

## ЗЫОНГ ВАН ФИ

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ЭЛЕКТРОНЕ В ПОДХОДЕ  
КОМПЛЕКСИФИКАЦИИ ПРОСТРАНСТВА

В результате комплексификации пространственных координат получается 8-пространство [2], в котором имеются два времени, обычное ( $t$ ) и внутреннее ( $T$ ).

Рассмотрим вектор состояния  $\Phi(t, T)$ , изменяющийся по двум вышеупомянутым временам.

Для него вводим уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial T} \Phi(t, T) = H(t, T) \Phi(t, T), \quad (1)$$

которое представляет собой обобщенное уравнение Шредингера в представлении взаимодействия.

Матрица рассеяния, полученная с помощью (1), имеет вид

$$S(\infty, +\infty) \lim_{\substack{t, T \rightarrow \infty \\ t_0, T_0 \rightarrow -\infty}} \sum_{n=0}^{\infty} S_n(t, T; t_0, T_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \int dt_1 dT_1 \dots \int dt_n dT_n \dots \\ \dots \int dt_n dT_n \theta(t_1 - t_2) \theta(T_1 - T_2) \dots \theta(t_{n-1} - t_n) \theta(T_{n-1} - T_n) H(t_1, T_1) \dots H(t_n, T_n), \quad (2)$$

где  $H(t, T) = \int d\vec{x} d\vec{x} H(x, x)$ , а  $\vec{x}$  — обычный и  $\vec{x}$  — внутренний векторы координат.

Для эффектов упругого рассеяния ограничиваемся рассмотрением лагранжиана взаимодействия, инвариантного относительно преобразований Лоренца.

При электромагнитном взаимодействии рассмотрим лагранжиан типа

$$L_{1n+} = g \bar{\psi}(\mathbf{x}, x) \Gamma^n \psi(\mathbf{x}, x) A_n(\mathbf{x}, x), \quad n = 1, 2, 3, 4. \quad (3)$$

При этом  $g$  — константа связи размерности  $[L^2]$ ,  $\psi(\mathbf{x}, x)$  — спинорная функция в 8-пространстве подробно рассмотрены в [2].  $A_n(\mathbf{x}, x)$  — обычные компоненты векторного поля (в 8-пространстве)  $A(\mathbf{x}, x)$ , которое удовлетворяет уравнению

$$\partial^2 A_\alpha(\mathbf{x}, x) \quad \alpha = 1, 2, \dots, 7, 8. \quad (4)$$

Для  $A(\mathbf{x}, x)$  вводится дополнительное обобщенное условие Лоренца

$$\partial^\alpha A_\alpha(\mathbf{x}, x) = 0. \quad (5)$$

Уравнения (4) и (5) при квантовании дает возможность описать совокупность 6-частиц: 3 векторно-синглетные, 3 скалярно-триплетные.

При разделении подпространств [2] (в случае свободных движений или взаимодействия, в котором не изменяются массы и т. д.) в пространстве Минковского, из (4), получим

$$(\partial_{ex}^2 + \nu^2) A_n(\mathbf{x}) = 0, \quad (6)$$

$$(\partial_{ex}^2 + \mu^2) \varphi(\mathbf{x}) = 0, \quad (7)$$

(6) является электромагнитным уравнением при  $\nu=0$  и векторным при  $\nu \neq 0$ ; (7) — уравнение Клейна—Гордона.

Во внутреннем пространстве имеем

$$(\partial_{in}^2 + \nu^2) \Phi(\mathbf{x}) = 0, \quad (8)$$

$$(\partial_{in}^2 + \mu^2) A_m(\mathbf{x}) = 0 \quad m = 5, 6, 7, 8. \quad (9)$$

При рассмотрении реальных эффектов необходимо преобразовать функцию  $\Psi(x, x)$  в волновую функцию Дирака. Для этого принимаем унитарное преобразование типа

$$e^{iz} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 1 - \frac{\Gamma^m K_m}{\sqrt{K^2}} \right), \quad (10)$$

$K$  — внутренние импульсы [2].

