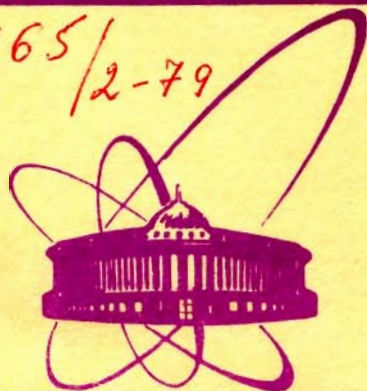


5465/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

29/12 79

P4 - 12650

Б-447

В.Б.Беляев, Е.Вжеционко, С.А.Ракитянский

УЧЕТ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
В РАСЧЕТЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  $\pi^+$  МЕЗОНА  
НА ДЕЙТРОНЕ

1979

P4 - 12650

В.Б.Беляев, Е.Вжеционко, С.А.Ракитянский

УЧЕТ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
В РАСЧЕТЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  $\pi^+$  МЕЗОНА  
НА ДЕЙТРОНЕ

*Направлено в ЯФ*

Беляев В.Б., Вржеционко Е., Ракитянский С.А. P4 - 12650

Учет кулоновского взаимодействия в расчете  
упругого рассеяния  $\pi^+$ -мезона на дейтроне

Рассматривается  $\pi^+d$  рассеяние при низких энергиях с учетом кулоновского взаимодействия. Показано, что при этих энергиях точный учет кулоновского взаимодействия и приближенный, основанный на сложении сильной и кулоновской фаз, дают близкие результаты.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Belyaev V.B., Wrzeczionko E.,  
Rakityansky S.A.

P4 - 12650

Coulomb Interaction at the Calculation  
of Elastic Scattering of  $\pi^+$  Meson on a Deuteron  
 $\pi^+d$  Scattering at low energies taking into account  
Coulomb interaction is considered. It is shown that at  
these energies precise computation of the Coulomb inter-  
action and approximated one, based on the summation of the  
strong and Coulomb phases, provides similar results.

The investigation has been performed at the  
Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

В теории систем, состоящих из нескольких частиц, задачи с кулоновским взаимодействием занимают особое место. Это связано с двумя обстоятельствами. Первое из них, чисто теоретическое, заключается в том, что уравнения Фаддеева даже при отрицательной энергии требуют некоторой перестройки<sup>/1,2/</sup>. При положительной энергии /превышающей порог развала/ эти уравнения оказываются нефредгольмовыми вследствие плохого поведения ядер при малых импульсах ( $k \sim 0$ ), т.е. из-за слабого убывания кулоновского потенциала на бесконечности по  $r$ <sup>/3/</sup>. Перестройка уравнений Фаддеева при положительной энергии была предложена в работах<sup>/4,5/</sup>. Значительные усилия в проведении практических расчетов упругого  $pd$ -рассеяния были предприняты в работах<sup>/6-8/</sup>. Любопытно, что численные расчеты сечений упругого  $pd$ -рассеяния выше порога, проведенные в рамках перестроенных уравнений и уравнений работы<sup>/8/</sup>, привели к одинаковым результатам. Возможно, что это обусловлено тем простым фактом, что при численном интегрировании мы никогда не можем попасть в точку  $k=0$ , т.е. всегда вынуждены решать задачу с экранированным кулоновским потенциалом, для которого все уравнения фредгольмовы.

Второе обстоятельство, осложняющее учет кулоновского взаимодействия в задаче нескольких тел, состоит в трудностях численного интегрирования выражений, содержащих кулоновские функции и  $T$ -матрицы.

В силу всего этого в ряде работ, а также при обработке экспериментальных данных кулоновский потенциал часто учитывается приближенно<sup>/9-11/</sup>. Одно из наиболее часто встречающихся приближений такого рода состоит в следующем. Пусть известна

амплитуда рассеяния частицы на комплексе других частиц без учета кулоновского взаимодействия

$$f^s = \sum_{\ell=0}^{\infty} f_{\ell}^s (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos \theta).$$

Пусть также каким-либо приближенным способом вычисляется чисто кулоновская амплитуда  $f^c$ . Обычно это просто двухчастичная кулоновская амплитуда с учетом размазки зарядов с плотностью  $|\psi|^2$ ; или, более грубо, - амплитуда для точечных зарядов, расположенных в центре масс. Полная амплитуда строится таким образом:

$$f = f^c + \sum_{\ell=0}^{\infty} e^{2i\sigma_{\ell}} f_{\ell}^s (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos \theta), \quad /1/$$

где  $\sigma_{\ell} = \arg \Gamma(\ell + 1 + i \frac{me_1 e_2}{p})$  - обычная кулоновская фаза. Такая конструкция полной амплитуды в многочастичных задачах обосновывается авторами лишь из интуитивных соображений.

