

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-86-346

В.В.Пупышев, О.П.Соловцова*

**НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
НА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНИ**

* Гомельский политехнический институт

1986

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на существенный прогресс в развитии микроскопической теории рассеяния в системе из нескольких заряженных частиц ^{1/}, задача о столкновении двух заряженных структурных объектов в полном объеме не решена. Поэтому несомненный интерес представляют исследования характеристик рассеяния такой системы в рамках двухчастичного уравнения Шредингера. Эффективный потенциал взаимодействия двух заряженных кластеров

$$V_{\text{eff}}(r) = V_c(r) + V_s(r) + V_g(r) \quad /1/$$

содержит, наряду с кулоновским V_c и короткодействующим /ядерным/ потенциалом V_g , удовлетворяющим условиям

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^m V_g(r) = 0 \quad m = 0, 1, \dots \quad /2/$$

степенные поправки $V_g \sim r^{-p}$, степень убывания которых p определяется геометрией сталкивающихся объектов ^{2/} и может, вообще говоря, принимать любые целые значения $p = 2, 3, 4, \dots$. Наличие в эффективном потенциале ^{1/} дальнедействующих степенных поправок к кулоновскому взаимодействию кардинальным образом изменяет пороговое ($E \sim k^2 \rightarrow 0$) поведение фаз и амплитуд рассеяния ^{3/} по сравнению со случаем быстроубывающих поправок ^{2/}.

В настоящей работе исследуются пороговые поведения S -волновых фаз, сечения и радиальной волновой функции в случае $p = 4$, т.е. поляризационной поправки

$$V = V_p(r) = -\frac{\alpha}{2r^4} z_1 z_2 e^2 \theta(r - r_p) \quad /3/$$

к отталкивающему ($z_1 z_2 > 0$) кулоновскому взаимодействию $V_c(r) = z_1 z_2 e^2 / r$. Потенциалы ^{1/} в случае $p = 4$ наиболее важны для физических приложений, так как они описывают эффективное взаимодействие сферически-симметрично заряженных систем, не имеющих статических мультипольных моментов ^{4/}. Наш интерес к задаче рассеяния на потенциалах ^{1/}, содержащих поправку ^{3/}, вызван работой ^{5/}, в которой исследовано влияние поляризуемости дейтрона на сечение радиационного pd -захвата при астрофизических энергиях ~ 1 кэВ/.

Если энергия $E = (\hbar k)^2 / 2\mu$ столкновения двух одноименно заряженных кластеров достаточно мала, то их рассеяние обуславливается в основном дальнедействующим ($r \rightarrow \infty$) поведением потенциала /1/. Представление /1/ для эффективного взаимодействия, полученное мультипольным разложением парных кулоновских взаимодействий, имеет смысл на расстояниях r , намного превышающих сумму размеров сталкивающихся кластеров, т.е. когда выполняется неравенство $|V_p| \ll |V_c|$. Поэтому мы предполагаем, что параметр r_p потенциала /3/ сравним /8/ по порядку величины с боровским радиусом $R = n^{-1} = \hbar^2 / 2\mu z_1 z_2 e^2$ и намного больше /4/ r_s -радиуса действия ядерных сил /2/. Конечно, для более корректного исследования необходимо регулярное продолжение потенциала /3/ в область промежуточных расстояний, где, как показано в работе /7/, $V_p \sim r^{-2}$, а далее и в область достаточно малых расстояний. В этих областях доминирующим, по-видимому, является ядерное взаимодействие. По этой причине, а также потому, что наша основная цель - исследование особенностей околорогового поведения S-фазы упругого рассеяния, мы ограничились представлением о поляризационном взаимодействии в виде /3/.

Содержание работы распределено следующим образом: влияние поляризационного потенциала на волновую функцию исследуется в разделе 1, на упругое рассеяние - в разделе 2, основные результаты перечислены в разделе 3.

1. ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ

Эффективно-двухчастичное уравнение Шредингера для S-волновой радиальной функции $u(r, k)$ имеет в с.ц.м. сталкивающихся кластеров вид

$$\left\{ \partial_r^2 + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} V_s(r) - \frac{n}{r} + \frac{\alpha n}{2r^4} \theta(r - r_p) \right\} u(r, k) = 0. \quad /4/$$

На полупрямой $[r_p, \infty)$ построим приближенную /в асимптотическом смысле $kR \rightarrow 0$ / фундаментальную систему решений этого уравнения $u_m(r, k)$, $m = 0, 1$, имеющих асимптотики

$$u_m(r, k) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \sin(kr - \eta \ln 2kr + \Phi(k) + \pi m / 2), \quad /5/$$

где $\eta = n/2k$ - кулоновский параметр, а $\Phi(k)$ - полная фаза рассеяния на потенциале /1/. На полупрямой $[r_p, \infty)$, в силу сделанных ранее предположений $r_s \ll r_p \sim R$, можно пренебречь короткодействующим потенциалом, а поляризационное взаимодействие считать малой, но дальнедействующей поправкой к кулоновскому взаимодействию. Следуя работам /3,8/, уравнение /4/ масштабным преобразованием $x = k^2 r$ сведем к уравнению

$$\{ k^2 \partial_x^2 + p^2(x) \} u(x, k) = 0, \quad x \in [x_p, \infty), \quad x_p = k^2 r_p \quad /6/$$

