

С 346.5Е

Г-42

21 11-65  
✓

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1998



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С. Герштейн, Б. Понтекорво

МЮОННОЕ К-РОЖДЕНИЕ  
В РАСПАДЕ ТЯЖЕЛЫХ ГИПЕР-ЯДЕР

1965

P-1898

С. Герштейн, Б. Понтекорво

МЮОННОЕ К-РОЖДЕНИЕ  
В РАСПАДЕ ТЯЖЕЛЫХ ГИПЕР-ЯДЕР

Направлено в журнал "Ядерная физика"



3037/2 48.

## В в е д е н и е

В обычном бета-распаде ядер, в котором отрицательный электрон рождается совместно с антинейтрино при превращении нейтрона в протон, как известно, спектр электронов непрерывен. Однако можно, в принципе, рассматривать процесс К-рождения, в котором электрон рождается в связанном состоянии атома, а антинейтрино имеет дискретную энергию<sup>/1/</sup>. В тяжелых радиоэлементах обычной, не ионизованной полностью материи, К-рождение, конечно, невозможно, так как К-оболочка заполнена. В случае нейтрона и трития процессы К-рождения возможны, но вероятность их, как можно легко убедиться, очень мала по сравнению с вероятностью обычных процессов бета-распада. До сих пор процессы электронного К-рождения не наблюдались.

В настоящей статье обращается внимание на то, что процесс мюонного К-рождения в случае тяжелого гипер-ядра, напротив, должен иметь вероятность, сравнимую с полной вероятностью мюонного распада гипер-ядра.

Процесс, который мы рассматриваем, следующий. Тяжелое  $\Lambda$ -гипер-ядро излучает антинейтрино дискретной энергии, а мюон появляется в связанном состоянии мезоатома. Этот процесс относительно вероятен, поскольку радиус мюонной орбиты мезоатома много меньше, чем радиус соответствующей электронной орбиты, и, во-вторых, принцип Паули не запрещает образования мюона в 1S-состоянии любого мезоатома.

### Мюонное К-рождение свободной $\Lambda$ -частицы

Грубая оценка вероятности  $\Lambda \rightarrow \mu^0 + \bar{\nu}_\mu$  к рожд мюонного К-рождения свободной  $\Lambda$ -частицы может быть сделана простейшим образом путем сравнения вероятности "двухфазного процесса"

$$\Lambda + \text{мезоводород} + \bar{\nu}_\mu + 71 \text{ МэВ} \quad (1)$$

с хорошо изученным процессом обычного захвата мюона протоном

$$\text{мезоводород} + \mu + \bar{\nu}_\mu + 104 \text{ МэВ} \quad (2)$$

вероятность  $1/r$  которого<sup>/2/</sup>

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{4} W_N + \frac{3}{4} W_{++} = \frac{1}{4} W_N$$

(здесь  $W_{\pi^+} / \approx 600 \text{ сек}^{-1}$  / и  $W_{\pi^0} / \approx 10 \text{ сек}^{-1}$  /, соответственно, вероятности поглощения мюона протоном из двух состояний сверхтонкой структуры мезоводородного атома).

Если предположить, что в процессах (1) и (2)  $\Lambda$  - частица и нейтрон участвуют совершенно симметричным образом, то матричные элементы для двух процессов одинаковы. Однако известно, что вероятность лептонных процессов распада  $\Lambda$  - частицы мала по сравнению с вероятностью лептонных процессов распада нуклона. Этот факт должен быть учтен апостериори коэффициентом  $a$  ( $a \approx 1/20$ )<sup>3/</sup>. Получаем

$$\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\circ} \text{ рожд} \approx W_{\pi^+} a \left( \frac{E_{\bar{\nu}}}{E_{\nu}} \right)^2,$$

где  $E_{\bar{\nu}}$ ,  $E_{\nu}$  - энергии антинейтрино и нейтрино, соответственно в процессах (1) и (2). Таким образом, получаем  $\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\circ} \text{ рожд} \approx 14 \text{ сек}^{-1}$ .

Вероятность "обычного" мюонного распада  $\Lambda$  - частицы<sup>3/</sup>  $\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\circ} \text{ непр} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ , так что отношение вероятностей распадов, в которых мюон рождается в связанном и в свободном состояниях,  $\frac{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\circ} \text{ рожд}}{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\circ} \text{ непр}} \approx 3 \cdot 10^{-5}$ .

Здесь предполагалось, что в процессе (1) состояние мезоводорода - состояние IS и пренебрегалось рождением мюона в других состояниях мезоатома.

