

ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ π -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ В СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ

В.Ф.Дмитриев

Известно, что изучение π -мезоатомов является одним из самых чувствительных методов исследования структуры ядра [1]. Однако обычный способ образования π -мезоатомов путем захвата остановившихся (останавливающихся) π -мезонов обладает одним принципиальным недостатком. Дело в том, что вероятность захвата π -мезона ядром растет с Z быстрее, чем вероятность радиационного перехода, поэтому, начиная с некоторого Z , переходы в состояния с меньшими орбитальными моментами не видны. Так, например, переход $2p - 1s$ не виден уже начиная с $Z \approx 12$, а переход $3d - 2p$ начиная с $Z \approx 27$ [1]. Между тем, наибольший интерес представляют уровни именно с малыми l и n , так как их параметры наиболее чувствительны к взаимодействию π -мезона с ядром. Поэтому имеет смысл рассмотреть эксперимент по рождению π -мезона сразу в связанное состояние мезоатома. Этот эксперимент будет дополнительным ко всем имеющимся и позволит получить данные о s -уровнях мезоатомов с большими Z .

Фоторождение π -мезоатома рассматривалось в работе [2]. Однако для регистрации образования мезоатома более удобным является процесс электророждения, потому что в этом случае уровням мезоатома будут соответствовать пики в распределении рассеянных электронов по энергиям. Ширина этих пиков составляет десятки килоэлектронвольт, поэтому для такого эксперимента нужен пучок электронов с высокой монохроматичностью. Наиболее реальна, по-видимому, постановка эксперимента на накопителях с внутренней газовой мишенью [3].

Сечение этого процесса имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma}{d\nu d\Omega} = \frac{2a^2 f^2}{\mu^3 |q^2|} \frac{E'}{E} \left[|m_1|^2 \left(\frac{E'E \cos^2 \frac{\theta}{2}}{q^2} + \frac{1}{2} \right) + |m_0|^2 \frac{|q^2|}{\nu^2} \frac{2E'E \cos^2 \frac{\theta}{2}}{q^2} \right] \frac{\Gamma_n}{\left(\nu + W_n - \mu - \frac{q^2}{2M^*} \right)^2 + \frac{\Gamma_n^2}{4}}, \quad (1)$$

где E и E' — начальная и конечная энергия электрона, μ — масса π -мезона, ν и q — переданные энергия и импульс, M^* — масса мезоатома, W_n и Γ_n его энергия связи и ширина, θ — угол отклонения

электрона в лаб. системе, $f^2 = (g^2 / 4\pi)(\mu / 2M_N)^2 \approx 0,08$, $q^2 = \nu^2 - q^2$
 $m_{\perp,||}$ и m_{\parallel} – поперечная и продольная части амплитуды рождения мезона на ядре. В импульсном приближении они выглядят так:

$$m_{\perp,||} = \sum_{\nu, \nu'} \langle \nu' | \phi_n^*(r) M_{\perp,||} e^{iqr} | \nu \rangle \langle f | a_{\nu'}^+ a_{\nu} | i \rangle \quad (2)$$

$M_{\perp,||}$ – амплитуда рождения на одном нуклоне, $\phi_n(r)$ – волновая функция π -мезона.¹

Ограничимся для оценки s -уровнями мезоатома. Тогда

$$m_{\perp,||} = \phi_n^*(0) \sum_{\nu, \nu'} \langle \nu' | \tilde{M}_{\perp,||} e^{iqr} | \nu \rangle \langle f | a_{\nu'}^+ a_{\nu} | i \rangle \quad (3)$$

$\tilde{M}_{\perp,||}$ – амплитуды рождения π -мезона на пороге. В качестве конечного состояния нужно выбрать основное состояние соседнего ядра, ввиду того, что возбужденные ядерные состояния имеют ширины намного превышающие ширины уровней мезоатома¹⁾. В этом случае матричный элемент сводится к следующему:

$$m_{\perp,||} = \phi_n^*(0) \langle k l' j' m' | \tilde{M}_{\perp,||} e^{iqr} | k l j m \rangle u_{k l' j' \nu} v_{k l j}. \quad (4)$$