с малым ($k \rightarrow 0$) параметром перед старшей производной. Функция $p^2(x)$, равная

$$p^2(x) = p_c^2(x) + bx^{-4} \theta(x - x_p),$$

где $p_c^2(x) = 1 - n/x$, $b = \alpha n k^6 / 2$, монотонно возрастает при $x \geq x_p$ и поэтому имеет в рассматриваемой области один ноль

$$x_0 = n - \alpha k^6 R^2 / 2 + O(kR)^{12}, \quad /7/$$

асимптотически сходящийся при $kR \rightarrow 0$ к n , т.е. к корню уравнения $p_c^2(x) = 0$. Для нахождения приближенных /в асимптотическом смысле $kR \rightarrow 0$ / решений уравнения /6/, имеющих асимптотики /5/, используем асимптотический метод решения дифференциальных уравнений с малым параметром перед старшей производной /3,8,9/, который в физической литературе /2,10,11/ обычно называется методом ВКБ, или квазиклассическим приближением. Импульс k в уравнении /6/ играет /11/ роль константы Планка \hbar в известном /2,10/ квазиклассическом приближении, достаточное условие применимости которого для построения приближенных решений уравнения /4/, содержащего отталкивающий кулоновский потенциал, всюду кроме малых расстояний $r \ll R$, имеет /2/ вид $kR \ll 1$. Для применимости квазиклассического приближения в области малых расстояний необходимо /10,11/ сделать замену $\ell(\ell + 1) \rightarrow (\ell + 1/2)^2$ в орбитальном моменте. Мы не используем такой модификации потому, что: во-первых, решения уравнения /4/ при $r < r_p$ нас не интересуют, а во-вторых, потому, что вид ядерного потенциала V_s не конкретизируется. Для наших целей достаточно условий /2/ и знания только одного параметра /ядерно-кулоновской длины рассеяния - a /, характеризующего этот потенциал.

Фундаментальную систему решений уравнения /6/ на полупрямой $[x_0 + \epsilon, \infty)$, где $p^2(x) > 0$, образуют /9-11/ функции

$$u_m(x, k) = [p(x)]^{-1/2} \sin\left(\frac{1}{k} \phi(x) + \frac{\pi}{4}(2m + 1)\right), \quad m = 0, 1. \quad /8/$$

При аналитическом продолжении на отрезок $[x_p, x_0 - \epsilon]$, где $p^2(x) < 0$, они переходят соответственно в функции

$$u_m(x, k) = [(2 - m)^2 |p(x)|]^{-1/2} \exp\left\{(2m - 1) \frac{1}{k} \phi(x)\right\}. \quad /9/$$

Функция $\phi(x)$ определена квадратурой

$$\phi(x) = \left| \int_{x_0}^x p(t) dt \right|, \quad x \in [x_p, \infty).$$

В достаточно малой окрестности ($x_0 - \epsilon, x_0 + \epsilon$) решения уравнения /6/ представимы в виде линейных комбинаций функций Бесселя /9/. Функции /8/, /9/ отличаются от точных решений уравнения /6/ на величину порядка $O(kR)$. Для получения асимптотик функций /8/ при $x \gg x_0$ используем приближение /3/

$$\phi(x) \approx \phi_c(x) + \phi_{cp}(x) = \int_{x_0}^x p_c(t) dt + \frac{b}{2} \int_{x_0}^x [t^3 p_c(t)]^{-1/2} dt, \quad /10/$$

в применимости которого нетрудно убедиться, перейдя к переменной t и положив, в силу равенства /7/, $x_0 = n$. Вычислив интегралы в сумме /10/, получим равенства

$$\phi_c(x) = n \sqrt{t(t-1)} - n \ln(\sqrt{t} + \sqrt{t-1}), \quad t = x/n,$$

$$\phi_{cp}(x) = \frac{b}{15n^3} \sqrt{1-t} (3t^2 + 4t + 8), \quad t = n/x.$$

Подставив их сумму /10/ в формулы /8/, получим асимптотики решений уравнения /6/ при $x \gg n$, имеющие в терминах переменной t следующий вид:

$$u_m(r, k) \sim \sin(kr - \eta \ln 2kr + \delta_c + \delta_{cp} + \pi m/2), \quad r \gg n/k^2. \quad /11/$$

Кулоновская ВКБ-фаза

$$\delta_c(k) = \lim_{x \rightarrow \infty} k^{-1} \phi_c(x) = \frac{\pi}{4} + \eta(\ln \eta - 1) \quad /12/$$

и кулоновско-поляризационная ВКБ-фаза

$$\delta_{cp}(k) = \lim_{x \rightarrow \infty} k^{-1} \phi_{cp}(x) = \frac{4a}{15n^2} k^5 \quad /13/$$

