхода  $\alpha$ -частиц и протонов в результате захвата быстрых нейтронов с возрастанием заряда ядра, но также уменьшения с увеличением нейтронной энергии отношения вероятностей вылета этих двух сортов заряженных частиц. Вероятность того, что ядро может находиться после вылета этих частиц в нормальном или в возбужденном состоянии, зависит и в том и в другом случае от распределения уральной энергии конечной системы, — более разделенных для легких ядер, — а также от баланса между большей легкостью для быстрых частиц проникнуть сквозь потенциальный барьер ядра, с одной стороны, и необходимостью большей концентрации энергии в первом случае по сравнению с последним. Подобные же рассуждения можно приложить к деталям обычного  $\alpha$ -распада, как, например, к слабым группам  $\alpha$ -частиц большого пробега и к тонкой структуре наиболее сильных линий  $\alpha$ -лучей.

В случае ядерного превращения, вызываемого захватом заряженных частиц, так же как и для разложения ядер  $\gamma$ -квантами, образование промежуточной полуустойчивой сложной системы, повидимому, имеет решающее значение для объяснения большого разнообразия явлений. Кроме типичных неселективных эффектов, вроде выбрасывания нейтрона или протона быстрыми  $\alpha$ -частицами, мы встречаемся, как это хорошо известно, с эффектом явно выраженного резонанса для захвата медленных  $\alpha$ -частиц, так же как и в явлениях захвата легкими ядрами искусственно ускоренных протонов. Вследствие очень небольшой продолжительности жизни промежуточного состояния степень резонанса в этом случае, однако, значительно меньше, чем в случае селективного захвата нейтронов тяжелыми ядрами. В связи с этим может быть следует заметить, что такие выражения — „уровни  $\alpha$ -частиц“ или „уровни протонов“ — выражения, обычно применяемые при рассмотрении этих эффектов и основанные на приписывании возбуждения отдельным ядерным частицам, теряют всякий смысл с принятой нами точки зрения на ядерное возбуждение. Действительно, существенной чертой ядерных реакций, возбуждаемых соударениями или поглощением излучения, можно считать свободную конкуренцию между всеми различными возможными процессами освобождения материальных частиц или переходов с излучением, которые могут происходить в сложной системе, находящейся в полуустойчивом состоянии.



Подробное обсуждение с этой точки зрения существующих эмпирических данных относительно спонтанных и индуцированных превращений ядра будет вскоре опубликовано мною совместно с Ф. Калькаром<sup>8</sup>, который оказал мне большую помощь при выводе следствий из развитой здесь общей концепции. Затем мы обсудим также ограничение этих представлений в случае очень легких ядер вроде дейтерия, где различие между механизмом накопления энергии в ядре и механизмом освобождения частиц, так резко выраженное для реакций с тяжелыми ядрами, постепенно теряет свое значение. Здесь, однако, я должен еще кратко указать, что в изложенных выше рассуждениях можно ожидать видоизменений даже для тяжелых ядер, если энергия промежуточной системы слишком превышает энергию нормального состояния.

Если бы мы могли производить опыты с нейтронами и протонами с энергиями, превышающими 100 MeV, мы должны были бы ожидать, что избыток энергии этих частиц, когда они проникают в ядро не очень малой массы, должен прежде всего распределиться между частицами ядра с таким результатом, что освобождение, любой из них неизбежно вызывало бы последующую концентрацию энергии. Вместо обычного течения ядерной реакции мы можем в этом случае ожидать, что не одна, но несколько заряженных или незаряженных частиц не покинут ядро в результате соударения. Для еще более сильного удара с захватом частицы, обладающей энергией в 100 MeV, мы должны быть готовыми к тому, что столкновение может привести к взрыву всего ядра. Такие энергии в настоящее время, конечно, находятся далеко за пределами возможностей эксперимента, и нет необходимости подчеркивать, что подобные эффекты едва ли могут приблизить нас к решению так многократно обсуждавшихся проблем использования ядерной энергии в практических целях. К сожалению, чем обширнее становятся наши сведения о ядерных реакциях, тем отдаленнее представляется достижение этой цели.

В заключение этого доклада, я хотел бы сказать, что даже если гипотезы о строении ядра пока еще и лишены той простоты в механическом отношении, которая так характерна для теории строения атома и которая так помогла при распутывании взаимоотношения элементов в смысле их обычных физических и химических свойств. Тем не менее, как я пытался доказать, проблема строения ядра обладает своеобразными особенностями, облегчающими интерпретацию характерных свойств ядер, например, в отношении разделения ядерных реакций на отдельные стадии с такой отчетливостью, какая не имеет аналогии в механическом поведении атомов.

