

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕН ЖИЗНИ КОРОТКОЖИВУЩИХ АТОМНЫХ ЯДЕР

В.Б.Фикс

Рассматривается принципиальная возможность измерений времен жизни короткоживущих ядер по изменению энергии и интенсивности излучения ядер, рассеянных на большие углы.

Измерение времени жизни короткоживущих состояний атомных ядер имеет фундаментальное значение для ядерной спектроскопии, а так же для обнаружения короткоживущих излучателей частиц. Эта задача становится методически чрезвычайно сложной, если времена жизни ядер $\tau < 10^{-11}$ сек. Между тем "естественные" времена γ -излучения $\tau = 10^{-11} + 10^{-5}$ сек, а времена жизни составных ядер еще короче.

Для измерения столь коротких τ необходимо сравнить длительность исследуемого ядерного процесса с другим микроскопическим "эталонным" процессом, время которого известно. Для измерения времен жизни ядра по отношению к γ -излучению используется метод изменения доплеровского смещения ядер при их торможении в веществе (1948, [1]). "Эталонным" процессом в этом методе является время пробега ядра t_R . Времена пробегов лежат в интервале $10^{-12} + 10^{-14}$ сек, соответственно в этом интервале лежат τ , доступные исследованию.

Вторая важная идея измерений ультракоротких времен основана на методе теней (1965, Тулинов [2]). "Эталонным" процессом в этом методе является смещение ядер на расстояния, меняющее характер "теней" ($10^{-9} + 10^{-10}$) см. Интервал времен жизни ядер, доступных исследованию этим методом $10^{-16} + 10^{-19}$ сек. Ниже предлагается принципиальная возможность измерений в интервале $10^{-16} + 10^{-14}$ сек.

Идея измерений τ и схема эксперимента.

Пусть в мишени, в точке (1) в результате ядерной реакции ядро A превратилось в составное или возбужденное короткоживущее ядро A^* , которое движется в направлении 00° со скоростью v_0 . При движении ядра A^* будут тормозиться в мишени. Рассматриваются такие нестабильные ядра, для которых выполняется условие $\tau \ll t_R$. За время τ такие ядра не испытывают значительного торможения. Начальная скорость v_0 и скорость ядра спустя время $t = \tau$ близки, т. е. $\frac{v_0 - v_\tau}{v_0} \ll 1$.

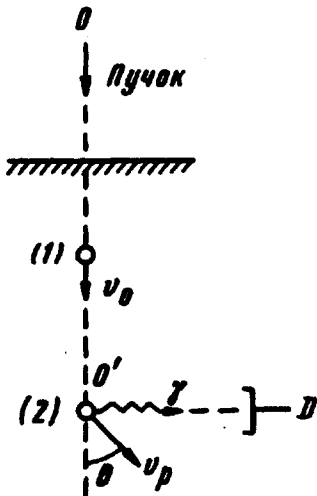


Схема измерений τ

1. Идею метода измерений рассмотрим на примере ядер A^* , которые распадаются через время τ , испуская γ -квант, с энергией $\hbar\nu$. Детектор γ -квантов расположен на линии $O'D$, перпендикулярной к направлению движения ядер A^* . При этом γ -кванты, испущенные ядрами в направлении $O'D$ и регистрируемые детектором не будут иметь доплеровского смещения по энергиям. Точнее, это смещение будет порядка $(v_0/c)^2$ и им можно пренебречь. Регистрируемая детектором энергия квантов, испущенных такими ядрами равна энергии $\hbar\nu$ покоящихся ядер.

Рассмотрим теперь ядра A^* , которые до излучения γ -кванта испытали рассеяние на большой угол θ на атомах мишени. Такие ядра после рассеяния будут обладать скоростью $v_p(\theta)$ и будут двигаться в направлении детектора под углом $\pi/2 \pm \theta^1$.

¹ Углы рассеяния и скорости приводятся в лабораторной системе координат; они связаны с соответствующими величинами в системе центра масс известными соотношениями [3].

Получаемые такими ядрами γ -кванты будут обладать максимальным доплеровским смещением $\Delta\nu_{max} = \nu \frac{v(\theta)}{c} \sin\theta$.

Покажем, что интенсивность рассеянных ядер, а следовательно, и интенсивность доплер-смещенной компоненты γ -излучения, пропорциональна времени жизни ядра τ .

