

О СВЯЗИ ВЕРШИННЫХ КОНСТАНТ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ФОРМФАКТОРАМИ ЯДЕР

Л.Д.Блохинцев

Предполагается, что основной вклад в быстроменяющуюся часть зарядовых формфакторов ядер при малых переданных импульсах q вносят амплитуды треугольных диаграмм Фейнмана, имеющие ближайшие к физической области особенности по q . В этом предположении вершинные константы G_{dnp} и $G_{Li^6\alpha d}$ для распадов $d \rightarrow n + p$ и $Li^6 \rightarrow \alpha + d$ можно выразить через экспериментальные зарядовые радиусы H^2 и Li^6 , что дает $G_{dnp}^2 = 0,43 \text{ ф}$, $G_{Li^6\alpha d}^2 = 0,13 \text{ ф}$

Вершинные константы G_{ABC} для виртуального распада ядра A на фрагменты B и C несут важную спектроскопическую информацию. В настоящей работе указывается на возможность извлечения значений G из данных по электромагнитным формфакторам ядер. Мы используем то же определение величин G_{ABC} , что и в работах [1].

Заметим, что плотность заряда ядра A $\rho_A(r)$ (r – расстояние от центра инерции ядра) при $r \rightarrow \infty$ ведет себя как

$$\rho_A(r) \approx C_1 \exp(-2\kappa_{BC}r)/r^2, \quad (1)$$

где C_1 — константа, $\kappa_{BC}^2 = 2 \frac{m_A m_C}{m_B} \epsilon_{ABC}$, $\epsilon_{ABC} = m_B + m_C - m_A$, m_i —

масса ядра i , а фрагменты B и C выбираются так, чтобы виртуальному распаду $A \rightarrow B + C$ отвечало минимальное значение величины κ_{BC} . Константа G_{ABC}^2 линейно связана с C_1 , поэтому G_{ABC}^2 можно в принципе найти, если известна плотность заряда $\rho_A(r)$ при $r \rightarrow \infty$. Однако значения $\rho_A(r)$ при больших r с приемлемой точностью неизвестны¹⁾. Поэтому мы будем исходить из зарядового формфактора ядра $F_A(q)$, являющегося в отличие от $\rho_A(r)$ величиной, непосредственно измеряемой на опыте. По определению

$$F_A(q) = \frac{1}{Z_A e} \int \rho_A(r) \exp(i \mathbf{q} \mathbf{r}) d^3 r, \quad F_A(0) = 1 \quad (2)$$

($Z_A e$ — заряд ядра A).

Используя для $\rho_A(r)$ при больших r выражение (1), легко видеть, что ближайшая к физической области ($q^2 \geq 0$) особенность $F_A(q)$ есть точка $q^2 = q_{\Delta}^2 = -4\kappa_{BC}^2$; при $q^2 = q_{\Delta}^2$ интеграл (2) расходится. Согласно [2] q_{Δ}^2 совпадает с положением собственной особенности треугольной диаграммы рис. 1, где пунктирная линия отвечает виртуальному u -кванту с импульсом \mathbf{q} . Поэтому можно предположить, что при малых q зависимость F_A от q определяется в основном амплитудой диаграммы рис. 1; вклад в F_A от других, более далеких, особенностей может быть приближенно заменен на константу. Это предположение тем справедливей, чем ближе q_{Δ}^2 к нулю и чем дальше расположены остальные особенности.

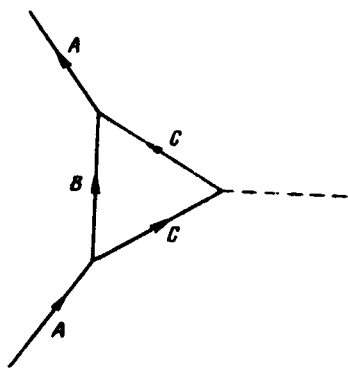


Рис. 1. Треугольная диаграмма Фейнмана для зарядового формфактора

¹⁾ Наоборот, если значение G_{ABC} известно из других источников, то формулу (1) можно использовать для получения информации о $\rho_A(r)$ при больших r .

Начнем с дейтрона. $F_d(q)$ имеет вид [3]

$$F_d(q) = f_d(q)[F_p(q) + F_n(q)], \quad (3)$$

где $F_p(q)$ и $F_n(q)$ – зарядовые формфакторы протона и нейтрона, $f_d(q)$ – так называемый структурный формфактор дейтрона. Будем считать, что при малых q $F_d(q)$ имеет вид

$$f_d(q) = F_{\Delta_1}(q) + C_2, \quad C_2 = 1 - F_{\Delta_1}(0), \quad (4)$$

где $F_{\Delta_1}(q)$ – амплитуда диаграммы рис. 1 при $A = d$, $B = n(p)$, $C = p(n)$; в согласии с определением (2) вершинная функция $NN\gamma$ должна быть заменена на единицу. Согласно [2]¹⁾

$$F_{\Delta_1}(q) = (m_N^2 G_{dnp}^2 / 2\pi q) \operatorname{arctg}(q / \sqrt{16\epsilon_{dnp} m_N}). \quad (5)$$

