ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Б.Н. Валуев

D – 655

# О КУЛОНОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ $\Lambda$-ЧАСТИЦЫ

ЖЭТФ, 1961, т40, в.6, с.1844.

Дубна 1961

Б.Н. Валуев

D – 655

# О КУЛОНОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ $\Lambda$-ЧАСТИЦЫ

Направлено в ЖЭТФ

## Аннотация

Рассматривается электромагнитный переход $\Lambda \to \Sigma^0$, представляющий интерес при исследовании возможностей экспериментального определения времени жизни $\Sigma^0$ - частицы и проверки изотопической инвариантности для странных частиц. /Реакции $\Lambda + He_2^4 \to \Sigma^0 + He_2^4$, $\Lambda + d \to \Sigma^0 + d$ /.

Часть матричного элемента, соответствующего электромагнитному переходу $\Sigma^0 \to \Lambda + \gamma$, можно записать в виде [1] :

$$\bar{u}(p_\Lambda)\left[f(k^2)\sigma_{\mu\nu}k_\nu + g(k^2)k_\mu + h(k^2)\gamma_\mu\right]a_\pm u(p_\Sigma)$$

$$k = p_\Lambda - p_\Sigma .$$

$a_\pm$ = 1 или $\gamma_5$ в зависимости от относительной четности $\Sigma^0$ и $\Lambda$. Вследствие градиентной инвариантности член $g(k^2)k_\mu$ выпадает и $h(0)=0$. Вероятность распада, таким образом, определяется одной величиной $f(0)$, имеющей размерность магнитного момента.

Прямые методы измерения времени жизни $\Sigma^0$ /по пролету/ могут оказаться неприменимыми вследствие очень короткого времени жизни $\Sigma^0$-частицы:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{f^2\omega^3}{\pi}, \quad \omega = \frac{M_\Sigma^2 - M_\Lambda^2}{2M_\Sigma}, \quad \hbar = c = 1, \quad \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137},$$

т.е. $\frac{1}{\tau} = 4\cdot 10^{18}\left(\frac{f}{\mu_0}\right)^2 сек^{-1}$, $\mu_0 = \frac{e}{2M}$, M – масса нуклона. $\left(\frac{\hbar}{\tau} \sim 3\left(\frac{f}{\mu_0}\right)^2 Кэв\right)$.

Оценка величины $f$, аналогичная оценкам магнитных моментов гиперонов в работе [2], дает $f \sim 2\mu_0$, если принять константы взаимодействия $\pi$-мезонов с гиперонами и импульс обрезания такими же, как в случае взаимодействия $\pi$-мезонов с нуклонами.

Из обратимости следует, что переход $\Lambda \to \Sigma^0$ при малых $k^2$ $(k^2 \lesssim m_\pi^2)$ определяется той же величиной, что и распад, так как $f(k^2) \simeq f(0)$ и $h(k^2) \simeq 0$. Поэтому естественно использовать для определения времени жизни $\Sigma^0$ обратный переход, который можно осуществить при взаимодействии $\Lambda$-частицы с электроном и кулоновским полем ядра. Это аналогично известной идее Примакова по определению времени жизни $\pi^0$-мезона [3]. Такая возможность определения времени жизни $\Sigma^0$ была указана также И.Я. Померанчуком и И.М. Шмушкевичем [4] x/.

---

x/ Автор благодарен М.И. Подгорецкому и Л.Б. Окуню за сообщение об этой работе и И.Я. Померанчуку за благожелательное обсуждение.

Поскольку при столкновениях $\Lambda$-частицы с нуклонами возможен переход $\Lambda \to \Sigma^0$ из-за сильных взаимодействий, причем сечение на нуклоне $\sim 10^{-26}$ см.$^2$ [5], то наиболее естественным было бы использование возбуждения $\Lambda$-частицы при столкновении с электроном. Соответствующее дифференциальное сечение

$$d\sigma \approx 2\alpha f^2 \frac{dK}{K} = \alpha f^2 \frac{dT}{T} \quad , \quad \alpha = \frac{1}{137}$$

$T = \frac{K^2}{2m_e}$ есть энергия, переданная электрону, если вначале он покоился. Однако порог реакции $\Lambda + e \to \Sigma^0 + e \approx 170$ Бэв.

Дифференциальное сечение для возбуждения $\Lambda$-частицы на кулоновском центре есть

$$d\sigma^{(\pm)} = Z^2 \alpha f^2 S^{(\pm)} \frac{dK}{K} = Z^2 \alpha f^2 S^{(\pm)} \frac{p_\Lambda p_\Sigma}{K^2} d\cos\theta$$

$$S^{(\pm)} = 1 + \beta_\Lambda \beta_\Sigma \cos\theta - \frac{2(\bar{K}\bar{p}_\Lambda)(\bar{K}\bar{p}_\Sigma)}{K^2 \varepsilon_\Lambda \varepsilon_\Sigma} \mp \frac{M_\Lambda M_\Sigma}{\varepsilon_\Lambda \varepsilon_\Sigma}$$

$$\cos\theta = \frac{(\bar{p}_\Lambda \bar{p}_\Sigma)}{p_\Lambda p_\Sigma} \quad , \quad \beta_\Lambda = \frac{p_\Lambda}{\varepsilon_\Lambda} \quad , \quad \beta_\Sigma = \frac{p_\Sigma}{\varepsilon_\Sigma} .$$

Все величины - в лабораторной системе, $(\pm)$ соответствуют $\pm$ относительной четности $\Lambda$ и $\Sigma^0$. Для случая ядра необходимо в выражение для $d\sigma$ ввести множитель $F^2(K^2)$, где $F(K^2)$ - формфактор ядра, который может быть определен из экспериментов по рассеянию электронов на ядре.