Ниже мы обсуждаем зависимость от  $Z$  отношения  $\frac{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^Z \text{ рожд}}{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^Z \text{ непр}}$  вероятности рождения мюона в IS -состоянии мезоатома гипер-ядром с зарядом  $Z$  к вероятности рождения гипер-ядром мюона непрерывного спектра.

### Испускание мюонов тяжелыми гипер-ядрами и принцип Паули

Ядро  $(Z + 1)$  при распаде гипер-ядра может быть образовано в разных возбужденных состояниях.

Заметим сразу же, что зависимость  $\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^Z \text{ непр}$  от  $Z$  прежде всего связана с тем, что рождение протонов при распаде  $\Lambda$  - частицы по схеме  $\Lambda \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}$  внутри тяжелого гипер-ядра сильно подавлено принципом Паули: протонные состояния конечного ядра заполнены вплоть до величины максимального импульса Ферми 200 Мэв/с, в то время как средний импульс  $\Lambda$  - частицы в тяжелом гипер-ядре равен только  $\approx 50$  Мэв/с, а максимальный импульс протонов отдачи в системе покоя  $\Lambda$  - частицы  $\approx 130$  Мэв/с. Аналогичный эффект, конечно, имеет место также:

а) для процесса мюонного  $\kappa$  -рождения в гипер-ядрах (в этом случае импульс протона отдачи  $\approx 70$  Мэв/с);

б) для пионных распадов гипер-ядер, где импульс протона отдачи в системе покоя

$\Lambda$ -частицы  $\approx 100$  Мэв/с. Теоретически подавление пионных распадов гипер-ядер принципом Паули было рассмотрено Примаковым<sup>/4/</sup>. Величина подавления выражается грубо отношением  $R$  вероятностей пионных распадов легких и тяжелых гипер-ядер ( $R \approx 10^{-2/5}$ ).

Для нас сейчас важно подчеркнуть, что функции паулевского подавления в случае рождения связанного и свободного мюонов гипер-ядром  $Z$  подобны, и мы не совершим большой ошибки, если аппроксимируем их одной и той же функцией  $f(Z)$ .

$$\text{Оценка } \frac{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^z}{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\text{рожд}}} \approx \frac{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^z}{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\text{непр}}}$$

Таким образом, в приближении, в котором не учитывается зависимость фазового объема от энергии связи  $\Lambda$ -частицы, имеем

$$\frac{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^z}{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\text{непр}}} \approx f(Z) \frac{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^0}{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\text{непр}}}$$

Что же касается  $\frac{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^z}{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\text{рожд}}}$ , то вероятность образования мю-мезоатома при мюонном распаде легкого гипер-ядра заряда  $Z$  пропорциональна плотности волновой функции мюона вблизи ядра  $|\psi(0)|^2$ . При малых  $Z$  эта плотность пропорциональна, как известно,  $(Z+1)^3$ . Если же речь идет о тяжелом гипер-ядре, то радиусы ядра и мюонной орбиты сравнимы и необходимо учитывать конечные размеры ядра. В этом случае возникает ситуация, хорошо изученная в теоретических и экспериментальных исследованиях процесса захвата мюона разными ядрами<sup>/6/</sup>. Свойства мезоатома можно описать при помощи некоторого коэффициента  $Z_{\text{эфф}}$ .

Вероятность рождения мюонов в связанном состоянии уже не пропорциональна  $(Z+1)^3$ , а  $(Z+1)^3_{\text{эфф}} \approx Z^3_{\text{эфф}}$ , где  $Z_{\text{эфф}}$  стремится к постоянной величине  $Z_{\text{эфф, макс}}$  при большом  $Z$ . Теория и опыты по мю-захвату ядрами приводят к тому, что  $Z_{\text{эфф, макс}} \approx 30$ . Следовательно,

$$\frac{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^z}{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\text{непр}}} \approx \frac{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^z}{\Lambda_{\mu} W_{\kappa}^{\text{рожд}}} \cdot \frac{f(Z)}{f(Z)} Z^3_{\text{эфф}} = 3 \cdot 10^{-5} Z^3_{\text{эфф}} \cdot 1$$

при большом  $Z$ ,

Из этого грубого расчета видно, что действительно процесс мюонного  $\kappa$ -рождения в тяжелых гипер-ядрах совсем обычный способ мюонного распада гипер-ядра.