Вероятность того, что возбужденное ядро на участке движения не распалось, но испытало рассеяние на угол θ , равна

$$w(x, \theta) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) N\sigma(\theta)\Delta x$$

t — время пролета ядром расстояния x , N — число атомов в 1 см^3 мишени, $\sigma(\theta)$ — вероятность рассеяний на угол θ . Вероятность $w(x, \theta)$ есть и вероятность появления доплер-смещенного γ -кванта, ибо вероятность испускания γ -кванта после рассеяния равна единице. Полная вероятность излучения γ -кванта, возбужденными ядрами, рассеянными на угол θ равна

$$w(\theta) = \int_x w(x, \theta) dx = N\sigma(\theta) \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dx.$$

Так как при выполнении условия $\frac{v_0 - v_r}{v_0} \ll 1$, $t = \frac{x}{v_0}$, найдем

$$w(\theta) = N\sigma(\theta)v_0\tau.$$

Для излучения ядер, испытавших рассеяние в телесный угол Ω , содержащий интервал углов $\theta + \theta + \Delta\theta$, соответствующая вероятность равна

$$w(\Omega) = N\sigma(\Omega)v_0\tau.$$

Пусть полное число ядер A^* , возникающих в 1 сек равно n^* , а Δn^* — число ядер, рассеянных в угол Ω , тогда

$$\Delta n^* = n^* \sigma(\Omega) v_0 \tau.$$

Основная интенсивность I_γ будет создаваться γ -квантами, испущенными ядрами, не испытавшими рассеяния, с энергией $\hbar\nu$. Слабые по интенсивности "крылья" γ -линии ($\Delta I_\nu + \Delta\nu$) будут принадлежать ядрам A^* , испытавшим рассеяние и испустившим доплер-смещенные, кванты с энергией $\hbar(\nu + \Delta\nu)$.

Таким образом измеряя интенсивность доплер-смещенных "крыльев" γ -линии можно определить величину $N\sigma(\Omega)v_0\tau$. Скорость v_0 известна, и, если вычислены или измерены $\sigma(\Omega)$, можно определить τ . Заметим, что $v_0\tau = x_r$ — средний путь, который ядра проходят в возбужденном состоянии. Величина x_r должна быть больше межатомного расстояния, иначе рассеяние не произойдет, и меньше пробега ядра R . Пола-

гая, что $5 \cdot 10^{-8} \leq x_r \leq 10^{-5}$ см и $v_0 = 5 \cdot 10^8$ см/сек получим интервал времени жизни $10^{-16} \leq \tau \leq 10^{-14}$ сек. Так как

$$N = 10^{22} \text{ см}^{-3}, \quad x_r = (10^{-7} + 10^{-5}) \text{ см, то при}$$

$$\sigma(\Omega) \approx 10^{-20} \text{ см}^2, \quad \frac{\Delta I_{\nu} + \Delta \nu}{I_{\nu}} = 10^{-5} + 10^{-3}$$

2. Если возбужденное ядро испускает не квант, а вторичную частицу, принципиальная схема измерения времени жизни составного ядра, образовавшегося при неупругом рассеянии или захвате первичной частицы, остается такой же. Для определения составного ядра следует измерять интенсивность и "доплеровское" изменение энергии вторичных частиц, испущенных ядрами рассеянными на большие углы. Максимальное, "доплеровское" изменение энергии вторичной частицы, обусловленное движением составного ядра, в первом приближении равно

$\Delta \epsilon_{\text{max}}^{(2)} \approx \frac{2}{M} [\epsilon^{(1)} \epsilon^{(2)} m_1 m_2]^{1/2}$ ($\epsilon^{(1)}$ и $\epsilon^{(2)}$ — энергии первичной и вторичной частиц, m_1 и m_2 — их массы. M — масса ядра). Относительное изменение энергии

$$\frac{\Delta \epsilon^{(2)}}{\epsilon_{\text{max}}^{(2)}} = \frac{2}{M} \sqrt{\frac{\epsilon^{(1)}}{\epsilon^{(2)}} m_1 m_2}. \text{ Относительное изменение}$$

энергии вторичной частицы может быть значительно большим чем доплеровское смещение γ -квантов.

3. Наибольшие трудности в реализации этого метода измерений будут, очевидно, связаны с малой интенсивностью излучения, создаваемого рассеянными на большие углы ядрами. Однако, можно надеяться на преодоление этих трудностей. Для увеличения вероятности рассеяния можно воспользоваться существованием в кристаллах направлений, практически "закрытых" для движений. При движении ядер в направлениях, близких к "теневым", вероятность рассеяния на большие углы будет значительно возрастать.

Автор выражает признательность за обсуждение работы Л.П.Питаевскому, И.Х.Лембергу.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 июня 1974 г.

Литература

- [1] Elliot. Bell. Phys. Rev., 12, 1869, 1948.
- [2] Н.Ф.Тулинов. ДАН СССР, 165, 546, 1965.
- [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика.