

## ЛЕКЦИЯ 11

### Квантовая физика

Продолжаем изучать атомные ядра.

#### 11.1. Диаграмма стабильности ядер. Долина стабильности

Если сдвинуться из этой долины, то тогда ядро будет стремиться опять перейти в стабильное состояние. Ядра, ушедшие из долины стабильности, являются радиоактивными.

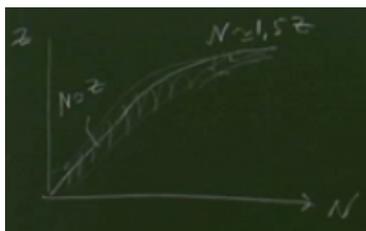


Рис. 11.1.

#### 11.2. Типы радиоактивности

Теперь мы рассмотрим различные типы радиоактивности.

##### 11.2.1. $\alpha$ -распад

$$Z, N \rightarrow (Z - 2, N - 2) + \alpha,$$

$$\alpha = {}_2^4\text{He}.$$

$M(Z, N) > M(Z - 2, N - 2) + \alpha$  — энергетическое условие для реакции. Оно выполняется примерно при  $Z > 83$ .

##### 11.2.2. Механизм альфа-распада

Протоны и нейтроны движутся в ядре, если образуется структура в виде атома гелия, то он зафиксирован, т. к. структура устойчива. Если она находится у поверхности, то в принципе может вылететь.

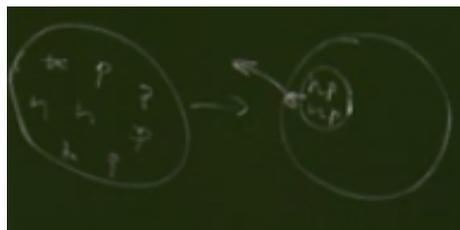


Рис. 11.2.

Если нарисовать потенциал для альфа-частицы, то помимо потенциала ямы, будет еще кулоновское отталкивание. Тогда может произойти туннелирование, и произойдет альфа-распад.

### 11.3. Закон Гейгера-Неттола

$$\lg T_{\frac{1}{2}} = a + \frac{e}{\sqrt{E_{\alpha}}}$$

Логарифм появляется из-за вероятности туннелирования.

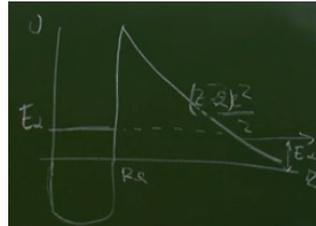


Рис. 11.3.

Спектр альфа-частиц монохроматический. Но еще бывают длиннопробежные и короткопробежные альфа-частицы (справа и слева соответственно).

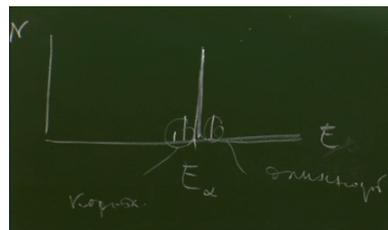


Рис. 11.4.

Например, ядро  $^{212}_{83}\text{Bi}$  может перейти в полоний, причем распад может произойти из возбужденных состояний.

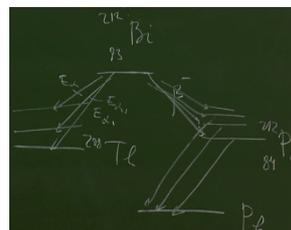
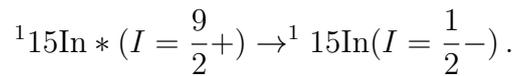


Рис. 11.5.

### 11.4. Гамма-излучение

Второй тип распада — это гамма-излучение. Пусть есть ядро и его какое-то возбужденное состояние. Если оно перейдет в основное состояния, то произойдет излучение фотона. Этот эффект в 1935 году открыла группа Курчатова. Они исследовали

переход индия:



Мультиполность этого перехода —  $2^4$ , то есть он ужасно подавлен. Такое ядро живет относительно долго:

$$T_{\frac{1}{2}} = 14,4\text{ч}.$$

Но это достаточно экзотический переход.

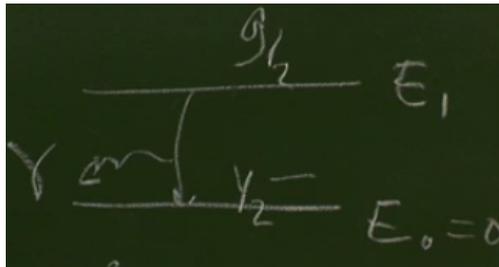


Рис. 11.6.

Все гамма-источники, использующиеся в лабораториях являются вторичными, после бета-распада. Например для никеля.

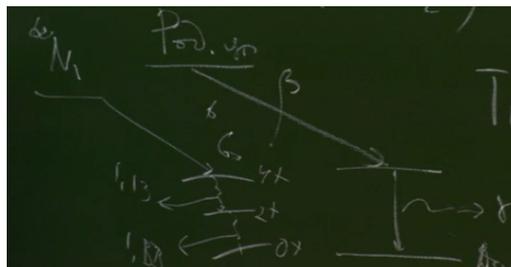
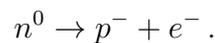


Рис. 11.7.

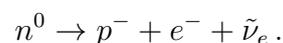
### 11.5. $\beta$ -распад

Теперь рассмотрим бета-распад. Это электронный распад. В результате распада образуется электрон или позитрон.



$$T_{\frac{1}{2}} = 10,5 \text{ мин}.$$

А спектр оказывается непрерывным. Хотя энергия электрона соответствует разности энергий протона и нейтрона и должна быть постоянной. Но Паули понял, что при таком распаде образуется еще одна частица — антинейтрино электронное (бессмассовая частица):



Но наличие третьей частицы сразу разрешает спектр бета-распада.

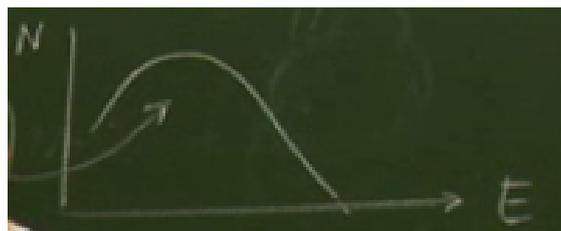


Рис. 11.8.

Оказывается, что существует еще два типа бета-распада. Иногда появляется монохроматическая линия в непрерывном спектре. Это называется конверсионный электрон.

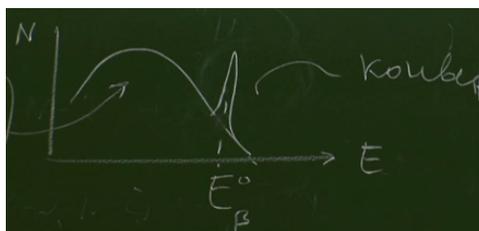


Рис. 11.9.

Например, для ртути при бета-распаде образуется гамма-квант. Но энергия этого кванта очень велика. Эта энергия может передаваться атомному электрону, и тогда его энергия будет зависеть от оболочки, на которой он находился. Поэтому может образоваться серия таких электронов.

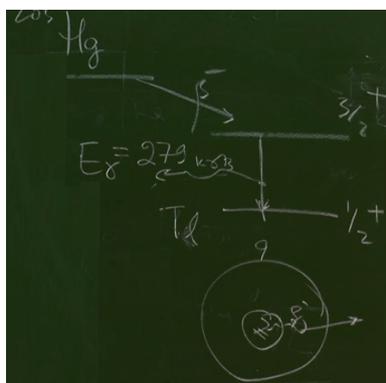
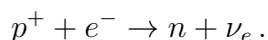


Рис. 11.10.

А еще бывает К-захват (когда есть ядро и наружный электрон). Может произойти захват ядром электрона. Тогда образуется нейтрон и нейтрино. Этот процесс эквивалентен бета-распаду. Его можно наблюдать с помощью излучения нейтрино.



При бета-распаде не сохраняется четность. Но об этом будем говорить позже.

Когда ядро очень тяжелое, то может произойти самопроизвольное деление. Ядро распадается на два. Это было открыто в 1940 году Петржаком и Флеровым.

Последовательность при делении примерно такая.

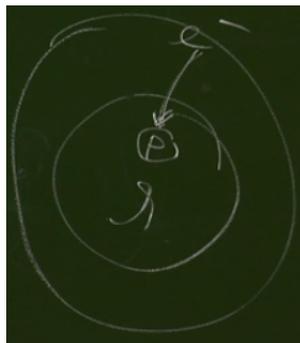


Рис. 11.11.

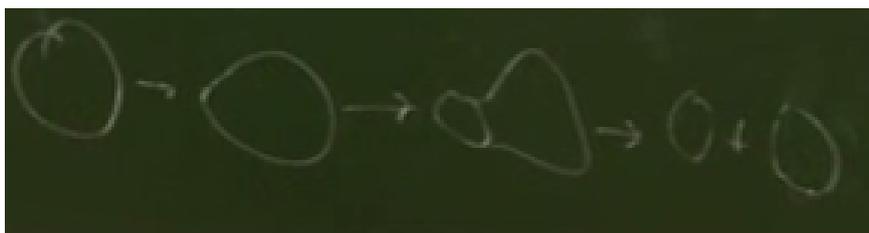


Рис. 11.12.

Рассмотрим потенциал взаимодействия в зависимости от деформации. Деление на два осколка оказывается выгодным.

Такой барьер образуется из-за того, что кулоновская энергия падает, а поверхностная растет. Когда ядра будут  $Z > 100$ , то барьер практически исчезает, и начинается самопроизвольный распад. Это ограничивает таблицу Менделеева.

Для деления такая же закономерность, как и при альфа-распаде:

$$\lg \tau_{\frac{1}{2}} \simeq \frac{Z^2}{A}.$$

Протонная радиоактивность тоже существует, но время жизни тогда очень маленькое.

Есть еще экзотическая радиоактивность — когда вылетает сразу несколько частиц —  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  — целый кластер частиц. Вопрос, как описать этот процесс, до сих пор остается открытым.

Теперь нужно перейти к вопросу о том, как возникает радиоактивность. Есть естественные радиоактивные ядра, у которых период полураспада большой. Например, уран.

Радиоактивные ядра образуются за счет ядерных реакций.

### 11.6. Ядерные реакции

Ядерные реакции делятся на несколько типов.

Пусть есть ядро, и на него налетает частица. Она может испытать ядерное рассеяние и отклониться. Это потенциальное рассеяние.

Она может провзаимодействовать с одним из нуклонов, и нуклон вылетит. Это называется прямой ядерной реакцией. Для этого должно быть:

$$\lambda_{\text{дБ}} < R_{\text{я}}.$$

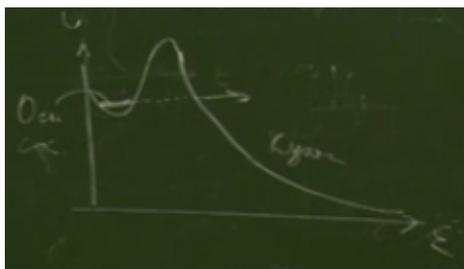


Рис. 11.13.

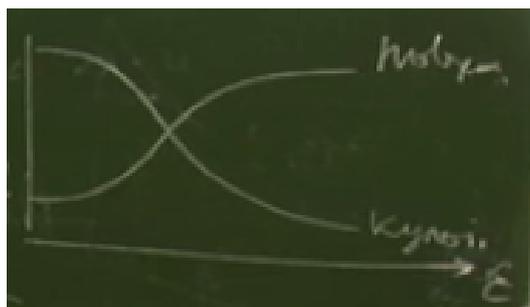
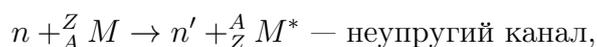


Рис. 11.14.

А могут в результате взаимодействия со всем ядром вылететь какие-то вторичные частицы. Например, когда налетает нейтрон:



Это все каналы реакции. Под действием частицы могут произойти различные ядерные превращения.

Еще может произойти такая ситуация: протон попадает в ядро, там вращается, а затем вылетает частица. Это называется реакция с образованием составного ядра.

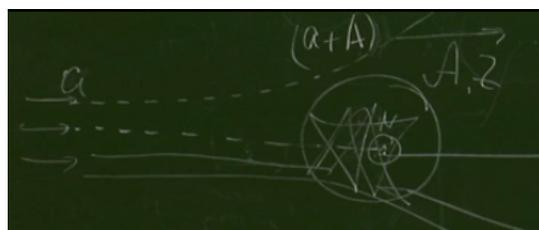


Рис. 11.15.

Рассмотрим процесс образования составного ядра (эксперимент). Когда нуклон попадает на ядро, он может вообще не провзаимодействовать, если в ядре мало нуклонов. Но может и провзаимодействовать, и тогда соударение может быть упругим или неупругим. При этом из ядра может вылететь другой нуклон.

Взаимодействие частиц с ядром характеризуются сечением реакции.

Есть ядро, вокруг него рисуют сферу сечением  $\sigma$ . Если частица попадает в эту площадь, то реакция произойдет с вероятностью 1.

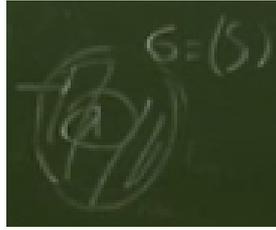


Рис. 11.16.

$$\frac{N}{J} = \sigma n \Delta x.$$

Единицей сечения является 1 Барн —  $10^{-24} \text{см}^2$  — это примерно соответствует квадрату радиуса ядра.

Если возможны несколько каналов реакций, то суммарное сечение будет равно сумме парциальных:

$$\sigma_{tot} = \sum \sigma_i.$$

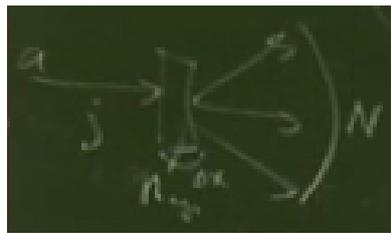


Рис. 11.17.

Потеря интенсивности в веществе будет выражаться:

$$dI = In\sigma dx,$$

$$I_x = I_0 e^{-n\sigma x}.$$

Обычно сечение настолько маленькое, что считают, что поток интенсивности не изменяется.

Можно ли рассчитать сечение реакции?

Будем придерживаться Резонансной теории.

Будем считать, что ядро — это сфера радиуса  $R_{я}$ .

Энергия налетающих частиц мала по сравнению с внутренней энергией ядра:

$$E \ll T_{вн}, \quad T_{нук} \approx 20 \text{ МэВ}.$$

Мы считаем, что частица застревает в ядре, то есть идет реакция через образование составного ядра.

Попробуем рассмотреть с точки зрения классики. Нужно найти сечение образования составного ядра. Это будет просто площадь ядра:

$$\sigma_c = \pi R_{я}^2.$$

Это будет выполняться при больших энергия частицы, когда  $\lambda^{\text{част}} \ll R_{я}$ . В этом случае это будет прямая реакция, т. е. взаимодействие с отдельным нуклоном.

## Лекция 11. Квантовая физика

Время взаимодействия очень маленькое:  $T_{\text{взаим}} \approx \frac{R_{\text{я}}}{v_{\text{ч}}} \approx 10^{-20} - 10^{-21}$  с.

Как узнать, произошла прямая реакция или нет? Частица будет влетать вперед, потери импульса не будет.

Если будем увеличивать дебройлевскую длину волны, тогда надо делать поправку, т. к. взаимодействие произойдет, даже если частица просто заденет ядро. Тогда поправка для сечения:

$$\sigma_c = \pi \left( R_{\text{я}} + \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2$$

— это будет вероятность попадания.

Но когда частица налетает на потенциальный барьер, то есть вероятность отражения, поэтому в формуле сечения нужно еще умножить это на вероятность прохождения

$$T = \frac{4kK}{(k+K)^2};$$

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2};$$

$$K^2 = \frac{2mU}{\hbar^2}.$$

$$\sigma_c = \pi \left( R_{\text{я}} + \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 * T.$$

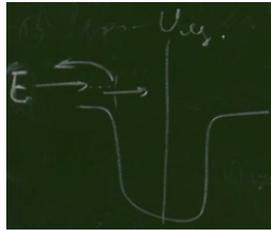


Рис. 11.18.

Мы условились, что энергия частицы много меньше внутренней энергии ядра ( $E \ll U, k \ll K$ ).

$$\sigma_c = \pi \left( R_{\text{я}} + \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 * \frac{4kK}{(k+K)^2} = 4\pi \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{k}{K} = 4\pi \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \sqrt{\frac{E}{U}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m\sqrt{EU}} \propto \frac{1}{v}$$

— **закон Бете**. То есть сечение обратно пропорционально скорости налетающей частицы.

Это понятно из геометрических соображений, т. к. время возможного взаимодействия обратно пропорционально скорости:  $\tau_{\text{вз}} \sim \frac{R_{\text{я}}}{v}$ .