#### Энергия связи тяжелого гипер-ядра

До сих пор мы пренебрегали энергией связи  $\Lambda$ -частицы  $V_{\Lambda}$ . Теоретические и экспериментальные данные<sup>/5/</sup> позволяют грубо оценить  $V_{\Lambda}$ , которая в тяжелом

веществе равна 25–30 Мэв. Поскольку процесс мюонного К-рождения пропорционален квадрату освобожденной энергии, а процесс распада гипер-ядер с испусканием мюонов непрерывного спектра пропорционален пятой степени энергии, ясно, что учет В<sub>л</sub> приводит к дальнейшему увеличению отношения  $\frac{\Lambda_{\mu}^{Wz}}{\Lambda_{\mu}^{Wz}} / \frac{\Lambda_{\mu}^{Wz}}{\Lambda_{\mu}^{Wz}}$  (как этого можно ожидать на основании простых физических соображений). Это отношение может значительно превышать единицу.

### Мюонное L-рождение

До сих пор рассматривалось мюонное рождение только в 1S-состоянии. Очевидно, что этот тип рождения преобладает в легких гипер-ядрах. (Вероятность рождения мюона в 2S-состоянии для легких ядер составляет ≈ 1/8 от вероятности К-рождения). В тяжелых гипер-ядрах, однако, размеры ядра существенно уменьшают вероятность рождения мюона в связанном состоянии (по сравнению со случаем точечного ядра) прежде всего для 1S-состояния. Таким образом, в тяжелых гипер-ядрах мюонное L-рождение в 2S-состоянии становится сравнимым с К-рождением<sup>х)</sup>.

### О возможности наблюдения мюонного К- и L-рождения

#### для тяжелого гипер-ядра

Спрашивается, как можно обнаружить явление мюонного К-рождения? Отметим, что энергия, соответствующая разнице масс связанной Λ-частицы и нуклона в этом процессе, испускается, главным образом, в виде нейтрино: мюон в первичном процессе распада Λ-частицы связан, а в последующем процессе мю-захвата ядром энергия, соответствующая его массе покоя, превращается в нейтринную энергию. Вряд ли это обстоятельство (малая "видимая" энергия) поможет обнаружить рассматриваемый процесс, скажем, при остановке К<sup>-</sup>-мезонов в фотоэмульсии.

Более реальная возможность наблюдать явление состоит в следующем. Представим себе пучок К<sup>-</sup>-мезонов, остановившихся в относительно тонкой мишени тяжелого элемента. Как мы видели, мюонный распад образованных гиперядер с большой вероятностью будет процессом мюонного К-рождения. В этом случае будет иметь место последовательный запаздывающий захват мюона ядром. Таким образом, в принципе, можно наблюдать запаздывающие события (характерное время 10<sup>-7</sup> сек) при остановке отрицательных К-мезонов в относительно тонкой мишени тяжелого материала. Примерами запаздывающих событий, которые могли бы быть зарегистрированы, являются испускания нейтронов или электронов, а также запаздывающее деление.

х) Заметим также, что для тяжелых гипер-ядер становится существенным рождение мюона в 2p-состоянии.

Оценка показывает, что опыт такого типа нелегок (из-за малой абсолютной вероятности мюонных процессов распада), но и не фантастически труден.

В заключение хочется отметить еще одно обстоятельство. Как отмечалось выше, мюонное рождение в тяжелых гипер-ядрах со значительной вероятностью происходит в  $2S$ -состояние. Поскольку  $2p$ -состояние лежит ниже  $2S$ -состояния, мюон последовательными радиационными переходами быстро попадает в  $1S$ -состояние. Таким образом, при распаде тяжелого гипер-ядра возникает возможность появления одновременно характерного рентгеновского мюонного излучения  $2S \rightarrow 2p$  и  $2p \rightarrow 1S$ . Эмиссия этого излучения, конечно, будет сопровождаться запаздывающим ( $10^{-7}$  сек) событием, о типе которого шла речь выше.

В заключение нам приятно поблагодарить С.М.Биленького и М.Я.Даныша за обсуждение.

#### Л и т е р а т у р а

1. R.Dandel, M.Jean, M.Lecoin, J. de Physique, VIII, 237, 1947.
2. См. например, H.Primakoff. Rev. Mod. Phys., 31, 802, 1959.
3. См. например, И.В.Чувило. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г.
4. H.Primakoff, Nuovo Cimento, 3, 1394 (1956.).
5. См., например, R.H.Dalitz. The Nucleon Interaction of the Hyperons. Chicago Report EFINS-62-9.
6. См., например, А.О.Вайсенберг. Мю-мезон, Изд-во "Наука", 1964 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 февраля 1965 г.