Можно показать, что для эффекта рассеяния фотона на электроне и превращения электронно-позитронных пар в фотоны в данном подходе получаются результаты, точно совпадающие с полученным в обычной теории. При этом константа связи  $g$ , после преобразования типа (10) превращается в  $g' = g [L^2 M^4] = e$  ( $e$  — электромагнитная константа связи).

При рассмотрении рассеяния электрона на электроне для дифференциального сечения в системе центра масс находим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sin^2 \theta}{F^2} \frac{d\sigma_{\text{Мёлл}}}{d\Omega} + \frac{r_0^2 M'^2}{16\rho^{02} (\rho^{02} - m^2)^4 F^2} \{ 4 (\rho^{02} - m) (2\rho^{02} - m^2) (2\rho^{02} - 3m^2) + \\ + 2 (\rho^{02} - m^2) [\rho^{02} - 2m^2 + (\rho^0 - m^2) \cos \theta] [\rho^{02} + (\rho^{02} - m^2) \cos \theta] (1 + \cos \theta) + \\ + M^{12} [5\rho^{02} - 6m^2\rho^{02} + 3m^4 + 2 (\rho^{04} - m^4) \cos \theta + 2 (\rho^{02} - m^2)^2 \cos^2 \theta] \}, \quad (11)$$

где

$$F = \left[ 1 + \frac{M'^2}{(\rho^{02} - m^2) (1 - \cos \theta)} \right] \sin^2 \theta + \frac{M^2}{\rho^{02} m^2} (1 + \cos \theta) + \frac{M^2 M'^2}{(\rho^{02} - m^2)^2},$$

$$\frac{d\sigma_{\text{Мёлл}}}{d\Omega} \text{ — формула Мёллера,}$$

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi m}, \quad M^2 = m^2 - K_1 K_2, \quad M'^2 = m^2 K_1 K_2$$

и следует считать, что при упругих столкновениях внутренние переменные мало изменяются, т. е.  $K_1 \approx K_2$ ,  $K'_1 \approx K'_2$ ,  $K_1 K_2 \approx K_1'^2 = m^2$ ,  $K_1 K'_2 \approx K_1 K'_1$ . Причем сталкивающиеся частицы попарно принимают различные значения  $K_1 K'_1$ , поэтому необходимо усреднить по всевозможным значениям последних. Получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A_1 \sin^4 \theta \frac{d\sigma_{\text{Мёлл}}}{d\Omega} + A_2 \frac{r_0^2 m^2}{16\rho^{02} (\rho^{02} + m^2)^3} \{ 4 (2\rho^{02} - m^2) (2\rho^{02} - 3m^2) + \\ + 2 [\rho^{02} + 2m^2 + (\rho^{02} - m^2) \cos \theta] [\rho^{02} + (\rho^{02} - m^2) \cos \theta] (1 + \cos \theta) \} + \\ + A_3 \frac{r_0^2 m^2}{16\rho^{02} (\rho^{02} - m^2)^4} [5\rho^{04} - 6m^2\rho^{02} + 3m^4 + 2 (\rho^{04} - m^4) \cos \theta + 2 (\rho^{02} - m^2)^2 \cos^2 \theta]. \quad (12)$$

При этом

$$A_1 = a_1 \left[ \frac{1}{a(a^2 - 1)} + \frac{2a}{(a^2 - 1)^{3/2}} \arctg \sqrt{\frac{a+1}{a-1}} \right],$$

