

~~11~~
Л 24

532 ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем
Лаборатория теоретической физики

Д-532

Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ
ДЕЙТРОНАМИ НИЖЕ ПОРОГА
РОЖДЕНИЯ ПИОНОВ

ЖЭТФ, 1960, т 39, в 5, с 1286-1295.

Д-532

Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао

627/10 мр.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ
ДЕЙТРОНАМИ НИЖЕ ПОРОГА
РОЖДЕНИЯ ПИОНОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Дисперсионные соотношения и условия унитарности S -матрицы используются для анализа упругого рассеяния γ -квантов дейтронами ниже порога рождения пионов. Предел малых энергий рассмотрен для рассеяния γ -квантов ядрами с произвольным спином. С помощью экспериментальных данных о фоторасщеплении дейтрона получена зависимость сечения упругого γ - d рассеяния от энергии. Результат сильно отличается от импульсного приближения в широкой области энергии. Учет фоторождения пионов на дейтронах оказывается несущественным в рассмотренной области энергий.

L.I. Lapidus and Chou Kuang-chao

1. Введение

Рассеяние γ -квантов дейтронами представляет собой пример процесса, на амплитуду которого существенное влияние оказывают неупругие процессы такие, как фоторасщепление дейтрона и фоторождение мезонов. Учет влияния фоторождения пионов, важного при энергиях γ -квантов около порога фоторождения и выше, требует довольно детального анализа процессов



и не рассматривается здесь. Влияние фоторасщепления дейтрона на упругое γ - d -рассеяние вблизи порога фоторасщепления и энергетические немонотонности, приводящие к резкому уменьшению сечения были рассмотрены ранее^{/1/}. Целью настоящей работы является проведение основанного на дисперсионных соотношениях анализа γ - d -рассеяния в более широкой области энергий, где еще не сказывается рождение мезонов.

Первые экспериментальные данные^{/2/} о рассеянии γ -квантов дейтронами в области 50-100 Мэв не укладываются в рамки импульсного приближения^{/3/}. Это вынуждает к проведению анализа, не связанного с этим приближением. С другой стороны, вклад мезонорождения в амплитуду рассеяния быстро спадает ниже порога фоторождения.

Мы ограничимся рассеянием вперед. При вычислении дисперсионных интегралов учитываются сечения электрического дипольного и магнитного дипольного фоторасщепления. Мы начнем с фазового анализа, чтобы выразить мнимые части амплитуд рассеяния через величины, характеризующие фоторасщепление дейтрона. Затем рассматриваются дисперсионные соотношения для рассеяния вперед и теорема малых энергий. Дисперсионные интегралы оценены в области энергий γ -квантов ниже ≈ 100 Мэв. Получены действительные и мнимые части амплитуд, обсуждается поляризуемость дейтрона и поляризуемость нуклонов.

2. Феноменологический анализ

Как известно, электрическая и магнитная мультипольные волновые функции фотона $Y_{em}^{(\lambda)}(\vec{k})$ ($\lambda = 0, 1$)

$$\vec{y}_{em}^{(0)} = \sum_{\mu} C_{e m - \mu, \mu}^{l m} Y_{e m - \mu}(\vec{k}) \vec{z}_{\mu} \quad /1a/$$

и

$$y_{em}^{(\lambda)} = -i [\vec{k} \cdot \vec{y}_{em}^{(0)}], \quad /1b/$$

где \vec{k} - единичный вектор вдоль импульса фотона в системе центра масс,
 $Y_{em}(\vec{k})$ - нормированные шаровые функции, а

$$\vec{z}_1 = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{i} + i\vec{j}), \quad \vec{z}_0 = \vec{k}, \quad \vec{z}_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{i} - i\vec{j}) \quad /2/$$

- собственные функции спина фотона, удовлетворяют условию поперечности
 $\vec{k} \cdot \vec{y}_{em}^{(\lambda)}(\vec{k}) = 0.$

Если через

$$\eta_1 = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \eta_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \eta_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} \quad /3/$$

обозначить спиновые функции дейтрона, то собственные функции полного момента J^2 , J_z и четности для γ -d системы могут быть построены из /1/ и /3/

$$\vec{y}_{jem}^{(\lambda)}(\vec{k}) = \sum_{\mu} C_{e \mu - 2, \mu}^{j m} \vec{y}_{e m - 2}^{(\lambda)}(\vec{k}) \eta_{\mu} \quad /4/$$

В системе центра масс все величины в конечном состоянии обозначаются символами со штрихами, например, k' означает направление импульса фотона в конечном состоянии.

Матрица рассеяния T при помощи /4/ может быть записана в виде

$$T = \sum_{\substack{j m e e' \\ \lambda \lambda'}} \vec{y}_{je'm}^{(\lambda')}(\vec{k}') a_{jee'}^{\lambda \lambda'} \vec{y}_{jem}^{(\lambda)}(\vec{k}) \quad /5/$$

Сохранение четности требует, чтобы

$$a_{jee'}^{\lambda \lambda'} = 0 \quad \text{если} \quad (-1)^{e+\lambda} \neq (-1)^{e'+\lambda'} \quad /6/$$

Инвариантность при обращении времени приводит к условию симметрии

$$a_{jee'}^{\lambda \lambda'} = a_{je'e}^{\lambda' \lambda} \quad /7/$$

Обычные аргументы приводят к тому, что для рассеяния вперед спиновая зависимость матрицы T имеет вид

$$\vec{e}' \cdot T \cdot \vec{e} = A(\vec{e}' \cdot \vec{e}) + iB(\vec{S}[\vec{e}' \vec{e}]) + \frac{1}{2}C[(\vec{S}\vec{e}')(\vec{S}\vec{e}) + (\vec{S}\vec{e}')(\vec{S}\vec{e}')] + \frac{1}{2}D[(\vec{S}[\vec{k}\vec{e}']) (\vec{S}[\vec{k}\vec{e}]) + (\vec{S}[\vec{k}\vec{e}']) (\vec{S}[\vec{k}\vec{e}'])], \quad /8/$$