В данной работе на примере упругого рассеяния  $\pi^+$ -мезона на дейтроне показано, что приближение /1/ дает результаты, довольно хорошо совпадающие с "точным" решением некоторого приближенного трехчастичного уравнения. При этом кулоновский потенциал включается в расчет в самом начале, последовательно, так же как и короткодействующий.

Уравнение, положенное в основу последовательного учета кулоновского взаимодействия, было предложено в работе /12/. Для случая  $\pi d$ -рассеяния оно имеет следующий вид:

$$\langle \vec{k}' | r | \vec{k} \rangle = \langle \vec{k}' | r^0 | \vec{k} \rangle + \epsilon \int \frac{d\vec{k}''}{(2\pi)^3} \frac{\langle \vec{k}' | r^0 | \vec{k}'' \rangle \langle \vec{k}'' | r | \vec{k} \rangle}{(E_{k''} - E - i\delta)(E_{k''} - E + \epsilon - i\delta)} \quad (*)$$

Здесь  $\langle \vec{k}' | r | \vec{k} \rangle$  - T-матрица данного процесса;  $\epsilon$  - энергия основного состояния дейтрона;  $E = \frac{k^2}{2\mu} + \epsilon$  - полная энергия системы;  $\mu$  - приведенная масса мезона и ядра; матрица  $\langle \vec{k}' | r^0 | \vec{k} \rangle$  определяется следующим образом:

$$\langle \vec{k}' | r^0 | \vec{k} \rangle = \int d\vec{r} |\psi_d(\vec{r})|^2 \langle \vec{k}' | r^0(\vec{r}) | \vec{k} \rangle$$

$$\langle \vec{k}' | r^0(\vec{r}) | \vec{k} \rangle = \langle \vec{k}' | V | \vec{k} \rangle - \int \frac{d\vec{k}''}{(2\pi)^3} \langle \vec{k}' | V | \vec{k}'' \rangle \frac{\langle \vec{k}'' | r^0(\vec{r}) | \vec{k} \rangle}{E_{k''} - E - i\delta} \quad (**)$$

$$\langle \vec{k}' | V | \vec{k} \rangle = e^{\frac{i}{2}(\vec{k}' - \vec{k}) \cdot \vec{r}} \langle \vec{k}' | V_{\pi n} | \vec{k} \rangle + e^{-\frac{i}{2}(\vec{k}' - \vec{k}) \cdot \vec{r}} \langle \vec{k}' | V_{\pi p} | \vec{k} \rangle$$

$\psi_d(\vec{r})$  - волновая функция дейтрона. Амплитуда  $\langle \vec{k}' | \tau^o(\vec{r}) | \vec{k} \rangle$  похожа на T-матрицу для рассеяния на фиксированных нуклонах, и отличается от нее лишь тем, что в пропагаторе стоит полная энергия E. Для упрощения расчетов мы сделали дополнительное приближение  $\langle \vec{k}' | \tau | \vec{k} \rangle = \langle \vec{k}' | \tau^o | \vec{k} \rangle$ . Как оказалось, интегральный член уравнения (\*), применяемого к описанию упругого рассеяния пионов на легких ядрах, мал при всех энергиях налетающего пиона вплоть до нескольких сотен МэВ. Такая малость имеет двойное происхождение. При энергиях  $E_{\pi} \sim |\epsilon|$  элементарные  $\pi N$ -фазы малы, поэтому мал вклад интегрального члена, при энергиях  $E_{\pi} \gg |\epsilon|$   $P^{33}$  - фаза невелика, однако сам интеграл мал из-за малости разности функций Грина, стоящих под ним. Мы рассчитали длину  $\pi d$ -рассеяния с учетом этого интегрального члена, и оказалось, что он дает вклад менее 1%.

Целью данной работы была проверка соотношения /1/, поэтому для простоты мы считали, что пион взаимодействует с нуклоном только в S состоянии. Это ограничение связано также и с тем, что весь расчет проводится при отрицательной полной энергии, т.е. когда энергия относительного движения меньше 2,226 МэВ. Потенциал  $\pi N$  взят в сепарабельном виде. Параметры его выбраны так, чтобы они давали правильные длины пион-нуклонного рассеяния  $a^{1/2} = -0,240$ ,  $a^{3/2} = 0,13^{1/13}$ . При этом мы не фитировали пион-нуклонные фазы, и параметры потенциала, вероятно, не воспроизводят поведения фаз в широкой области энергий. Однако здесь рассматривается модельная задача, и выбор более реалистического потенциала лишь усложнил бы расчет, но не повлиял бы на вывод о применимости соотношения /1/ для суммы кулоновского и короткодействующего потенциала.

Итак, пион-нуклонный потенциал был выбран в виде

$$V_{\pi N} = V_1 P\left(\frac{1}{2}\right) + V_3 P\left(\frac{3}{2}\right) \quad \langle \vec{k}' | V_1 | \vec{k} \rangle = \frac{\lambda_1}{(k'^2 + \beta_1^2)(k^2 + \beta_1^2)}$$

$$\langle \vec{k}' | V_3 | \vec{k} \rangle = \frac{\lambda_3}{(k'^2 + \beta_3^2)(k^2 + \beta_3^2)}$$

$P(\frac{1}{2}), P(\frac{3}{2})$  - проекционные операторы в изоспиновом пространстве.

$$\lambda_1 = -89,23 \quad \beta_1 = 2,629$$

$$\lambda_3 = 142,66 \quad \beta_3 = 3,045.$$

Кроме того, если пион заряжен, между ним и протоном действует кулоновский потенциал  $V_c$

$$V_{\pi^+p} = V_c + V_s$$

$$V_{\pi^+n} = \frac{1}{3}(2V_1 + V_3).$$

В общем случае  $\pi d$  потенциал в смешанном представлении имеет вид

$$V_{\pi d} = V_c + V_s$$

$$\langle \vec{k}' | V_c(\vec{r}) | \vec{k} \rangle = \frac{4\pi e_1 e_2}{|\vec{k}' - \vec{k}|^2} \exp(-\frac{i}{2}(\vec{k}' - \vec{k}) \vec{r})$$

$$V_s = \sum_{i=1}^3 |h_i\rangle \theta_i \langle h_i|$$

$$\langle \vec{k} | h_1 \rangle = \frac{\exp(\frac{i}{2} \vec{k} \vec{r})}{k^2 + \beta_1^2}, \quad \langle \vec{k} | h_2 \rangle = \frac{\exp(\frac{i}{2} \vec{k} \vec{r})}{k^2 + \beta_3^2},$$

$$\langle \vec{k} | h_3 \rangle = \frac{\exp(-\frac{i}{2} \vec{k} \vec{r})}{k^2 + \beta_3^2},$$

здесь  $\vec{r}$  - вектор относительного положения протона и нейтрона,  $\vec{k}$  - импульс относительного движения пиона и центра инерции дейтрона. Для случая  $\pi^+ d$ :  $\theta_1 = \frac{2}{3}\lambda_1$ ,  $\theta_2 = \frac{1}{3}\lambda_3$ ,  $\theta_3 = \lambda_3$ . Запишем уравнение (\*\*) в операторном виде:

$$r^o(\vec{r}) = V_c + V_s + (V_c + V_s) G_0 r^o(\vec{r}).$$

Для суммы двух потенциалов, один из которых сепарабельный,

решение уравнения Липмана-Швингера можно представить в квадратурах, если известно решение для несепарабельного потенциала<sup>14/</sup>.

В нашем случае

$$r^o(\vec{r}) = r_c^o(\vec{r}) + r_{sc}^o(\vec{r})$$

$$r_c^o(\vec{r}) = V_c + V_c G_0 r_c^o(\vec{r})$$

$$r_{sc}^o(\vec{r}) = \sum_{i,j=1}^3 |h_i^c(\vec{r})\rangle t_{ij}^{-1} \langle h_j^c(\vec{r})|$$

$$|h_i^c(\vec{r})\rangle = [1 + r_c^o(\vec{r})G_0] |h_i(\vec{r})\rangle$$

$$t_{ij}(r) = \frac{1}{\theta_i} \delta_{ij} - \langle h_i(\vec{r}) | G_c | h_j(\vec{r}) \rangle \quad /2/$$

$$G_c = G_0 + G_0 r_c^o(\vec{r}) G_0.$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}' | r^o | \vec{k} \rangle &= \int d\vec{r} |\psi_d(\vec{r})|^2 [\langle \vec{k}' | r_c^o(\vec{r}) | \vec{k} \rangle + \\ &+ \sum_{i,j=1}^3 \langle \vec{k}' | h_i^c(\vec{r}) \rangle t_{ij}^{-1}(r) \langle h_j^c(\vec{r}) | \vec{k} \rangle]. \end{aligned}$$

Кулоновская матрица  $r_c^o(\vec{r})$  удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}' | r_c^o(\vec{r}) | \vec{k} \rangle &= \frac{4\pi e_1 e_2}{|\vec{k}' - \vec{k}|^2} \exp[-\frac{i}{2}(\vec{k}' - \vec{k})\vec{r}] + \\ &+ \int \frac{d\vec{k}''}{(2\pi)^3} \frac{4\pi e_1 e_2}{|\vec{k}' - \vec{k}''|^2} \exp[-\frac{i}{2}(\vec{k}' - \vec{k}'')\vec{r}] \frac{\langle \vec{k}'' | r_c^o(\vec{r}) | \vec{k} \rangle}{E - E_{k''} + i\delta} \end{aligned} \quad /3/$$

Решение уравнения /3/ легко выразить через решение соответствующего уравнения для двух точечных зарядов:

$$\langle \vec{k}' | t_c | \vec{k} \rangle = \frac{4\pi e_1 e_2}{|\vec{k}' - \vec{k}|^2} + \int \frac{d\vec{k}''}{(2\pi)^3} \frac{4\pi e_1 e_2}{|\vec{k}' - \vec{k}''|^2} \frac{\langle \vec{k}'' | t_c | \vec{k} \rangle}{E - E_{k''} + i\delta}$$

$$\langle \vec{k}' | r_c^o(\vec{r}) | \vec{k} \rangle = \exp[-\frac{i}{2}(\vec{k}' - \vec{k})\vec{r}] \langle \vec{k}' | t_c | \vec{k} \rangle$$



Здесь следует заметить, что  $E$  - полная энергия системы, и потому матрицу  $t_c$  необходимо брать вне энергетической поверхности. Аналитическое выражение для такой матрицы приведено, например, в работе <sup>/15/</sup>

$$\langle \vec{k}' | t_c | \vec{k} \rangle = \frac{4\pi e^2}{|\vec{k}' - \vec{k}|^2} \left\{ 1 - \frac{4\mu e^2}{Q} \int_0^1 dt \frac{t \frac{\mu e^2}{Q}}{4t + (1-t^2)A} \right\}$$

$$Q = \sqrt{q^2 - k^2}, \quad q^2 = 2\mu|\epsilon|, \quad A = \frac{q^4}{Q^2 |\vec{k}' - \vec{k}|^2}$$

Волновую функцию дейтрона возьмем в виде <sup>/16/</sup>

$$\psi_d(\vec{r}) = a \frac{e^{-\gamma r}}{r}$$

$$a = \frac{1.23}{\sqrt{2\pi}} (m_N |\epsilon|)^{1/4}, \quad \gamma = \sqrt{m_N |\epsilon|}, \quad \epsilon = -2.226 \text{ МэВ}$$

После усреднения  $\langle \vec{k}' | r_c^0(\vec{r}) | \vec{k} \rangle$  по  $\psi(\vec{r})$  получим

$$\langle \vec{k}' | r_c^0 | \vec{k} \rangle = 8\pi a^2 \langle \vec{k}' | t_c | \vec{k} \rangle \frac{\text{arctg} \frac{|\vec{k}' - \vec{k}|}{4\gamma}}{|\vec{k}' - \vec{k}|}$$

Далее так называемый "точный" расчет /т.е. нахождение функции  $r_{sc}^0$  / делался в приближении  $e^2$ , т.е. во всех выражениях оставались только члены, имеющие фактор  $e^2 = \frac{1}{137}$  не выше первой степени. Это было сделано лишь для того, чтобы часть интегрирований можно было провести аналитически, что в значительной степени сократило время численных расчетов.

