Краткие сообщения по физике № 7 1983

СИММЕТРИЯ АМПЛИТУДЫ БЕТЕ-СОЛПИТЕРА ДЛЯ ДЕЙТРОНА

И. И. Осипчук

УДК 539.128.2

В работе рассмотрены свойства симметрии БС амплитуды дейтрона и связанной с ней вершинной функции.

Известно, что дейтрон в теории поля может быть описан амплитудой Бете-Солпитера (БС), уравнение для которой можно решить лишь в некоторых приближениях. Известна также связь амплитуды БС для дейтрона с вершинной функцией /1/. Однако при описании системы из двух нуклонов, симметризованной в согласии с обобщенным принципом Паули, в случае когда один из нуклонов находится на массовой поверхности, следуя работе /2/, приходится фактически рассматривать две вершинные функции. В данной работе мы будем описывать дейтрон амплитудой БС и связанной с ней вершинной функцией, которые удовлетворяют определенным свойствам по отношению к отражению пространства и перестановке нуклонов вне зависимости от того, один или два нуклона в дейтроне находятся вне массовой поверхности; дейтрон же как целое в нашем описании будет находиться на массовой поверхности.

Дейтрон с импульсом K_ρ и поляризацией λ мы будем рассматривать как псевдовекторную частицу и будем описывать псевдовектором $e_\rho(K,\lambda)$, который удовлетворяет обычным условиям нормировки /1/ и преобразуется при отражении пространства P и времени T следующим образом: $(e_\rho(K,\lambda) \equiv e_\rho)$

$$(\vec{e}^{P},\ e_0^{P}) = (\vec{e},\ -e_0),\quad (\vec{e}^{T},\ e_0^{T}) = (\vec{e}^{*},\ -e_0^{*}). \qquad (1)$$

Амплитуда БС для дейтрона $\psi_{\alpha\beta}(p_1,p_2,K) = \langle 0|\,T(\psi_\alpha(p_1)\psi_\beta(p_2))|\,Ke\rangle,$

где $\psi(p_1)$ и $\psi(p_2)$ – поля протона и нейтрона, связана с вершинной функцией $\Gamma_{\alpha\beta}(p_1,p_2)$. В дальнейшем мы везде будем пользоваться матрицами $\psi' = \psi C^{-1}$ и $\Gamma' = \Gamma C^{-1}$, где $C = i\gamma^2\gamma^0$ /3/ и штрих опустим. Представим амплитуду в виде

$$\psi(p_1,p_2) = e^{\rho}\psi_{\rho}(p_1,p_2),$$

тогда при преобразованиях Лоренца она преобразуется следующим образом:

$$\psi'(p_1',p_2') = e'^{\rho}\psi_{\rho}'(p_1',p_2') = S(L)e^{\rho}\psi_{\rho}(p_1,p_2)\tilde{S}(L),$$

$$\tilde{S}(L) = CS^{T}(L)C^{-1}.$$

При отражении пространства мы, следовательно, можем записать

$$\psi^{P}(p_1^{P},p_2^{P}) = e_{P}^{\rho}\psi_{\rho}^{P}(p_1^{P},p_2^{P}) = -\gamma_0 e^{\rho}\psi_{\rho}(p_1,p_2)\gamma_0.$$

Поскольку для дейтрона как частицы с положительной четностью $\psi^{P}(p_1',p_2') = +\psi(p_1',p_2')$, то мы имеем:

$$e_{P}^{\rho}\psi_{\rho}(p_1^{P},p_2^{P}) = -\gamma_0 e^{\rho}\psi_{\rho}(p_1,p_2)\gamma_0.$$

Рассмотрим теперь симметрию амплитуды по отношению к перестановке нуклонов. Поскольку дейтрон – изоскалярная частица, то амплитуда будет симметрична при перестановке пространственно-спиновых переменных. Можно показать, что из уравнения Бете-Солпитера для амплитуды дейтрона в случае симметричного взаимодействия нуклонов следует:

$$\psi(p_1,p_2) = -C\psi^{T}(p_2,p_1)C^{-1},$$

где ψ^{T} – транспонированная матрица.

Рассмотрим обращенную во времени и пространстве амплитуду

$$\bar{\bar{\psi}}(p_2,p_1) = C^{-1}\langle eK|T(\bar{\bar{\psi}}(p_2)\bar{\bar{\psi}}(p_1))|0\rangle = e_{\rho}^{*}\bar{\bar{\psi}}^{\rho}(p_2,p_1).$$

Для выяснения ее связи с $\psi(p_1,p_2)$ удобно воспользоваться преобразованием вершинной функции при обращении времени

$$\langle eK_{in}|p_1p_2\ out\rangle = \bar{u}^C(p_2)e^*_\rho\bar{\Gamma}^\rho(p_2,p_1)u(p_1) = \qquad (2)$$

$$= \langle p_2^Tp_1^T\ out|K^Te^T_{in}\rangle = \bar{u}^T(p_1^T)\Gamma^\rho(p_1^T,p_2^T)e^T_\rho\left[u^C(p_2^T)\right]^T,$$