где \vec{e} и \vec{e}' - векторы поляризации фотона в начальном и конечном состояниях, соответственно, а \vec{S} - оператор вектора спина дейтрона, компоненты которого S_i удовлетворяют коммутационным соотношениям Дюффина-Кеммера

$$[S_i, S_j] = i \varepsilon_{ijk} S_k \quad /9/$$

$$S_i S_j S_k + S_k S_j S_i = \delta_{ij} S_k + \delta_{jk} S_i.$$

Используя, как и в работе о γ - N рассеянии^{/4/}, для описания поляризации фотона параметры Стокса, из /2/ и /8/ нетрудно получить

$$\begin{aligned} (\vec{S}_{\pm}^* \cdot T \cdot \vec{S}_{\pm}) &= A \mp B(\vec{S} \cdot \vec{k}) + \frac{1}{2}(C+D)[2 - (\vec{S}\vec{k})^2] \\ (\vec{S}_{\pm}^* \cdot T \cdot \vec{S}_{\mp}) &= \frac{1}{2}(D-C) \left\{ (\vec{S}_i)^2 - (\vec{S}_j)^2 \mp i[(\vec{S}_i)(\vec{S}_j) + (\vec{S}_j)(\vec{S}_i)] \right\}. \end{aligned} \quad /10/$$

С помощью /10/ методом, развитым в^{/4/}, можно построить матрицу плотности конечного состояния и вычислить все наблюдаемые величины. Непolarизованное сечение рассеяния вперед равно

$$\sigma_0(0^\circ) = |A + \frac{2}{3}(C+D)|^2 + \frac{1}{18}|C+D|^2 + \frac{2}{3}|B|^2 + \frac{1}{3}|D-C|^2, \quad /11/$$

причем

$$4\pi \text{Im} (A + \frac{2}{3}C + \frac{2}{3}D) = q \sigma_{\pm}, \quad /11'/$$

где σ_{\pm} - полное сечение взаимодействия, включающее как упругое, так и неупругое взаимодействия; $q = |q|\vec{k}$.

Обратимся к фазовому анализу. Учитываем амплитуды электрического дипольного и магнитного дипольного переходов.

Магнитный дипольный переход характеризуется матрицей

$$F_j^0 = \sum \vec{Y}_{j1m}^{(0)}(\vec{k}) Y_{j1m}^{(0)}(\vec{k}) = \sum C_{1M-212}^{jM} C_{1M-2'12'}^{jM} C_{101M-2}^{1M-2} C_{101M-2'}^{1M-2'}$$

$$\frac{3}{4\pi} \eta_2 \eta_2^* \vec{z}_{M-2} \vec{z}_{M-2}^*$$

/12/

где мы пользовались тем, что для рассеяния вперед

$$Y_{\ell m} = \delta_{\ell m} \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}}$$

Из /12/ легко получить, что

$$\vec{z}_1^* F \vec{z}_1 + \vec{z}_{-1}^* F \vec{z}_{-1} = \frac{3}{8\pi} [\alpha_j + \beta_j S_z^2]$$

$$\vec{z}_1^* F \vec{z}_1 - \vec{z}_{-1}^* F \vec{z}_{-1} = \frac{3}{8\pi} \gamma_j S_z$$

$$\vec{z}_1^* F \vec{z}_{-1} = -\frac{3}{8\pi} \beta_j T_{2-2} = -\frac{3}{8\pi} \beta_j \frac{1}{2} (S_x - i S_y)^2$$

$$\vec{z}_{-1}^* F \vec{z}_1 = -\frac{3}{8\pi} \beta_j T_{22} = -\frac{3}{8\pi} \beta_j \frac{1}{2} (S_x + i S_y)^2,$$

/13/

где

$$\alpha_j = \begin{cases} 1 \\ 1 \\ 0 \end{cases} \quad \beta_j = \begin{cases} 1/6 \\ -1/2 \\ 1/3 \end{cases} \quad \gamma_j = \begin{cases} 1/6 \\ -1/2 \\ -1/3 \end{cases} \quad \begin{matrix} j=2 \\ j=1 \\ j=0 \end{matrix}$$

/14/

При получении /13/ использовались соотношения

$$\eta_1 \eta_1^* = \frac{1}{2} (S_z + S_z^2) \quad ; \quad \eta_{-1} \eta_{-1}^* = \frac{1}{2} (S_z^2 - S_z) \quad ; \quad \eta_0 \eta_0^* = 1 - S_z^2$$

$$\eta_1 \eta_{-1}^* = T_{22} = \frac{1}{2} [S_x^2 - S_y^2 + i(S_x S_y + S_y S_x)]$$

$$\eta_{-1} \eta_1^* = T_{2-2} = \frac{1}{2} [S_x^2 - S_y^2 - i(S_x S_y + S_y S_x)].$$

/15/

Случай электрического дипольного перехода получается заменой $\vec{\zeta}_1$ в /13/ на $i[\vec{\zeta}_1, \vec{k}] = -\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_{-1}$ на $i[\vec{\zeta}_{-1}, \vec{k}] = \vec{\zeta}_{-1}$.

Сравнивая /13/ и /14/ с /10/, получаем

$$2A = \frac{3}{8\pi} \sum_j (\alpha_j + 2\beta_j) (a_j^{(m)} + a_j^{(e)})$$

$$2B = -\frac{3}{8\pi} \sum_j \gamma_j (a_j^{(m)} + a_j^{(e)}) \quad /16/$$

$$C = -\frac{3}{8\pi} \sum_j \beta_j a_j^{(e)}$$

$$D = -\frac{3}{8\pi} \sum_j \beta_j a_j^{(m)}$$

Условие унитарности S -матрицы приводит к соотношению

$$2\pi i [T^*(-\vec{k}', -\vec{k}, -\vec{e}', -\vec{e}, -\vec{s})_{\gamma d \rightarrow \gamma d} - T(\vec{k}', \vec{k}, \vec{e}', \vec{e}, \vec{s})_{\gamma d \rightarrow \gamma d}] =$$

$$= q \int d\Omega_{n+p} T_{\gamma d \rightarrow n+p}^* T_{\gamma d \rightarrow n+p}, \quad /17/$$

где q - относительный импульс γ - d -системы. Представим $T_{\gamma d \rightarrow n+p}$ в виде

$$T_{\gamma d \rightarrow n+p} = \sum Y_{j\ell'm}^s(\vec{n}) d_{j\ell'e}^{s\lambda} y_{j\ell'm}^{(\lambda)*}(\vec{k}), \quad /18/$$

где j - полный угловой момент; ℓ' - орбитальный момент в конечном состоянии, а S - полный спин n - p -системы.

Сохранение четности требует, чтобы

$$(-1)^{\ell+\lambda+1} = (-1)^{\ell'}$$

Величины $d_{j\ell'e}^{s\lambda}$ связаны с парциальными сечениями фоторасщепления

$$24\pi \sigma_{j\ell'e}^{s(m)} = (2j+1) |d_{j\ell'e}^{s0}|^2; \quad 24\pi \sigma_{j\ell'e}^{s(e)} = (2j+1) |d_{j\ell'e}^{s1}|^2. \quad /19/$$

Полное сечение фоторасщепления равно

$$24\pi \sigma_{\gamma d \rightarrow n+p} = \sum_{j\ell'e} (2j+1) [|d_{j\ell'e}^{s0}|^2 + |d_{j\ell'e}^{s1}|^2]. \quad /20/$$

Подстановка /18/ и /5/ в /17/ дает

$$4\pi \operatorname{Im} a_{j\ell\ell'}^{\lambda\lambda'}(q) = q \sum_{e''s} (d_{je''e}^{s\lambda'})^* d_{je''e'}^{s\lambda} \quad , \quad /21/$$

а используя /16/ и /14/, получаем, что

$$\operatorname{Im} \left[A + \frac{2}{3} (C + D) \right] = \frac{3}{16\pi} \sum_j (\alpha_j + \frac{2}{3} \beta_j) (\operatorname{Im} a_j^{(m)} + \operatorname{Im} a_j^{(e)}) = \frac{q}{4\pi} \sigma_{\delta d \rightarrow n+p}$$

$$\operatorname{Im} A = \frac{q}{4\pi} (3\sigma_0 + \frac{6}{5}\sigma_2)$$

$$\operatorname{Im} B = \frac{q}{4\pi} \left(\frac{3}{2}\sigma_0 + \frac{3}{4}\sigma_1 - \frac{3}{4}\sigma_2 \right)$$

$$\operatorname{Im} C = \frac{q}{4\pi} \left(-3\sigma_0^{(e)} + \frac{3}{2}\sigma_1^{(e)} - \frac{3}{10}\sigma_2^{(e)} \right) \quad /22/$$

$$\operatorname{Im} D = \frac{q}{4\pi} \left(-3\sigma_0^{(m)} - \frac{3}{10}\sigma_2^{(m)} \right) \quad ,$$

где через σ_j обозначено парциальное сечение фоторасщепления в состоянии j с включением множителя $(2j+1)$.

3. Кросс-симметрия и дисперсионные соотношения

Запаздывающая амплитуда для $\gamma \xrightarrow{d}$ -рассеяния вперед может быть записана в виде

$$\langle \mu' | \vec{e}' N^{2\epsilon t} \cdot \vec{e} | \mu \rangle = -2\pi^2 i \quad ,$$

$$\int d^4z e^{-iqz} \langle \vec{p}' \mu' | \theta(z_0) [\vec{e}' \cdot \vec{j}(\frac{z}{2}), \vec{e} \cdot \vec{j}(\frac{z}{2})] | \vec{p}, \mu \rangle \quad , \quad /23/$$

где μ и μ' - спиновые индексы дейтрона.

Аналогично для опережающей амплитуды имеем

$$\langle \mu' | \vec{e}' N^{adv} \vec{e} | \mu \rangle = 2\pi^2 i \times$$

$$\int d^4z e^{-iqz} \langle \vec{p}' \mu' | \theta(-z_0) [\vec{e}' \cdot \vec{j}(\frac{z}{2}), \vec{e} \cdot \vec{j}(-\frac{z}{2})] | \vec{p}, \mu \rangle \quad /24/$$

Для случая рассеяния вперед импульс дейтрона \vec{p} можно положить равным нулю.

Рассматривая соотношения, комплексно сопряженные к /23/ и /24/, получаем

$$\langle \mu' | \vec{e}' N^{zet/adv}(q) \vec{e} | \mu \rangle^* = \langle \mu | \vec{e}' N^{zet/adv}(-q) \vec{e} | \mu' \rangle. \quad /25/$$

Изменяя порядок $(\vec{e}' \cdot \vec{j}(\frac{z}{2}))$ и $(\vec{e} \cdot \vec{j}(-\frac{z}{2}))$ в /23/ и /24/ и меняя знак переменной z , приходим к соотношению

$$\langle \mu' | \vec{e}' N^{zet/adv}(q) \vec{e} | \mu \rangle = \langle \mu' | \vec{e}' N^{adv/zet}(-q) \vec{e} | \mu \rangle. \quad /26/$$

Представим $N^{zet/adv}$ в виде /8/. Условия /25/ и /26/ приводят к свойствам симметрии скалярных функций

$$A^{zet/adv}(v)^* = A^{zet/adv}(-v)$$

$$B^{zet/adv}(v)^* = -B^{zet/adv}(-v)$$

$$C^{zet/adv}(v)^* = C^{zet/adv}(-v)$$

$$D^{zet/adv}(v)^* = D^{zet/adv}(-v) \quad /27/$$

и

$$A^{adv}(v) = A^{zet}(-v)$$

$$B^{adv}(v) = -B^{zet}(-v)$$

$$C^{adv}(v) = C^{zet}(-v)$$

$$D^{adv}(v) = D^{zet}(-v) \quad /28/$$

Обозначая в дальнейшем $A(v)$, $C(v)$ и $D(v)$ через $L_1(v)$, $L_2(v)$ и $L_3(v)$, соответственно, а $B(v)$ через $L_4(v)$, запишем дисперсионные соотношения для скалярных функций в виде

$$\operatorname{Re} L_{1,2,3}(v_0) - \operatorname{Re} L_{1,2,3}(0) = \frac{2v_0^2}{\pi} P \int_{v_D}^{\infty} \frac{d\nu \operatorname{Im} L_{1,2,3}(\nu)}{\nu(\nu^2 - v_0^2)} \quad /29/$$

и

$$\operatorname{Re} L_4(v_0) - v_0 \operatorname{Re} L_4'(0) = \frac{2v_0^3}{\pi} P \int_{v_D}^{\infty} \frac{d\nu \operatorname{Im} L_4(\nu)}{\nu^2(\nu^2 - v_0^2)}, \quad /30/$$

где v_D - порог фоторасщепления дейтрона, примерно равный энергии связи дейтрона.

Для того, чтобы можно было воспользоваться соотношениями /29/ и /30/ для реального анализа, необходимо знать $L_{1,2,3}(0)$ и $L_4'(0)$, т.е. вычислить амплитуду $\gamma - d$ - рассеяния в области энергий, близких к нулю.

В результате вычислений, проведенных в следующем разделе, оказывается, что

$$\operatorname{Re} L_1(0) = -\frac{e^2}{M_d}; \quad \operatorname{Re} L_{2,3}(0) = 0; \quad \operatorname{Re} L_4'(0) = \left(\mu_0 - \frac{e}{M_d}\right)^2, \quad /31/$$

где μ_0 - магнитный момент, а M_d - масса дейтрона.

4. Предел малых энергий для $\gamma - d$ -рассеяния

Тирринг, Лоу, Гельман и Гольдбергер^{/5/} показали, что предельное значение амплитуды рассеяния и ее производной по частоте фотонов при $\nu = 0$ определяются статическими свойствами для систем со спином 1/2.

Следуя методу, развитому Лоу, мы покажем, что аналогичные результаты справедливы также для системы с единичным спином.

S' - матрица для рассеяния фотонов из состояния $|g, e\rangle$ в состояние $|g', e'\rangle$ дается выражением

$$S = -e_i' g_{ij} e_j (4g_0 g_0')^{-1/2}, \quad /32/$$

где

$$g_{ij} = \int P [j_i(x), j_i(y)] e^{iqx - iq'y} dx dy. \quad /33/$$

Используя технику Лоу, нетрудно получить^{x/}

$$g_{ij} = g_{ij}^{(0)} + A \delta_{ij} + B \varepsilon_{ijk} S_k + D (S_i S_j + S_j S_i), \quad /34/$$

где

$$A(\vec{q} \cdot \vec{q}') + B(\vec{S}[\vec{q}' \vec{q}]) + D[(\vec{S}_{\vec{q}})(\vec{S}_{\vec{q}'} + (\vec{S}_{\vec{q}'})(\vec{S}_{\vec{q}}))] = q_0 q'_0 C, \quad /35/$$

$$C = \frac{(2\pi)^4}{i} \delta^{(4)}(p'+q'-p-q) \sum_{\text{спины}} \left[\frac{\langle \vec{q} - \vec{q}' | j_0 | \vec{q} \rangle \langle \vec{q}' | j_0 | 0 \rangle}{E(q) - E(0) - q_0} + \frac{\langle \vec{q} - \vec{q}' | j_0 | -\vec{q}' \rangle \langle -\vec{q}' | j_0 | 0 \rangle}{E(q') - E(0) + q'_0} \right] \quad /36/$$

$$\text{и} \quad g_{ij}^{(0)} = \frac{(2\pi)^4}{i} \delta^{(4)}(p'+q'-p-q) \sum_{\text{спины}} \left[\frac{\langle \vec{q} - \vec{q}' | j_i | \vec{q} \rangle \langle \vec{q}' | j_i | 0 \rangle}{E(q) - E(0) - q_0} + \frac{\langle \vec{q} - \vec{q}' | j_i | -\vec{q}' \rangle \langle -\vec{q}' | j_i | 0 \rangle}{E(q') - E(0) + q'_0} \right]. \quad /37/$$

Рассмотрим случай, когда состояния $|\vec{q}\rangle$ и т.д. являются собственными состояниями системы со спином S .

Для вычисления /36/ и /37/ нам необходимо выражение для матрицы тока $\langle \vec{p} | \vec{j} | \vec{p}' \rangle$ в области малых энергий с точностью до членов порядка v/c и $\langle \vec{q}' | j_0 | \vec{q} \rangle$ с точностью до v^2/c^2 .

Оказывается, что эти матричные элементы с требуемой точностью могут быть определены на основе общих принципов.

^{x/} Для произвольного S это самое общее выражение, если интересоваться членами не выше линейных по энергии.

Так как \vec{j} и j_0 являются эрмитовыми операторами, а взаимодействие инвариантно при трехмерных вращениях и обращении времени, наиболее общим видом матричного элемента тока в рассматриваемом приближении, будет

$$\langle \vec{P}_2 | \vec{j} | \vec{P}_1 \rangle = \frac{e}{2M} (\vec{P}_1 + \vec{P}_2) + i\mu [\vec{S}, \vec{P}_2 - \vec{P}_1] + c \left\{ \vec{S} (\vec{S}, \vec{P}_1 + \vec{P}_2) + (\vec{S}, \vec{P}_1 + \vec{P}_2) \vec{S} \right\} \quad /38/$$

и

$$\begin{aligned} \langle \vec{P}_2 | j_0 | \vec{P}_1 \rangle = & a + b (P_1^2 + P_2^2) + d (\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2) + i f (\vec{S} [\vec{P}_2 \cdot \vec{P}_1]) + \\ & + h [(\vec{S} \vec{P}_2) (\vec{S} \vec{P}_1) + (\vec{S} \vec{P}_1) (\vec{S} \vec{P}_2)] + g [(\vec{S} \vec{P}_1) (\vec{S} \vec{P}_2) + (\vec{S} \vec{P}_2) (\vec{S} \vec{P}_1)], \end{aligned} \quad /39/$$

где e - полный заряд, $\mu \cdot S = \mu_0$ - полный магнитный момент, а величины a, b, c, d, f, h, g - инвариантные постоянные.

При преобразованиях Лоренца j_i ведет себя как компонента 4-вектора. Волновая функция $|\vec{P}, \mu\rangle$, являющаяся неприводимым представлением неоднородной группы Лоренца, преобразуется следующим образом

$$|\vec{P}, \mu\rangle \xrightarrow{L} |\vec{P}', \mu'\rangle = R_{\mu\mu'}(L, \vec{P}) |L^{-1}\vec{P}, \mu\rangle, \quad /40/$$

где $R_{\mu\mu'}(L, \vec{P})$ - вращение спина при преобразовании Лоренца, которое рассматривалось в /6,7/.

Рассмотрим две координатные системы.

В одной $\vec{P}_1 = 0$ и $\vec{P}_2 = \vec{P}$, а во второй

$$\vec{P}_1 = \vec{q} \quad P_{10} = E_q = \sqrt{q^2 + M^2}$$

$$\vec{P}_2 = \vec{P} + \frac{\vec{q}}{E_q} \left[\frac{(\vec{P} \cdot \vec{q})}{q^2} E_q \left(1 - \frac{E_q}{M}\right) + \frac{E_q}{M} E_P \right] \quad /41/$$

$$P_{20} = \frac{E_q}{M} \left[E_P + \frac{(\vec{P} \cdot \vec{q})}{E_q} \right]$$

Вторая система движется относительно первой со скоростью $-\frac{\vec{q}}{E_q}$

При преобразовании Лоренца от первой системы ко второй с точностью до v^2/c^2

$$R(L, \vec{p}) = 1 + i \frac{(\vec{S}[\vec{p}\vec{q}])}{2M^2}. \quad /42/$$

Далее мы имеем с точностью до v/c

$$\begin{aligned} \langle \vec{p} + \vec{q} | \vec{j} | \vec{q} \rangle' &= \frac{e}{2M} (\vec{p} + 2\vec{q}) + i\mu [\vec{S}\vec{p}] + c \{ \vec{S}(\vec{S}, \vec{p} + 2\vec{q}) + (\vec{S}, \vec{p} + 2\vec{q}) \vec{S} \} = \\ &= \langle \vec{p} | \vec{j} | 0 \rangle + \frac{\vec{q}}{M} \langle \vec{p} | \vec{j} | 0 \rangle = \\ &= \frac{e}{2M} \vec{p} + i\mu [\vec{S}\vec{p}] + c [\vec{S}(\vec{S}\vec{p}) + (\vec{S}\vec{p})\vec{S}] + a \frac{\vec{q}}{M} \end{aligned} \quad /43/$$

и с точностью до v^2/c^2

$$\begin{aligned} \langle \vec{p} + \vec{q} | \vec{j} | \vec{q} \rangle' &= a + b(p^2 + 2\vec{p}\cdot\vec{q} + 2q^2) + d(\vec{p}\cdot\vec{q} + q^2) + i f (\vec{S}[\vec{p}\vec{q}]) + \\ &+ h \{ (\vec{S}, \vec{p} + \vec{q})(\vec{S}, \vec{p} + \vec{q}) + (\vec{S}\vec{q})(\vec{S}\vec{q}) \} + \\ &+ g \{ (\vec{S}, \vec{p} + \vec{q})(\vec{S}\vec{q}) + (\vec{S}\vec{q})(\vec{S}, \vec{p} + \vec{q}) \} = \\ &= \left[1 - i \frac{(\vec{S}[\vec{p}\vec{q}])}{2M^2} \right] \frac{E_q}{M} \left[\langle \vec{p} | \vec{j} | 0 \rangle + \left(\frac{\vec{q}}{M} \cdot \langle \vec{p} | \vec{j} | 0 \rangle \right) \right] = a - ia \frac{(\vec{S}[\vec{p}\vec{q}])}{2M^2} \\ &+ \frac{a}{2M^2} q^2 + b p^2 + h (\vec{S}\vec{p})(\vec{S}\vec{p}) + \frac{e}{2M^2} (\vec{p}\cdot\vec{q}) + i \frac{\mu}{M} (\vec{S}[\vec{p}\vec{q}]). \end{aligned} \quad /44/$$

Из /43/ следует, что

$$a = e, \quad c = 0,$$

а из /44/

$$d + 2b = \frac{e}{2M^2}, \quad f = \frac{\mu}{M} - \frac{e}{2M^2}, \quad g = h = 0.$$

Окончательно мы имеем ковариантные выражения

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}_2 | \vec{j} | \vec{p}_1 \rangle &= \frac{e}{2M} (\vec{p}_1 + \vec{p}_2) + i\mu [\vec{S}, \vec{p}_2 - \vec{p}_1] \\ \langle \vec{p}_2 | \vec{j} | \vec{p}_1 \rangle &= e + i \left(\frac{\mu}{M} - \frac{e}{2M^2} \right) (\vec{S}[\vec{p}_2 \vec{p}_1]) + \frac{e}{2M^2} (\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) + 2b (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2, \end{aligned} \quad /45/$$

первое из которых, как это и должно быть, совпадает с матричным элементом тока нерелятивистской частицы, взаимодействующей с магнитным полем /см., например /8/. Оказывается, что слагаемое, содержащее \mathbf{v} в выражении /45/, не дает вклада в окончательный результат.