Здесь $|k l j m\rangle$ – одночастичное оболочечное состояние верхней незаполненной оболочки, u_{ν} и v_{ν} – факторы заполнения,

$$v_{\nu}^2 = n_{\nu}, \quad u_{\nu}^2 + n_{\nu}^2 = 1.$$

Результаты дальнейших вычислений уже зависят от выбранного потенциала, но для оценки можно взять любой, поскольку все они дают одинаковый порядок величины матричного элемента. Более грубая оценка получается если заменить $\exp(iqr)$ на единицу. Это можно сделать, так как $|q|R \sim 1$. Порядок величины матричного элемента при этом не изменится. Принимая эту оценку, для сечения на ширине пика получаем при $|q^2| \ll \nu^2$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{\alpha^4 Z_f^3}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \left(\frac{\nu}{k} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Photo} \quad (5)$$

Z_f – заряд конечного ядра, $[(\nu/k)(d\sigma/d\Omega)]_{Photo}$ – сечение фоторождения π -мезона на свободном нуклоне на пороге.

$$\left(\frac{\nu}{k} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Photo} = 2 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2.$$

Для конкретных ядер получаем при $\theta = 20^\circ$ следующие величины.

¹⁾ Для тяжелых ядер, в принципе, можно изучать возбуждение аналоговых состояний, ширина которых сравнима с шириной межатомных уровней.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{стерад} \quad \text{для } C^{12},$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 10^{-33} \text{ см}^2/\text{стерад} \quad \text{для } Ne^{20},$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 10^{-32} \text{ см}^2/\text{стерад} \quad \text{для } Cl^{35}.$$

Учет изменения $|\phi_n(0)|^2$ за счет s -волнового отталкивания [4] уменьшает эти сечения в 3–4 раза.

Эксперимент по рождению мезоатомов может представлять интерес и с другой точки зрения. Из (3) видно, что в сечение этого процесса входит матричный элемент рождения π -мезона на пороге. Для таких матричных элементов существуют предсказания алгебры токов [5], проверку которых можно провести в этом эксперименте с хорошей точностью.

Основным фоном для этого процесса является тормозное излучение. Для легких ядер его сечение значительно превышает сечение рождения π -мезоатомов. Но этот фон хорошо известен и, в принципе, от него можно избавиться. Из других процессов, которые могут являться фоном при регистрации только рассеянных электронов, нужно отметить прямое электрорасщепление ядер. Сечение электрорасщепления сравнимо с сечением рождения свободных π -мезонов [6]

$$\sigma_{\text{дек}} \sim \sigma_{\pi}^{\text{своб}}.$$

Но фазовый объем, соответствующий рождению π -мезона в связанное состояние много больше фазового объема свободного π -мезона с такими же импульсами

$$\sigma_{\pi}^{\text{своб}} \approx \sigma_{\pi}^{\text{своб}} \frac{W_n}{\Gamma_n}.$$

Поэтому можно ожидать, что фон от этого процесса будет незначительным.

В заключение я хочу поблагодарить С.Т.Беляева, В.Г.Зелевинского и С.Г.Попова за плодотворные обсуждения.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
10 июня 1971 г.

Литература

- [1] G. Backenstoss, Annual Review of Nuclear Science, 20, 1970.
[2] C. Tzara, Nucl. Phys., B18, 246, 1910.

- [3] Г.И.Будкер, А.П.Онучин, С.Г.Попов, Г.М.Тумайкин. Ядерная физика, 6, 775, 1967.
- [4] M.Krell, T.E.O. Ericson. Nucl. Phys., B11, 521, 1969.
- [5] А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров. Доклад на Киевской конференции, 1970 г.
- [6] Дж.Левинджер. Фотоядерные реакции. ИИЛ, 1962 г.
-