где $u^C(p_2)$ – зарядово-сопряженный дираковский спинор,

$$\bar{u}^T(p_1^T) = T^{-1}u(p_1), \quad u^T(p^T) = \bar{u}(p)T, \quad T = i\gamma_5\gamma_2. \qquad (3)$$

Из инвариантности по отношению к отражению пространства следует, что

$$\Gamma(p_1,p_2) = -\gamma_0\Gamma(p_1^P,p_2^P)\gamma_0, \quad \Gamma(p_1^P,p_2^P) = \Gamma^\rho(p_1^P,p_2^P)e^P_\rho.$$

Учитывая (I), имеем $(e^P_\rho)^T = e^*_\rho$, а из (2) следует

$$\bar{\Gamma}_\rho(p_2,p_1) = -T\gamma_0\Gamma^T_\rho(p_1,p_2)\gamma_0T^{-1}.$$

Здесь $\Gamma^T_\rho(p_1,p_2)$ – транспонированная вершинная функция. Учитывая связь вершинной функции с амплитудой, мы также можем записать

$$\bar{\psi}_\rho(p_2,p_1) = -T\gamma_0\psi^T_\rho(p_1,p_2)\gamma_0T^{-1}.$$

В заключение, в качестве применения одного из свойств симметрии, рассмотрим процесс np-захвата в импульсном приближении, который в силу T-инвариантности эквивалентен фоторасщеплению дейтрона /4/. Используя БС амплитуды для дейтрона и np-системы, симметризованные в согласии с обобщенным принципом Паули, мы покажем, что следствия такого описания находятся в полном согласии с выводами, следующими из инвариантности относительно вращений вокруг оси 3 в изопространстве. Этот процесс можно изобразить следующими диаграммами: (рис.I).

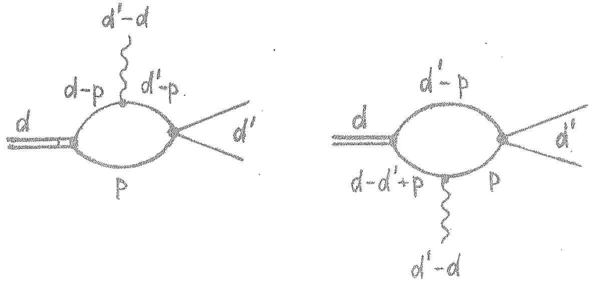

Рис.I

Элементы матрицы рассеяния, соответствующие этим диаграммам, суть (с точностью до нормировочного множителя):

$$S_1^{\mu} = \int d^4p\,\mathrm{Tr}\left\{\bar{\Gamma}_d(p,\ d-p)S_F(d-p)\Gamma_p^{\mu}(d'-d)S_F(d'-p)\Gamma_{d'}(d'-p,\ p)S_F^C(p)\right\},$$

$$S_2^{\mu} = \int d^4p\,\mathrm{Tr}\left\{\bar{\Gamma}_d(d-d'+p,\ d'-p)S_F(d'-p)\Gamma_{d'}(d'-p,\ p)C\tilde{\Gamma}_n^{\mu}(d'-d)\times\right.$$

$$\left.\times\, C^{-1}S_F^C(d-d'+p)\right\},$$

где d, d' – импульсы дейтрона и np-системы соответственно, S_F – фейнмановский пропагатор, $S_F^C = C\tilde{S}_F C^{-1}$, знак $\sim$ означает транспонирование, Γ_p^{μ}, Γ_n^{μ} – электромагнитные вершинные операторы протона и нейтрона, μ – фотонный индекс, $\bar{\Gamma}_d$ – обращенная во времени вершинная функция дейтрона, $\Gamma_{d'}$ – вершинная функция системы np.

Из свойств симметрии по отношению к перестановкам нуклонов следует, что $\Gamma_{d'}(d'-p,\ p) = (-1)^{T+1}C^{-1}\tilde{\Gamma}_{d'}(p,\ d'-p)C$, T – изоспин системы np. Используя это свойство, можно показать, что в суммарную матрицу рассеяния будет давать вклад удвоенный изоскалярный электромагнитный вершинный оператор для $T = 0$ или удвоенный изовекторный электромагнитный вершинный оператор для $T = I$.

Автор выражает благодарность И. Я. Бариту за поддержку во время выполнения работы.

Институт ядерных исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
22 февраля 1983 г.

Литература

1. R. Blankenbecler et al., Nucl. Phys., 12, 629 (1959).
2. F. Gross, Phys. Rev., D10, 223 (1974).
3. Дж. Д. Бьеркен, С. Д. Дрелл. Релятивистская квантовая механика, "Наука", М., 1978 г.
4. E. T. Dressler, F. Gross, Nucl. Phys., A262, 516 (1976).