Вводя величину $\delta = p_\Lambda - p_\Sigma / p_\Lambda = (M_\Sigma - M_\Lambda) M_\Lambda / p_\Lambda^2$ и полагая, что $\delta \ll 1$, $\beta_\Lambda = \beta_\Sigma = \beta$, легко получить для малых углов /именно они дают главный вклад в сечение/ следующие формулы:

$$d\sigma^{(+)} = Z^2 \alpha f^2 \beta^2 \frac{\theta^2 d\theta^2}{(\delta^2+\theta^2)^2}$$

$$d\sigma^{(-)} = Z^2 \alpha f^2 \left[\theta^2 + \delta^2(1-\beta^2)\right] \frac{d\theta^2}{(\delta^2+\theta^2)^2}.$$

Из полученных формул видно, что $\frac{d\sigma}{d\theta^2}$ $\left( \frac{d\sigma}{d\theta^2} = \pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$ имеет резкий пик при $\theta \approx \delta$ с шириной $\sim \delta$, а полное сечение медленно /логарифмически/ растет. $\left(\frac{d\sigma}{d\theta^2}\right)_{max} = Z^2 \alpha f^2 / 4\delta^2$ быстро растет с энергией $\Lambda$-частицы и может в принципе превзойти /при $\theta \sim \delta$ / сечение перехода $\Lambda \to \Sigma^0$ из-за сильных взаимодействий. Нетрудно оценить соответствующую энергию $\Lambda$-частицы. Предположим, что сильный переход $\Lambda \to \Sigma^0$ связан с обменом квантами с массой покоя $m$. Тогда легко получить, что $(d\sigma)$ сильное $\simeq \sigma_0 \frac{p_\Lambda^2}{m^2} d\theta^2 / \left(1 + \frac{p_\Lambda^2 \theta^2}{m^2}\right)^2$, где $\sigma_0$ - полное сечение. Естественно считать, что $\sigma_0$ не изменяется сильно с энергией и остается порядка геометрического / $\sigma_0 \sim 2\pi \cdot A^{2/3} \cdot 10^{-26}$ см$^2$/. При этих предположениях получается, что $d\sigma$ /электромагнитное/ станет $\sim d\sigma$ /сильное/ при $p_\Lambda \sim 20$ Бэв, $\theta \sim 10^{-4}$ для $Z = 80$, $A = 200$, энергия отдачи ядра в этом случае $\sim 50$ эв. /Мы положили $f = 2\mu_0$, $m = 2m_\pi$ /.

Можно, однако, сильно уменьшить вклад от сильных взаимодействий, если выбрать в качестве мишени ядра с равным числом нейтронов и протонов / $I_3 = 0$/, так как для системы $Z$ с определенным изотопическим спином $I$ и $I_3 = 0$ переход $\Lambda + Z \to \Sigma^0 + Z$ запрещен, если имеет место изотопическая инвариантность. Наличие кулоновских сил ведет к тому, что состояния ядер не являются собственными состояниями $\hat{I}^2$, т.е. имеются примеси состояний с другими $I$. С этой точки зрения наиболее подходящими ядрами являются $He_2^4$ и дейтерий. Для $He_2^4$ можно положить $|He_2^4\rangle = |I=0\rangle + \gamma |I=1\rangle$. Грубая оценка дает $|\gamma|^2 \lesssim 10^{-3}$.

Если ограничиться реально измеримыми углами $\sim 0{,}5^\circ$, что соответствует $p_\Lambda \sim 3$ Бэв, энергии отдачи $\sim 0{,}2$ Мэв, то для $|\gamma|^2 \lesssim 10^{-3}$ получим для $He_2^4$, аналогично изложенному выше, что

$$\frac{\left(d\sigma/d\theta^2\right)_{\text{электромагнитное}}}{\left(d\sigma/d\theta^2\right)_{\text{сильное}}} \gtrsim 1.$$

/Мы не учитывает при оценках интерференции. Однако легко написать и общее выражение для $d\sigma$ /. Таким образом, при указанных условиях экспериментальное выделение электромагнитного перехода $\Lambda \to \Sigma^0$ в принципе возможно, хотя и требует измерения сечений порядка $10^{-30}$ см$^2$.

Кроме рассмотренного нами когерентного сильного перехода $\Lambda \to \Sigma^0$ будут происходить также некогерентные процессы, например, $\Lambda + He_2^4 \to He_2^3 + n + \Sigma^0$. Отбирая события с малой энергией отдачи ядра можно уменьшить вклад этих процессов. Кроме того, угловая зависимость для таких процессов будет сравнительно гладкой, так же как и для тормозного излучения $\Lambda$ - частицы. Последним, по-видимому, можно пренебречь.

Автор благодарен участникам семинара группы М.А. Маркова за внимание и Л.Г. Заставенко за обсуждение.

## Литература

[1] G. Feldman and T. Fulton. Nucl.Phys. 8, 106 (1958).

[2] W.G. Holladay. Phys.Rev. 115, 1331 (1959).

[3] rimakoff H. Phys.Rev. 81, 899 (1951).
A.V. Tollestrup et al. Proceedings of the 1960 Rochester Conference.

[4] И.Я. Померанчук и И.М. Шмушкевич. Nucl. Phys. /в печати/.

[5] M. Cresti et al. Phys.Rev. Lett., 2, 174 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 января 1961 года.