Для каждого канала есть время жизни образования составного ядра:

$$\underbrace{\Delta E}_{\Gamma} \tau \sim \hbar \Rightarrow \Gamma \tau \sim \hbar$$

Это характеристика распада. Если распад может идти для разных реакций

$$\sigma_{ab} = \sigma_{\tau} \frac{\Gamma_b}{\sum \Gamma_i} = \sigma_c \frac{\Gamma_b}{\Gamma_{\text{tot}}}$$

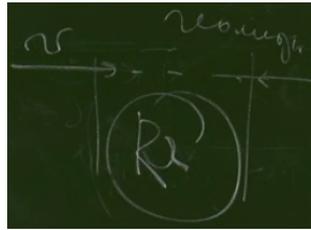


Рис. 11.19.

— вероятность вылета частицы  $b$ .

Почему это называется нерезонансная теория реакций?

Есть яма, в ней стационарные уровни. Частица может начать прыгать в ней от стенки к стенке. Если частица будет иметь энергию, соответствующую стационарному уровню, то появится резонанс.

Этот случай описывается **формулой Брейта – Вигнера**:

$$\sigma_c = \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

$$\sigma_{ab} \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \frac{\Gamma_b}{\Gamma} = \sigma_c \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

— вероятность вылета частицы  $b$ .

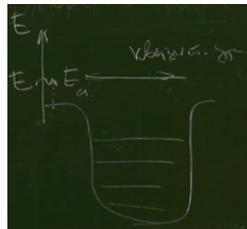


Рис. 11.20.

Эти реакции отлично видят в экспериментах. Можно ли увидеть резонансную реакцию в следующем случае: есть возбужденное ядро, которое испускает гамма квант, а затем если направить эти кванты на те же самые ядра, но невозбужденные, то они должны поглощаться.

Такие резонансные эксперименты, например, дали понять о содержании гелия в атмосфере Солнца.

Но в ядерной физике такого не происходило.

Первым нашел этот эффект Мессбауэр.

Мессбауэр изучал поглощение радиоактивного излучения самим же источником. Он охладил источник и оказалось, что действительно радиоактивное излучение от иридия поглощалось нерадиоактивным иридием.

При вылете гамма кванта кристаллу передается энергия отдачи, за счет нее энергия кванта меньше, чем нужна для резонансного поглощения. При низких же температурах этой отдачи может не быть, тогда гамма-квант будет поглощаться ядрами в основных состояниях. Это называется **эффект Мессбауэра**, или бесфонное испускание гамма-кванта

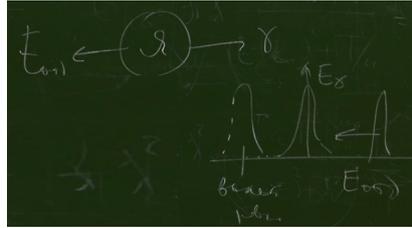


Рис. 11.21.

Мы обсудили все вопросы, кроме одного. Нейтроны стоят особняком среди частиц. Ядерные реакторы являются отличным источником нейтронов. Они не заряжены, поэтому могут проникать в ядро без кулоновского отталкивания. Если уменьшать энергию нейтрона, то будет классическая дифракция нейтронов в веществе.

$$\lambda_n \sim R_{\text{ат}};$$

$$T \simeq 300\text{K}; \quad \lambda \sim \text{Å}.$$

Значит, можно изучать информацию о кристаллической структуре вещества.

Нейтрон обладает магнитным моментом, поэтому можно изучать магнитную структуру вещества.

Если энергия нейтронов велика, то при прохождении вещества он теряет энергию за счет соударений. Особенно хорошо он будет тормозиться на ядрах водорода. Можно делать замедлители нейтронов. Например, в слое воды толщиной 2,5 см нейтрон теряет энергию с 1МэВ до 25 мэВ.

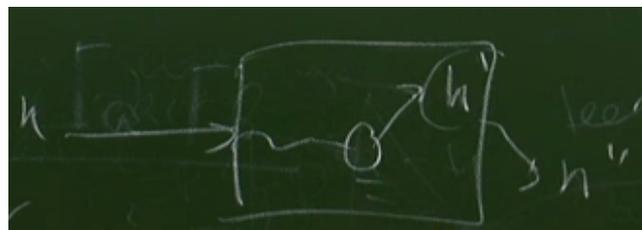


Рис. 11.22.