Итак,

$$\langle \vec{k}' | r_c^0 | \vec{k} \rangle = \langle \vec{k}' | r_c^0 | \vec{k} \rangle + \langle \vec{k}' | r_{sc}^0 | \vec{k} \rangle$$

$$\langle \vec{k}' | r_{sc}^0 | \vec{k} \rangle = \int d\vec{r} |\psi_d(r)|^2 \sum_{i,j=1}^3 \langle \vec{k}' | h_i^c(\vec{r}) \rangle t_{ij}^{-1}(r) \langle h_j^c(\vec{r}) | \vec{k} \rangle.$$

Модифицированные формфакторы  $\langle \vec{k}' | h_i^c(\vec{r}) \rangle$  после подстановки всех входящих величин и учета приближения  $e^2$  принимают вид

$$\langle \vec{k} | h_1^c(\vec{r}) \rangle = \frac{\exp(\frac{i}{2} \vec{k} \vec{r})}{k^2 + \beta_1^2} + 4\pi e^2 \int \frac{d\vec{k}''}{(2\pi)^3} \frac{\exp[\frac{i}{2} \vec{r} (2\vec{k}'' - \vec{k})]}{(k''^2 + \beta_1^2)(Z - E'')( \vec{k} - \vec{k}'' )^2}$$

$$\langle \vec{k} | h_2^c(\vec{r}) \rangle = \frac{\exp(\frac{i}{2} \vec{k} \vec{r})}{k^2 + \beta_2^2} + 4\pi e^2 \int \frac{d\vec{k}''}{(2\pi)^3} \frac{\exp[\frac{i}{2} \vec{r} (2\vec{k}'' - \vec{k})]}{(k''^2 + \beta_2^2)(Z - E'')( \vec{k} - \vec{k}'' )^2}$$

$$\langle \vec{k} | h_3^c(\vec{r}) \rangle = \frac{\exp(-\frac{i}{2} \vec{k} \vec{r})}{k^2 + \beta_3^2} + 4\pi e^2 \int \frac{d\vec{k}''}{(2\pi)^3} \frac{\exp(-\frac{i}{2} \vec{r} \vec{k})}{(k''^2 + \beta_3^2)(Z - E'')( \vec{k} - \vec{k}'' )^2}$$

$$Z = \frac{k^2}{2\mu} - |\epsilon| + i\delta, \quad (\delta \rightarrow 0).$$

Матрица  $t_{ij}(\mathbf{r})$ , согласно /2/, представляется в виде следующих интегралов:

$$t_{ij}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\theta_i} \delta_{ij} - \langle h_i(\vec{r}) | G_0(Z) | h_j(\vec{r}) \rangle - \\ - \langle h_i(\vec{r}) | G_0(Z) r_c^o(\vec{r}) G_0(Z) | h_j(\vec{r}) \rangle.$$

Следует обратить внимание на последний член этой суммы. Для большей наглядности выпишем в явном виде один такой интеграл. В приближении  $e^2$  он запишется

$$\langle h_1 | G_0 r_c^o(\vec{r}) G_0 | h_1 \rangle = \\ = 4\pi e^2 \int \frac{d\vec{k} d\vec{k}'}{(2\pi)^6} \frac{\exp[\frac{i}{2} (\vec{k}' - \vec{k}) \vec{r}]}{(k^2 + \beta_1^2)(k'^2 + \beta_1^2)(Z - E_k)(Z - E_{k'}) (\vec{k} - \vec{k}')^2}$$

Из этого, а также из выражений для модифицированных форм-факторов, видно, почему в данном подходе удается избежать обычных расходимостей, связанных с кулоновским потенциалом при энергиях меньше порога развала мишени. Благодаря тому, что энергия сдвинута на  $\epsilon = -2,226$  МэВ и стала отрицательной, функция Грина не имеет полюсов в области интегрирования.