С помощью /45/ легко получить, что

$$S = - \frac{(2\pi)^4}{i} \delta^{(4)}(p'+q'-p-q) (4q_0 q_0')^{-1/2} \left\{ \frac{e^2}{M} (\vec{e}' \cdot \vec{e}) - 2i \frac{e}{M} q_0 (\vec{S} [\vec{e}' \vec{e}]) (\mu - \frac{e}{2M}) \right. \\ \left. - \frac{i\mu^2}{q_0} (\vec{S} [[\vec{e}' \vec{q}'] \cdot [\vec{e}' \vec{q}']]) - \frac{ie\mu}{Mq_0} [(\vec{e}' \vec{q}') (\vec{S} [\vec{q}' \vec{e}']) - (\vec{e}' \vec{q}') (\vec{S} [\vec{q}' \vec{e}'])] \right\} /46/$$

или для матрицы T

$$-T = \frac{e^2}{M} (\vec{e}' \cdot \vec{e}) - 2i \frac{e}{M} v (\mu - \frac{e}{2M}) (\vec{S} [\vec{e}' \vec{e}]) - i \frac{\mu^2}{v} (\vec{S} [[\vec{e}' \vec{q}'] [\vec{e}' \vec{q}']]) - \\ - \frac{ie\mu}{Mv} [(\vec{e}' \vec{q}') (\vec{S} [\vec{q}' \vec{e}']) - (\vec{e}' \vec{q}') (\vec{S} [\vec{q}' \vec{e}'])]. \quad /47/$$

Для рассеяния вперед

$$-T = \frac{e^2}{M} (\vec{e}' \cdot \vec{e}) - iv (\vec{S} [\vec{e}' \vec{e}]) \left[\frac{\mu_0}{s} - \frac{e}{M} \right]^2, \quad /48/$$

откуда при $S = 1$ и следует /31/.

В области энергий, ниже порога фоторождения мезонов на дейтронах, слагаемые, зависящие от спина, дают незначительный вклад в сечение, так как по сравнению с нуклоном масса ядра удваивается, а магнитный момент значительно уменьшается.

5. Результаты анализа. Обсуждение

Экспериментальные данные о фоторасщеплении дейтрона имеются вплоть до ≈ 500 Мэв /9/. Результаты расчета $Re(L_1 + \frac{2}{3}L_2 + \frac{2}{3}L_3)$, для чего достаточно сведений о полных сечениях, приведены на рис. 1, где значения действительной части амплитуды изображены в долях $e^2/M_p c^2$ /кривая 1/. Энергия фотонов измеряется в долях порога фоторасщепления

дейтрона $\gamma_0 = \frac{V_0}{V_D}$. Там же приведена зависимость от энергии мнимой части $L_1 + \frac{2}{3} L_2 + \frac{2}{3} L_3$.

Подавляющим в рассматриваемой области энергий $V_0 \lesssim 100$ Мэв оказывается вклад фоторасщепления с $V \lesssim 75$ Мэв. Для других амплитуд требуется более детальный анализ фоторасщепления. Если считать, что для других амплитуд решающим оказывается вклад фоторасщепления с $V_0 \lesssim 80$ Мэв, и воспользоваться анализом Де Сварта и Маршака ^{/10/}, то оказывается возможным оценить дисперсионные части всех скалярных амплитуд. Однако, что для $\gamma - d$ - рассеяния роль зависящих от спина амплитуд сильно уменьшается по сравнению с $\gamma - N$ -рассеянием. На рис. 2 приведена зависимость сечения $\gamma - d$ - рассеяния вперед от энергий. С ростом энергии γ -квантов сечение $\gamma - d$ - рассеяния вначале заметно уменьшается по сравнению с томсоновским пределом, а затем быстро $/V \gtrsim 4$ Мэв/ превышает его, достигая в области $20 < V < 80$ Мэв значения в 4 раза превышающего $(e^2/M_d c^2)^2$.

Учет магнитного дипольного поглощения, существенного вблизи порога, приводит к дополнительному резкому "провалу" сечения ^{/11/} с полной полушириной около 200-300 Кэв. Ширина суммарного уменьшения сечения значительно больше.

Большое влияние неупругих процессов, происходящих на дейтроне, как целом, в дополнение к процессам на отдельных нуклонах дейтрона, делает невозможным применение импульсного приближения к упругому $\gamma - d$ - рассеянию в широкой области энергий ^{x/}.

Наличие неупругого процесса фоторасщепления дейтрона сказывается особенно сильно на поляризуемость дейтрона. Если поляризуемость нуклонов, как показал Балдин, целиком связана с процессом рождения мезонов, то в поляризуемость дейтрона и ядер вообще основной вклад дают фотоядерные процессы при значительно меньших энергиях.

^{x/} В полученном в самое последнее время препринте Шулт и Каппс заново рассмотрели поправки к импульсному приближению для $\gamma - d$ - рассеяния и пришли к аналогичному выводу.

Из /29/ следует, что поляризуемость дейтрона равна

$$\alpha_d = \alpha^{(m)} + \alpha^{(e)} \approx \frac{d}{dv^2} [\operatorname{Re} L_1(v)]_{v=0} = \frac{\hbar c}{2\pi^2} \int_{v_D}^{\infty} \frac{\sigma_t(v) dv}{v^2}; \quad \alpha^{(m)} \ll \alpha^{(e)} \quad /49/$$

Аналогичная формула справедлива и для других ядер. Основную роль в полном сечении взаимодействия $\sigma_t(v)$ играет процесс дипольного поглощения. С учетом этого /49/ переходит в известную формулу Мигдала^{/11/}. /см. также^{/12/} /.

