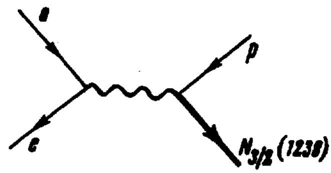
ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ ИЗОБАРЫ $N_{3/2}$ (1238) В СХЕМЕ $SU(6)$-СИММЕТРИИ

Б.В.Гешкенбейн

Теория $SU(6)$-симметрии [1-3] позволяет вычислять при известном магнитном моменте протона не только магнитные моменты всех членов 56 мультиплета, но и магнитные моменты переходов между различными компонентами этого мультиплета. Рассмотрим реакцию $e+p \to p+N_{3/2}$ (I238) (см.рисунок). Так как и протон и $N_{3/2}$ (I238) принадлежат к представлению с полным орбитальным моментом $L=0$, то матричный элемент



квадрупольного момента равен нулю. Следовательно, переход будет магнитно-дипольным. В $SU(6)$-теории недиагональный матричный элемент магнитного момента равен [4]:

$$\left\langle \tfrac{3}{2}\ \tfrac{1}{2} \right| \hat{\gamma}_z \left| \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2} \right\rangle = \frac{2\sqrt{2}}{3}\gamma_p \tag{I}$$

(γ_p - магнитный момент протона).

Формулу (I) проще всего получить, пользуясь моделью кварков. С помощью формулы (I) легко получить приведенный матричный элемент магнитно-дипольного перехода [5] $|Q|^2 = \frac{2}{3\pi}\gamma_p^2$ и получить формулу для дифференциального сечения неупругого рассеяния электрона на протоне в области рождения изобары (считается, что главный вклад в этой области обусловлен рождением изобары)

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon_2\, d\Omega} = \frac{\alpha}{3\pi}|Q|^2 \frac{\gamma}{(M-M_0)^2+\gamma^2}\,\frac{m+\varepsilon_1-\varepsilon_2}{M}\times$$

$$\times\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\left\{1+\frac{1}{\sin^2\frac{\theta}{2}}+\frac{2(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2}{q^2}\right\}. \tag{2}$$

Здесь $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$, $M_0 = 1238$ Мэв — масса изобары, γ — полуширина изобары ($2\gamma = 125$ Мэв) [6], m — масса протона, $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ — энергия электрона до и после столкновения, θ — угол рассеяния в лабораторной системе, q^2 — квадрат переданного 4-мерного импульса, $q^2 = 4\,\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2 \sin^2\frac{\theta}{2}$, M — масса системы $p\pi$ после столкновения.

Вывод формулы (2) проводится аналогично выводу формулы для сечения возбуждения ядер электронами. Кроме того, предполагается, что масса изобары распределена по формуле Брейта-Вигнера $f(M) = \frac{1}{\pi}\,\frac{\gamma}{(M-M_0)^2+\gamma^2}$. Сравним теперь формулу (2) с экспериментом [7,8]. Обозначим отношение $(d^2\sigma/d\mathcal{E}_2\,d\Omega)_{\text{эксп}}/(d^2\sigma/d\mathcal{E}_2\,d\Omega)_{\text{теор}}$ через $G^2_{\Delta p}$. $G_{\Delta p}$ является формфактором рассматриваемого процесса.

$q^2\,F^2$	2	5	8	12	16
$G_{\Delta p}$	0,91±0,15	0,62±0,10	0,49±0,05	0,33±0,03	0,21±0,04
G_{Ep}	0,81	0,61	0,48	0,36	0,28

В таблице приведены значения $G^{1)}_{\Delta p}$ и значения

$$G_{Ep} = \frac{G_{Mp}}{\gamma_p} = \frac{G_{Mn}}{\gamma_n} = \frac{1}{(1+q^2/18)^2} \qquad (3)$$

(здесь q^2 — в единицах F^{-2}) электромагнитных форм-факторов протона и нейтрона. Из таблицы видно, что $SU(6)$-теория правильно предсказывает величину магнитного момента перехода и что имеет место равенство форм-факторов $G_{\Delta p} = G_{Ep}$ с хорошей степенью точности для $2F^{-2} \leq q^2 \leq 16F^{-2}$.

В заключение выражаю благодарность Б.Л.Иоффе и В.В.Судакову за интерес к работе и ценные замечания.

Отделение ядерной физики Академии наук СССР

Поступило в редакцию 19 апреля 1965 г.

Литература

[1] F.Gürsey, L.A.Radicati, A.Pais. Phys.Rev. Lett., 13, 299, 1964.

[2] A.Pais. Phys.Rev. Lett., 13, 175, 1964.

[3] B.Sakita.Phys.Rev. Lett., 13, 643,1964.

[4] M.A.B. Beg, B.W. Lee, A. Pais. Phys. Rev. Lett.,13, 515, 1964.

[5] А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика Физматгиз, М., 1959.

[6] A.H.Rosenfeld, A.Barbaro-Galtieri, W.H.Barkas, P.L.Bastien, J.Kirz, M.Roos. UCRL-8030, P. I, 1964.

[7] L.N.Hand. Phys.Rev.,129, 1834, 1963.

[8] L.N. Hand, D.G. Miller, R.Wilson. Revs.Mod. Phys.,35, 335,1963.

---

1) Приведенное в таблице значение $G_{\Delta p}$ определено по значени $(d^2\sigma/d\varepsilon_2\, d\Omega)_{эксп}/(d^2\sigma/d\varepsilon_2\, d\Omega)_{теор}$ при $M=M_0$, ошибки за даются разбросом $G_{\Delta p}$ при изменении M от $M_0-\gamma$ до $M_0+\gamma$