Если бы мы рассматривали, предположим, приближение фиксированных центров, то имели бы  $Z = \frac{p^2}{2\mu} + i\delta$ ; и, выделив из пропагаторов  $\delta$ -функции, сразу получили бы расходящийся интеграл. Аналогичная картина будет иметь место, если в данном расчете рассматривать положительные энергии.

По-видимому, нефредгольмов характер уравнений Фаддеева с кулоновским взаимодействием, при полной положительной энергии, проявляется именно в этих расходимостях в данном расчете.

При вычислении интегралов мы использовали тот же самый прием, который применяется для получения кулоновского потенциала в импульсном представлении. Т.е. сначала рассматривали экранированный потенциал  $\frac{e^2}{r} \exp(-\frac{r}{R})$ , а затем переходили к пределу  $R \rightarrow \infty$ .

Этот расчет, конечно, далек от того, чтобы его можно было назвать точным. Но, однако, кулоновский потенциал здесь включен с самого начала с короткодействующим.

Попытаемся теперь учесть кулоновский потенциал приближенно, решив предварительную задачу с одним только сильным потенциалом. Последнее легко сделать в силу того, что уравнение для  $r^\circ(\vec{r})$  имеет структуру уравнения Липпмана-Швингера, и потенциал сепарабельный.

Решив эту задачу и разложив амплитуду для сепарабельного потенциала по парциальным волнам, полную амплитуду построим следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}' | r | \vec{k} \rangle &= \int d\vec{r} |\psi_d(\vec{r})|^2 \exp[-\frac{i}{2}(\vec{k}' - \vec{k})\vec{r}] \langle \vec{k}' | t_e | \vec{k} \rangle + \\ &+ \sum_{\ell} e^{2i\delta_{\ell}} r_{s,\ell}^{\circ}(k',k) (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos\theta), \end{aligned}$$

где  $r_{s,\ell}^{\circ}(k',k)$  определяется разложением

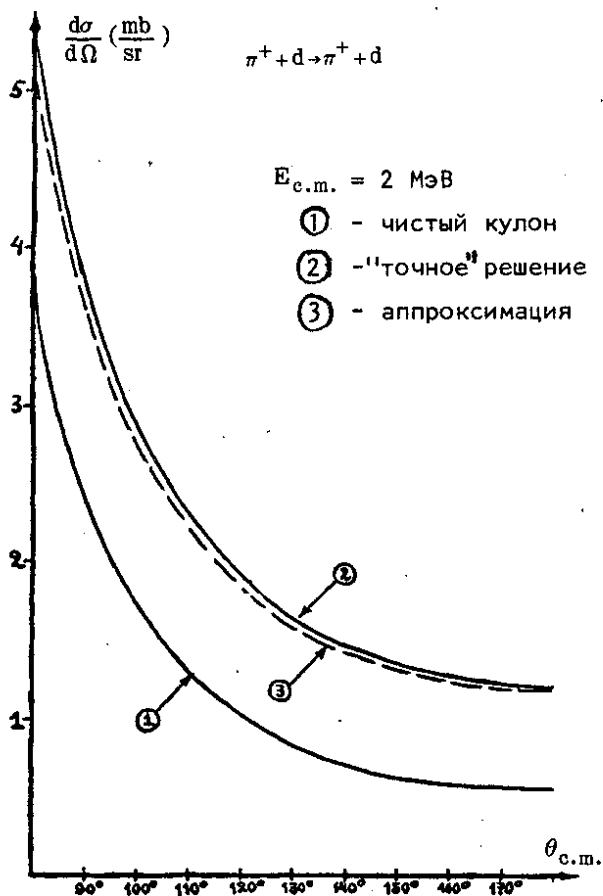
$$\langle \vec{k}' | r_s^{\circ} | \vec{k} \rangle = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) r_{s,\ell}^{\circ}(k',k) P_{\ell}(\cos\theta),$$

$$\sigma_{\ell} = \arg \Gamma(\ell + 1 + i \frac{\mu e^2}{k}).$$

В сумме мы оставили только член с  $\ell = 0$ , т.к. остальные члены ряда дают при столь низких энергиях малый вклад.

Результаты расчетов представлены на рисунках.

На *рис. 1* показано дифференциальное сечение в зависимости от угла рассеяния в системе центра инерции при энергии относительного движения 2 МэВ.