Разлагая выражение (4) в ряд по q^2 и сравнивая полученное разложение

с известной формулой $f_d(q) = 1 - \frac{1}{6} \langle \tilde{r}_d^2 \rangle q^2 + 0(q^4)$, получаем:

$$G_{dnp}^2 = a \langle \tilde{r}_d^2 \rangle, \quad a = 64\pi m_N (\epsilon_{dnp} / m_N)^{3/2}. \quad (6)$$

Здесь величина $\langle \tilde{r}_d^2 \rangle$ связана с зарядовым радиусом дейтрона $\langle r_d^2 \rangle^{1/2}$ соотношением $\langle r_d^2 \rangle = \langle \tilde{r}_d^2 \rangle + \langle r_p^2 \rangle - \langle r_n^2 \rangle$, где $\langle r_N^2 \rangle^{1/2}$ ($N = p, n$) – среднеквадратичный радиус нуклона. Используя экспериментальное значение $\langle \tilde{r}_d^2 \rangle^{1/2} = 1,9635 \pm 0,0045 \text{ ф}$ [4], получаем из (6) $G_{dnp}^2 = 0,426 \pm 0,002 \text{ ф}$. Этот результат превосходно согласуется со значением $G_{dnp}^2 = 0,43 \pm 0,01 \text{ ф}$, полученным из расчетов с реалистическими NN -потенциалами.

Более интересным примером является ядро Li^6 . В этом случае ближайшая особенность $q_{\Delta}^2 = -0,85 \text{ ф}^{-2}$ отвечает диаграмме рис. 1 с $B = \text{He}^4$, $C = d$. Такая диаграмма естественно возникает и в кластерной модели ядра Li^6 , в которой его волновая функция имеет вид $\psi = \phi_\alpha \phi_d \chi(r_{\alpha d})$, где ϕ_α и ϕ_d – внутренние волновые функции α - и d -кластеров, χ – волновая функция относительного движения кластеров. Используя эту волновую функцию, из (2) легко получить, что

$$F_{\text{Li}^6}(q) = \frac{1}{3} f_{\text{Li}^6}(q) F_d(q) + \frac{2}{3} f_{\text{Li}^6}(q/2) F_\alpha(q), \quad (7)$$

где $F_d(q)$ и $F_\alpha(q)$ – зарядовые формфакторы d - и α -кластеров, $f_{\text{Li}^6}(q) = \int |\chi(r_{\alpha d})|^2 \exp(i2\mathbf{q}\mathbf{r}_{\alpha d}/3) d^3r_{\alpha d}$ – структурный формфактор Li^6 . Как и в случае дейтрона, положим при малых q

$$f_{\text{Li}^6}(q) = F_{\Delta_2}(q) + C_3, \quad C_3 = 1 - F_{\Delta_2}(0),$$

¹⁾ Мы пренебрегаем небольшой примесью D -состояния в дейтроне.

$$F_{\Delta_2}(q) = \frac{8m_N^2}{3\pi} \frac{G^2}{q} \operatorname{arctg} \frac{q}{\sqrt{24m_N \epsilon_{Li^6 \alpha d}}} . \quad (8)$$

Здесь $F_{\Delta_2}(q)$ — амплитуда диаграммы рис. 1 с $A = Li^6$, $B = \alpha$, $C = d$; $G^2 = G_{Li^6 \alpha d}^2$. Подставляя (8) в (7), разлагая $f_{Li^6}(q)$, $F_d(q)$ и $F_\alpha(q)$ в ряд по q^2 и приравнявая коэффициенты при q^2 , получаем:

$$G^2 = b \left(\langle r_{Li^6}^2 \rangle - \frac{1}{3} \langle r_d^2 \rangle - \frac{2}{3} \langle r_\alpha^2 \rangle \right), \quad b = (3\pi m_N / 8)(24\epsilon_{Li^6 \alpha d} / m_N)^{3/2}. \quad (9)$$

Используя экспериментальные значения $\langle r_{Li^6}^2 \rangle^{1/2} = 2,54 \pm 0,06 \text{ ф}$ (среднее значение из работ [5–7]), $\langle r_d^2 \rangle^{1/2} = 2,095 \pm 0,006 \text{ ф}$ [4] и $\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2} = 1,69 \pm 0,02 \text{ ф}$ [8], получаем отсюда $G^2 = 0,13 \pm 0,02 \text{ ф}$. Формфактор $F_{Li^6}(q)$, рассчитанный по формулам (7), (8) при $G^2 = 0,13 \text{ ф}$ с использованием экспериментальных значений $F_d(q)$ и $F_\alpha(q)$ из работ [4] и [8], представлен на рис. 2. Экспериментальные точки взяты из работы [7].