#### Дополнение

На лекции, прочитанной проф. Н. Бором в физическом и химическом обществе Лондонского университета 11 февраля, изложенные выше представления иллюстрировались двумя схемами, которые здесь воспроизводятся. Модель рис. 1 является попыткой предста-

вить случай, получающийся при столкновении нейтрона с ядром. Представим себе неглубокую чашку с некоторым числом билиардных шаров, находящихся в ней, как это показано на рис. 1. Если бы чашка была пустая, то шар,двигающийся извне, скатился бы вниз с одной стороны чашки и прошел бы на противоположную сторону, сохраняя свою первоначальную скорость. Однако вследствие наличия на дне чашки других шаров этот свободный пробег не осуществится. Ударяющий шар разделит свою энергию с первым же шаром чашки, на который он натолкнется, эти два шара таким же образом разделят свою энергию с другими и так далее, пока начальная кинетическая энергия налетевшего шара распреде-

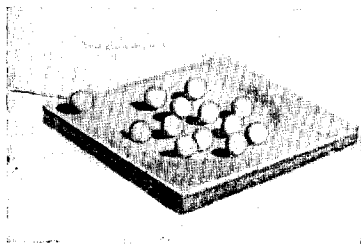


Рис. 1.

лится между всеми шарами чашки. Если бы чашка и шары были бы совершенно гладкими и упругими, столкновения продолжались бы до тех пор, пока случайно кинетическая энергия не сконцентрировалась бы на каком-нибудь шаре, близком к краю. Этот шар должен был бы вылететь из чашки, а энергия остальных шаров оказалась уже недостаточной для того, чтобы еще один шар мог подняться на край и вылететь. Рисунок показывает поэтому, что „излишек энергии падающего нейтрона быстро распределяется между всеми ядерными частицами, в результате чего, некоторое время спустя, еще ни у одной частицы не будет достаточной энергии для вылета из ядра“.

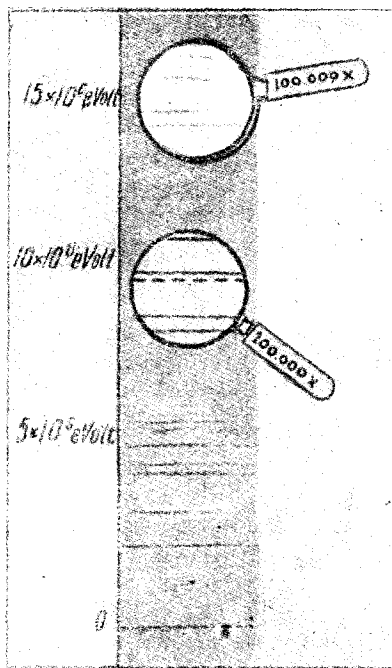


Рис. 2.

#### Уровни энергии в ядре

Рис. 2 дает представление о характере распределения уровней энергии в ядре не слишком малого атомного веса. Самые низкие линии представляют уровни возбуждения того же порядка величины,

как и обычно возбуждаемые  $\gamma$ -состояния. Согласно воззрениям, развиваемым в предыдущем сообщении, с возрастанием степени возбуждения уровни должны становиться все ближе и ближе друг к другу и при возбуждении в 15 MeV, соответствующем столкновению между ядром и быстрым нейтроном, сливаются, в то время как в области небольших избытков энергии, около 10 MeV возбуждения, они должны еще резко отделяться друг от друга. Это положение иллюстрируется с помощью двух линз с большим увеличением, помещенных в двух областях нашей схемы уровней. Пунктирная линия посредине изображения нижней линзы представляет нулевую избыточную энергию и тот факт, что один из уровней, очень близок к этой линии (находится на расстоянии около  $1/2 V$ ), отвечает возможности селективного захвата очень медленных нейтронов. Среднее расстояние между соседними уровнями составляет в этой области около  $10V$  по вычислениям, опирающимся на статистику случаев селективного захвата. На схеме не видно верхнего предела уровней, и в действительности это можно распространить до очень больших значений энергии. Если было бы возможно поставить опыты с нейтронами или протонами, обладающими энергией свыше 100 MeV, то в результате их столкновений с ядром из последнего должны были бы вылететь несколько заряженных или незаряженных частиц, и, прибавляет проф. Бор, „с частицами около тысячи MeV мы смогли бы ожидать столкновений, ведущих к взрыву всего ядра“.

---

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Chadwick, Proc. Roy. Soc., A 142, 1, 1933.
  2. E. Fermi и др. Proc. Roy. Soc., A 147, 483, 1934; 149, 522, 1935.
  3. См. N. Bohr, Faraday Lecture, J. Chem. Soc., 349, 1932. W. Heisenberg, Zeeman Verhandelingen, p. 108.
  4. E. Fermi и др. Proc. Roy. Soc., A 149, 522, 193; Perrin a. E. Isasser, J. Phys., 6, 195, 1935; Bèthe, Phys. Rev., 47, 747, 1935.
  5. Fermi a. Amaldi, La Ricerca Sci. A 6, 544, 1935; Szilard, Nature, 136, 849, 1935; Frisch, Hevesy a. McKay, Nature, 137, 149, 1936.
  6. R. Frisch a. G. Placzek, Nature, 137, 357, 1936.
  7. W. Ehrenberg, Nature, 136, 870, 1935.
  8. N. Bohr a. F. Kalckar, Kgl. Dan. Vid. Selsk. Math-fys. Medd.
-