*Рис. 1*

На *рис. 2* показано дифференциальное сечение рассеяния назад как функция от энергии. Видно, что кривые, соответствующие "точному" и приближенному учету кулоновского потенциала, довольно хорошо совпадают /в пределах сделанных приближений/. Этот факт может служить указанием на то, что и выше, но недалеко от порога развала дейтрона, приближенный учет кулона при помощи выражения /1/ не будет сильно отличаться

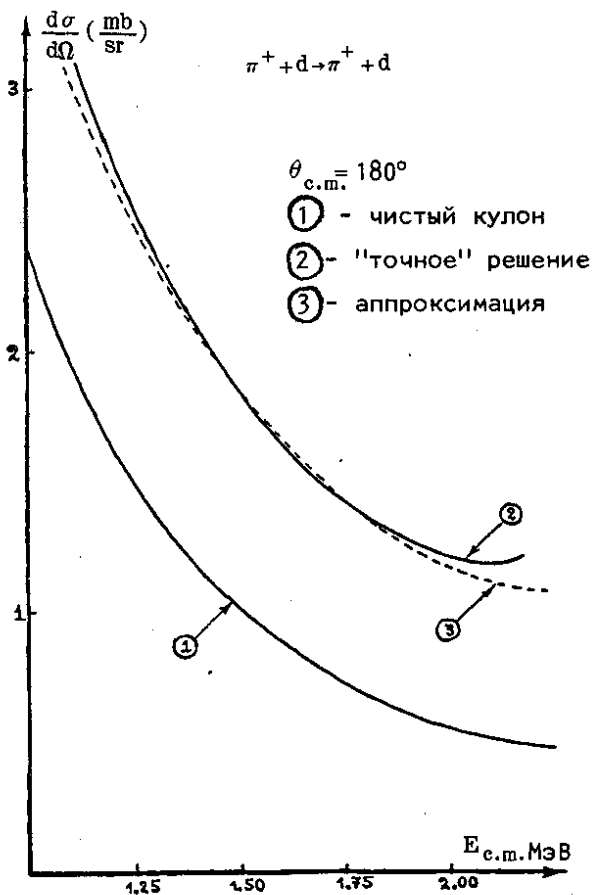


Рис. 2

от точного рассмотрения. Действительно, сечение является непрерывной функцией энергии, за исключением пороговых "каспов" /<sup>17</sup>/ как правило, очень небольших по амплитуде/, поэтому естественно ожидать близости точного и приближенного решений непосредственно и за порогом развала, если они были близки до порога.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Веселова А.М. ТМФ, 1970, 3, с. 326.
2. Веселова А.М. ТМФ, 1978, 35, с. 180.

3. Веселова А.М. *Международный симпозиум по проблеме нескольких тел в ядерной физике*. Дубна, 1979.
4. Меркурьев С.П. *ЯФ*, 1974, 19, с. 447.
5. Меркурьев С.П. *ЯФ*, 1976, 24, с. 289.
6. Alt E.O. in *Few Body Dynamics*, edited by Mitra A.N. et al. (North-Holland, Amsterdam, 1976).
7. Alt E.O. et al. *Phys.Rev.,Lett.*, 1976, 37, p. 1537.
8. Alt E.O., Sandhas W., Ziegelmann H. *Phys.Rev.*, 1978, C17, p. 1981.
9. Van Oers W.T.H., Brockman K.W. *Nucl.Phys.*, 1967, A92, p. 561.
10. Bruinsma J. et al. *Nucl.Phys.*, 1974, A228, p. 52.
11. Thomas A.W. *Nucl. Phys.*, 1976, A258, p. 417.
12. Беллев В.Б., Вжеционко Е. *ЯФ*, 1978, 28, с. 392.
13. Bugg D.V., Carter A.A., Carter J.R. *Phys.Lett.*, 1973, 44B, p. 278.
14. Harrington D.R. *Phys.Rev.*, 1966, 147, p. 685.
15. Van Haeringen H., Van Wageningen R. *J.Math.Phys.*, 1975, 16, p. 1441.
16. Смородинский Я.А. *ДАН СССР*, 1948, 60, с. 217.
17. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*. "Наука", М., 1971.

*Рукопись поступила в издательский отдел  
11 июля 1979 года.*