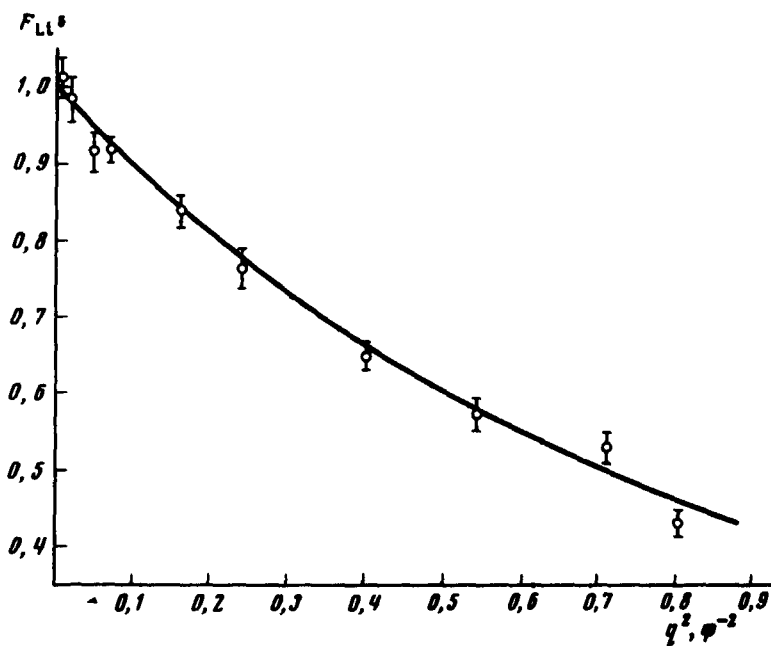


Рис. 2. Сравнение теории с экспериментом для зарядового формфактора ядра Li^6 . Теоретическая кривая построена при $G_{Li^6 \alpha d}^2 = 0,13 \text{ ф}$. Экспериментальные точки взяты из работы [7]

Заметим, что константа G^2 для Li^6 известна лишь по порядку величины. Анализ различных реакций в рамках периферийной модели [9] приводит к значениям $G^2 = 0,064 \text{ ф}$ (реакция $Li^6(p, He^3)He^4$), $G^2 =$

$= 0,054 \phi$ (реакция $\text{Li}^6(\alpha, \text{Li}^6)\text{He}^4$) и $C^2 = 0,22 \phi$ (реакция $\text{Li}^6(d, \text{Li}^6)\text{H}^2$). Дисперсионный K -матричный подход к реакции $\text{Li}^6(\alpha, \text{Li}^6)\text{He}^4$ дает $C^2 = 0,050 \phi$ [10]. Найденное нами значение $C^2 = 0,13 \phi$ согласуется со значением $0,126 \phi$ ¹⁾, вытекающим из результатов анализа $d\alpha$ -рассеяния в рамках N/D -метода [11].

Предлагаемый метод может быть применен и к более тяжелым ядрам. Используя данные по неупругим электромагнитным формфакторам, можно получать информацию о вершинных константах для возбужденных состояний ядер.

Институт ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
22 апреля 1974 г.

Литература

- [1] М.М.Аль-Бейдови, Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский, В.В.Туровцев. Вестник МГУ, сер. физ.-астр., №6, 3, 1967; E.I.Dolinsky, P.O.Dzhamalov, A.M.Mukhamedzhanov. Nucl. Phys., A202, 97, 1973.
- [2] Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский, В.С.Попов. ЖЭТФ, 42, 1636, 1962; Nucl. Phys., 40, 117, 1963.
- [3] R.Hofstadter. Ann. Rev. Nucl. Sci., 7, 231, 1957.
- [4] R.W.Berard, F.R.Bus Kirk, E.B.Dally, J.N.Dyer, X.K.Maruyama, R.L.Topping, T.J.Traverso. Phys. Lett., 47B, 355, 1973.
- [5] L.R.Suelzle, M.R.Yearian, H.Crannell. Phys. Rev., 162, 992, 1967.
- [6] G.G.Li, I.Sick, R.R.Whitney, M.R.Yearian. Nucl. Phys., A162, 583, 1971.
- [7] F.A.Bumiller, F.R.Bus Kirk, J.N.Dyer, W.A.Monson. Phys. Rev., C5, 391, 1972.
- [8] R.F.Frosch, J.S.McCarthy, R.E.Rand, M.R.Yearian. Phys. Rev., 160, 874, 1967.
- [9] Э.И.Долинский, В.В.Туровцев, Р.Ярмухамедов. Программа и тезисы XXII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Киев, 1972 г., ч.2, стр. 132; Программа и тезисы XXIV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков, 1974 г., стр. 315.
- [10] А.Г.Барышников, Л.Д.Блохинцев. Программа и тезисы XXIV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков, 1974 г., стр. 285.
- [11] P.H.Fishbane, J.V.Noble. Phys. Rev., 171, 1150, 1968.

¹⁾ Это число получено А.Г.Барышниковым