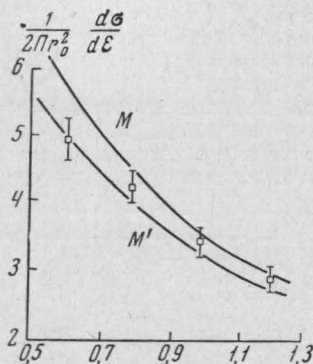
$$A_2 = m^2 A_1 - m^2 a_1 \left[ \frac{1}{a^2 - 1} + \frac{2}{(a^2 - 1)^{3/2}} \arctg \sqrt{\frac{a+1}{a-1}} \right], \quad (13)$$

$$A_3 = m^4 (a - 1)^2 A_1 + m^4 a_1 \left[ \frac{\pi}{2} - 4 \sqrt{\frac{a-1}{a-1}} \arctg \sqrt{\frac{a+1}{a-1}} \right],$$

где

$$a_1 = \frac{2}{\pi m^4} \left[ \frac{\sin^2 \theta}{(\rho^{02} - m^2) (1 + \cos \theta)} + \frac{M^2}{(\rho^{02} - m^2)^2} \right]^{-2}, \\ a = 1 + [(\rho^{02} - m^2) \sin^2 \theta + M^2 (1 + \cos \theta)] \times \\ \times \left[ \frac{m^2 \sin^2 \theta}{1 + \cos \theta} + \frac{M^2 m^2}{\rho^{02} - m^2} \right]^{-1}. \quad (14)$$

Полученная формула, как видно, при больших энергиях переходит в формулу Мёллера (которая дает хорошее согласие с опытом, например в (3)). На рисунке  $M$  показывает результаты, полученные по формуле Мёллера,  $M'$  по формуле (12) при  $M^2=0$  (если  $0 < M^2 \ll 0$ , то результаты слишком мало изменяются), квадратиками изображены экспериментальные данные в (4).



В нерелятивистском пределе формула (12) запишется

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 m^4}{8(p^{02} - m^2)^2} \frac{1}{\left[ \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos \theta} + \frac{M^2}{p^{02} - m^2} \right]^2} \quad (15)$$

Если учитывать, что при рассеянии частиц совершается малое отклонение внутренних импульсов, то получаются конечные выражения, в отличие от формулы Мёллера, при  $p^0 = m$  или при  $\theta = 0$ .

Автор глубоко благодарен проф. Д. Д. Иваненко и Д. Ф. Курдгелайдзе за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Møller S. Ann. Phys., **14**, 531, 1932.
2. Зыонг Ван Фи. «Изв. вузов», физика, **6**, 71, 1964.
3. Dally E. Phys. Rev., **123**, 138, 1961.
4. Achkin A., Page L., Noodward W. Phys. Rev., **94**, 357, 1954.

Поступила в редакцию  
25. 6 1966 г.

Кафедра  
теоретической физики

УДК 539.172.13

Ю. В. МЕЛИКОВ

### АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ ( $d, \alpha$ ) НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ В РАМКАХ ДИФРАКЦИОННОЙ МОДЕЛИ

Проблема взаимосвязи механизма ядерной реакции и структуры ядра привлекает в последние годы возрастающее внимание исследователей. В частности, обнаружение явления ассоциирования нуклонов в легких ядрах сделало актуальным рассмотрение обменных эффектов в процессах прямого взаимодействия. Так появились указания на существенную роль обменного механизма замещения нуклонных ассоциаций в реакциях на некоторых легких ядрах [1, 2, 3]. В этой связи представляет интерес исследование реакций с участием нуклонных ассоциаций на ряде легких ядер и анализ изменения сечения реакции при переходе от ядра к ядру с точки зрения как обменных, так и одночастичных процессов [4].

В лаборатории ядерных реакций НИИЯФ МГУ проведено изучение реакции ( $d, \alpha$ ) на ядрах Ir-оболочки:  $Be^9$ ,  $V^{11}$ ,  $C^{12}$ ,  $N^{14}$  и  $O^{16}$  [5, 6, 7] под действием дейтронов, ускоренных на циклотроне до энергии около 12,5 Мэв. Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что при этих энергиях основную роль играют процессы прямого взаимодействия. Был предпринят также теоретический анализ в рамках оболочечной