Подстановка в /49/ выражение /41/ и /46/ из^{/11/} дает для суммы электрической и магнитной поляризуемости дейтрона

$$\alpha_d = \frac{e^2}{mc^2} \left(\frac{\hbar c}{\varepsilon} \right)^2 \left\{ \frac{3}{64} + \frac{(1 + \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}})^2}{12} \cdot \frac{\varepsilon}{mc^2} (\mu_p - \mu_n)^2 \right\} = 0,64 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3, \quad \alpha^{(m)} \ll \alpha^{(e)} \quad /50/$$

что совпадает с результатом Левингера и Рустги^{/12/}.

Наличие значительного вклада фоторасщепления в амплитуду упругого $\gamma - d$ - рассеяния и в поляризуемости дейтрона не позволяет получить надежные заключения о поляризуемости нейтронов из экспериментальных данных о рассеянии γ - квантов малых энергий дейтронами. В некотором приближении представление о поляризуемости нейтрона, по-видимому, можно получить с помощью формулы вида /49/, если под интегралом заменить полное сечение $\gamma - d$ - взаимодействия $\sigma_t(v)$ на разность $\sigma_t(v)$ и сечений фоторасщепления σ_{dis} , упругого рождения мезонов σ_{π} и сечения фоторождения пионов на протоне σ_p

$$\alpha_n \approx \frac{\hbar c}{2\pi^2} P \int_{v_D}^{\infty} \frac{dv}{v^2} [\sigma_t(v) - \sigma_{dis}(v) - \sigma_{\pi}(v) - \sigma_p(v)]. \quad /51/$$

Для получения сведений о магнитной поляризуемости дейтрона требуется, по-видимому, значительно более детальный анализ фоторасщепления дейтрона и процессов фоторождения мезонов на дейтронах^{x/}.

^{x/} Заключение о магнитной поляризуемости протонов очень чувствительны к предположениям, которые приходится делать при анализе фоторождения пионов. При использовании анализа Ватсона, из результатов /4/ следует, что магнитная поляризуемость протона мала. Этот вывод, по-видимому, не противоречит экспериментальным данным^{13/}.

Строго говоря, проведенное в настоящей работе рассмотрение справедливо лишь для рассеяния вперед. В дипольном приближении основные результаты остаются справедливыми и для других углов рассеяния. Однако прямого сравнения с экспериментальными данными мы не проводили, поскольку в экспериментах ^{/2/} вместе с упругим наблюдалось неупругое рассеяние γ -квантов дейтронами

$$\gamma + d \rightarrow n + p + \gamma.$$

Недавно Балдин /частное сообщение/ рассмотрел поправки к импульсному приближению в неупругом рассеянии γ -квантов и пришел к выводу о том, что и для этого процесса возникают заметные поправки, связанные с фоторасщеплением.

Таким образом можно, по-видимому, заключить, что результаты анализа, учитывающего фоторасщепление дейтрона /и рождения мезонов/ и экспериментальные данные о рассеянии γ -квантов дейтронами в области энергий около 50-100 Мэв, находятся в соответствии друг с другом.

Для более надежного сравнения результатов расчета с экспериментом предварительно потребуется анализ неупругих процессов в более широкой области энергий.

Авторы благодарны А.М. Балдину, В.И. Гольданскому и Я.А. Смородинскому за многочисленные обсуждения.

Рукопись поступила в издательский отдел

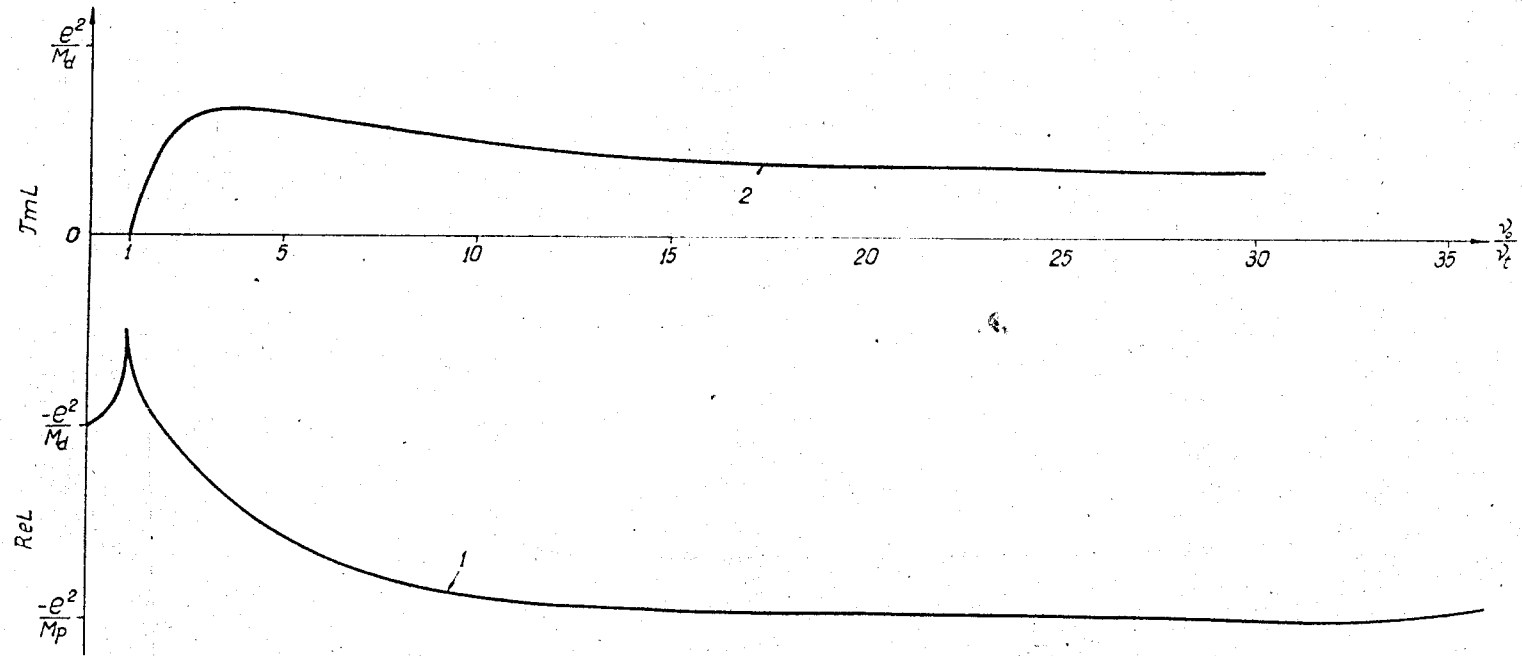
7 мая 1960 года.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

627/10 чр.

