

F-371

26/III-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3705



С.Б.Герасимов

О ЗАРЯДОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАДИУСОВ
ТРЕХНУКЛОННЫХ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

P2 - 3705

С.Б.Герасимов

**О ЗАРЯДОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАДИУСОВ
ТРЕХНУКЛОННЫХ ЯДЕР**

Направлено в ЯФ

Институт физики
Академии наук
СССР

1980

Электромагнитные форм-факторы ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ были недавно определены из экспериментов по упругому рассеянию электронов /1/. При теоретическом анализе экспериментальных данных форм-факторы ядер выражаются через форм-факторы нуклонов и "структурные" ядерные форм-факторы, которые описывают пространственное распределение пары тождественных и одного "нечетного" нуклона относительно центра масс ядра /2,3/. Сравнение между собой форм-факторов ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ позволяет получить ценную информацию о волновой функции основного состояния трехнуклонных ядер. Дальнейшее увеличение точности эксперимента даст возможность поставить вопрос об измерении форм-факторов нейтрона, о возможном влиянии обменных токов и перенормировки электромагнитных свойств связанных нуклонов. Из-за большого числа неизвестных параметров обычно используется совместный анализ данных для ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ на основе гипотезы изотопической инвариантности ядерных сил и предложения о том, что ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ образуют изотопический дублет ядер с одинаковой структурой волновой функции основного состояния. В связи с этим представляет интерес оценить зарядовую зависимость параметров электромагнитной структуры трехтелных ядер вследствие кулоновского взаимодействия протонов в ${}^3\text{He}$ и зарядово-зависящих ядерных сил. В настоящей работе с помощью правила сумм $\sigma_{-1}(E1)$ для сечений фоторасщепления /4/ мы оценим разность радиусов распределения нечетных нуклонов в ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ из-за нарушения изотопической инвариантности. Правила сумм имеют вид:

$$\sigma_{-1}^{\text{He}^3}(E1) = \frac{4\pi^2 a}{3} \langle r_n^2 \rangle^{\text{He}^3}, \quad (1)$$

$$\sigma_{-1}^{\text{H}^3}(E1) = \frac{4\pi^2 a}{3} \langle r_p^2 \rangle^{\text{H}^3}, \quad (2)$$

где

$$\sigma_m(E1) = \int_{\omega_{\text{пор}}} \omega^m \sigma_{E1}(\omega) d\omega, \quad (3)$$

$a = 1/137$, $\langle r^2 \rangle$ - среднеквадратичный радиус распределения нечетного нуклона в соответствующем ядре. Наше основное предположение, относящееся к следствиям нарушения изотопической инвариантности, формулируется в духе идей, широко используемых в настоящее время в физике элементарных частиц при проверке предсказаний нарушенных симметрий для сечений взаимодействия ^{5/}: доминирующий эффект нарушения симметрии выражается в расщеплении масс участвующих частиц и поэтому сечения должны сравниваться при одинаковой кинетической энергии продуктов реакции. Для рассматриваемого нами случая это условие эквивалентно соотношению

$$\sigma^{\text{H}^3}(\omega) = \sigma^{\text{He}^3}(\omega - \Delta), \quad (4)$$

где $\Delta = 0,764$ мэв - разность энергий связи ³He и ³H. Отметим одно следствие (4), которое помогает понять его смысл и оценить точность. Из формулы (4) вытекает, что интегральное правило сумм $\sigma_0(E1)$

$$\sigma_0(E1) = 2\pi^2 \langle [D_z [H, D_z]] \rangle, \quad (5)$$

где D_z - оператор дипольного момента и H - гамильтониан системы, должно быть одинаково для ³H и ³He. Это равенство выполнялось

бы строго при отсутствии в гамильтониане обменных сил. Однако представляется разумным ожидать, что с хорошей точностью оно будет выполняться и в самом общем случае, так как кулоновское взаимодействие протонов деформирует в основном асимптотику волновой функции ${}^3\text{He}$, а существенная область интегрирования в правой части формулы (5) определяется короткодействующими ядерными потенциалами. Подставляя (4) в (2), находим с точностью до членов $0 (\Delta^2 / \omega_{\text{пор}}^2) \ll 1$:

$$\xi = \frac{\langle r_n^2 \rangle_{\text{He}^3} - \langle r_p^2 \rangle_{\text{H}^3}}{\langle r_n^2 \rangle_{\text{H}^3}} = \frac{\Lambda}{E_{\text{dip}}(\text{He}^3)}, \quad (6)$$

$$E_{\text{dip}}(\text{He}^3) = \sigma_{-1}^{\text{He}^3}(E1) / \sigma_{-2}^{\text{He}^3}(E1).$$

Полное сечение фоторасщепления ${}^3\text{H}$ в настоящее время неизвестно. Для приближенной оценки мы использовали имеющиеся экспериментальные данные для фоторасщепления ${}^3\text{He}/6/$ и получили значение

$$\xi = 4 - 5\%. \quad (7)$$

Магнитные радиусы ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ определяются в основном функцией распределения "нечетного" нуклона $/3/$. К сожалению, ошибки эксперимента еще не позволяют надежно определить разницу магнитных радиусов трехнуклонных ядер и сравнить ее с формулой (6). Из экспериментов $/1/$, однако, видно, что магнитный форм-фактор ${}^3\text{H}$ уменьшается с ростом q^2 медленнее, чем форм-фактор ${}^3\text{He}$, т.е. в соответствии с формулой (6) магнитный радиус ${}^3\text{He}$ больше соответствующего радиуса ${}^3\text{H}$. Полученная оценка может оказаться полезной при изучении влияния мезонных токов и других факторов того же порядка малости ($\leq 10\%$) на электромагнитную структуру трехтельных ядер.

Автор выражает благодарность А.М.Балдину на интерес к работе и обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. H.Collard, R.Hofstadter, E.B.Hughes, A.Johansson, M.Yearian, R.B.Day, R.T.Wagner. *Phys.Rev.*, 138, B57 (1965).
2. B.F.Gibson, L.I.Schiff. *Phys.Rev.*, 138, B26 (1965).
3. B.F.Gibson. *Phys.Rev.*, 139, 1153 (1965).
4. Дж.Левинджер. Фотоядерные реакции. ИИЛ, Москва, 1962 г.
5. S.Meshkov, G.Snow, G.Yodh, *Phys.Rev. Lett.*, 12, 87 (1964); *Phys.Rev.Lett.*, 13, 212 (1964).
6. V.N.Fetisov, A.N.Gorbunov, A.T.Varfolomeev. *Nucl.Phys.*, 71, 305 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1968 года.