Цитированная литература

1. Л.И. Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. Препринт ОИЯИ, Д-467, 1960.
„Дисперсионные соотношения и анализ ... ”, ЖЭТФ /в печати/.
2. L.G. Hуman, R. Ely, D.H. Frish and M.A. Wahlig, Phys.Rev. Lett. 3, 93, 1959.
3. R.H. Capps, Phys.Rev., 106, 1031, 1957; 108, 1032, 1957.
4. Л.И. Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. Препринт ОИЯИ Р-372, 1959.
ЖЭТФ, 37, 1715, 1959; 38, 201, 1960.
5. F.E. Low. Phys.Rev., 96, 1428, 1954. M.Gell-Mann, M.L. Goldberger, Phys.Rev., 96, 1428, 1954.
6. Чжоу Гуан-чжао, М.И. Широков. ЖЭТФ, 34, 1230, 1958.
7. Л. Заставенко, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 35, 1417, 1958.
8. Л. Ландау, Е. Лифшиц “Квантовая механика”, ГИТТЛ, 1948, § 128.
9. C.A. Barnes, J.H. Carver, G.H. Stafford, D.H. Wilkinson, Phys.Rev. 86, 359, 1952. J. Halpern and E.V. Weinstock, Phys.Rev. 91, 934, 1953. L. Allen Phys.Rev., 98, 705, 1955. J.C. Keck and A.V. Tolstrup, Phys.Rev., 101, 360, 1956. E.A. Whalin, B.D. Schriever, A.O. Hanson, Phys.Rev. 101, 377, 1956. K.C. Bandtel Phys.Rev. 104, 1730, 1956..
Александров, Н. Делоне, Словохотов, Сокол, Штарков. ЖЭТФ, 33, 614, 1957.
10. Tatro, Palfrey, Whaly, Haxby, Phys.Rev., 112, 932, 1958. J.J. de Swart, Physica 25, 233, 1959..
11. J.J. de Swart, R.E. Marshak, Physica 25, 1001, 1959.
А.Б. Мигдал. ЖЭТФ, 15, 81, 1948.
12. J.S. Levinger, Phys.Rev. 107, 554, 1957.
13. Доклад Бернардини на киевской конференции по физике высоких энергий.
/1959/.



Puc 1

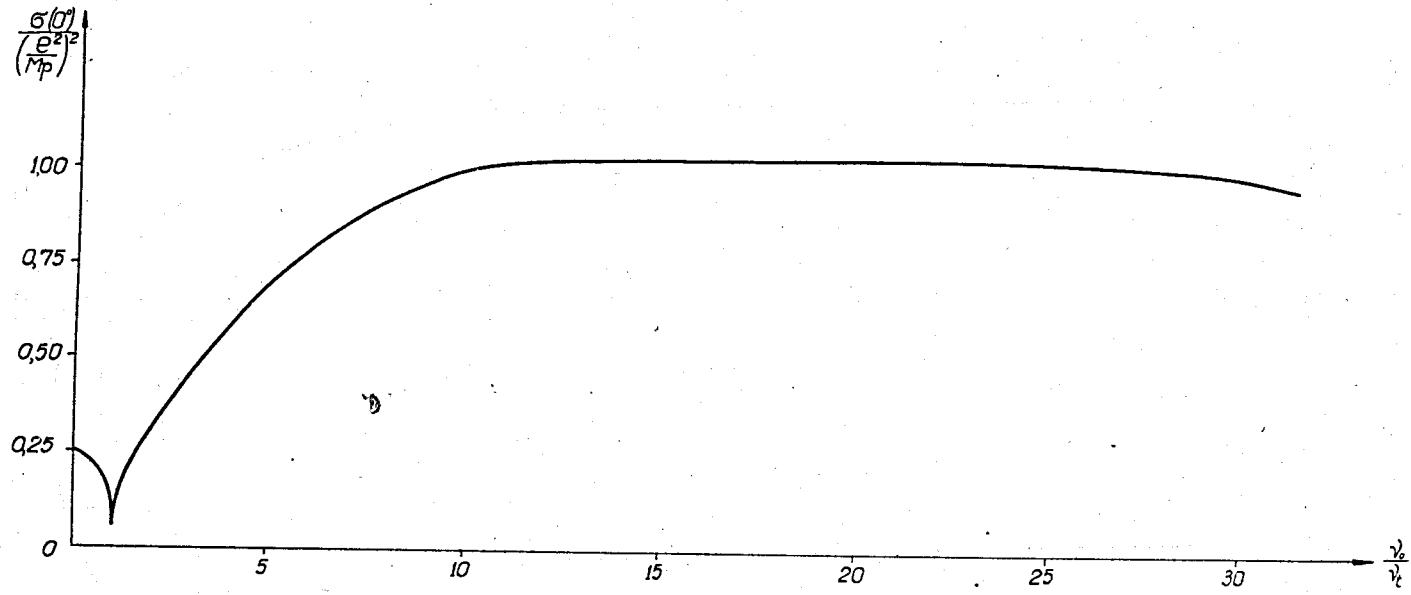


Рис. 2