воспроизводят /8, 9, 11/ точные значения старших членов своих асимптотик при $k \rightarrow 0$. Решения уравнения /6/ на отрезке $[x_p, x_0 - \epsilon]$, т.е. функции /9/ запишем в факторизованном виде:

$$u_m(x, k) = \{[(2-m)^2 |p_c(x)|]^{-1/2} \exp\{(2m-1) \frac{1}{k} \phi_c(x)\}\} P_m(x, k). \quad /14/$$

Здесь

$$\phi_c(x) = \int_x^n |p_c(t)| dt = n(\pi/2 - \sqrt{t(1-t)} - \arcsin \sqrt{t}), \quad t = x/n,$$

а функции P_m , тождественно равные единице при "выключенном" ($a=0$) поляризационном взаимодействии, имеют вид

$$P_m(x, k) = g(x) \exp\{(2m-1)Q(x, k)\}, \quad /15/$$

где

$$g(x) = |p_c(x) / p(x)|^{1/2}, \quad /16/$$

$$Q(x, k) = \frac{1}{k} \int_x^n |p'(t)| - |p_c(t)| dt. \quad /17/$$

В формулах /14/ множители, заключенные в фигурные скобки, есть кулоновские регулярная F_0 ($m=0$) и иррегулярная G_0 ($m=1$) ВКБ-функции /12/ при $\eta \gg kr$. Влияние поляризационного взаимодействия описывается функциями /15/, регулярными при $k=0$. В этом нетрудно убедиться. Действительно, перейдя в равенствах /16/, /17/ к переменной t , получим равенства

$$g(t, k) = (1 - a/2t^3)^{-1/2}, \quad /18/$$

$$Q(t, k) = \int_t^\infty dt (\sqrt{n/t - an/2t^4} - \sqrt{n/t}), \quad /19/$$

где $k=0$, $t \geq r_p$.

Общее решение уравнения /4/ при $t \geq r_p$ запишем в виде

$$u_+ = \cos \delta u_0 + \sin \delta u_1, \quad /20/$$

обеспечивающем, в силу равенств /11/, нужную асимптотику /5/ с фазой $\Phi = \delta_c + \delta_{cp} + \delta$. Неизвестный фазовый сдвиг δ найдем, "сшивая" решение u_+ в точке $t=r_p$, где оно, согласно равенствам /14/, /20/, имеет вид

$$u_+ = \cos \delta F_0 P_0 + \sin \delta G_0 P_1$$

с общим решением уравнения /4/, которое при $r_s \ll r \leq r_p$ равно

$$u_- = N(\cos \delta_{cs} F_0 + \sin \delta_{cs} G_0); \quad /21/$$

Здесь δ_{cs} - фаза рассеяния на потенциале $V_c + V_s$, $N(k)$ - неизвестная функция импульса. Из условия $u_+(r_p, k) = u_-(r_p, k)$ и линейной независимости кулоновских функций следуют равенства

$$\operatorname{tg} \delta = \exp\{-2Q\} \operatorname{tg} \delta_{cs}, \quad N = g \cdot \exp\{-Q\} \cos \delta / \cos \delta_{cs}, \quad /22, 23/$$

где функции g и Q взяты в точке $t=r_p$. Из /14/-/19/ следует, что при выключении поляризационного взаимодействия ($a=0$) равенства /22/, /23/ переходят в тождества $\delta = \delta_{cs}$, $N(k)=1$. Следовательно, поляризационное взаимодействие /3/ перенормирует регулярную волновую функцию в области $0 \leq r \leq r_p$, т.е. для всех

$r \in [0, r_p]$ имеет место равенство

$$u_-(r, k, \alpha \neq 0) = N(k, \alpha) u_-(r, k, \alpha = 0). \quad /24/$$

Из определения /21/ нормировочного множителя /23/ и равенств /18/, /19/ следуют неравенства $N < 1$ при $\alpha < 0$ и $N > 1$ при $\alpha > 0$, которые означают, что включения притягивающего /отталкивающего/ поляризованного взаимодействия увеличивает /уменьшает/ в N^2 раз вероятность нахождения двух одноименно заряженных кластеров в области ядерных расстояний, где могут происходить неупругие реакции.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

S-фаза упругого рассеяния на потенциале /1/ при $kR \ll 1$ представима в виде суммы

$$\Phi = \delta_c + \delta_{cp} + \delta \quad /26/$$

трех фаз, имеющих существенно разное поведение вблизи порога упругого рассеяния. А именно: при $k \rightarrow 0$ кулоновская фаза /12/ неограниченно убывает

$$\delta_c(k) \sim -|\eta \ln \eta| \xrightarrow{k \rightarrow 0} -\infty, \quad /26/$$

кулоновско-поляризованная фаза /13/ убывает как пятая степень импульса

$$\delta_{cp}(k) \sim \frac{4}{15} \alpha R^2 k^5, \quad /27/$$

фаза δ , связанная соотношением /22/ с ядерно-кулоновской фазой δ_{cs} , представимой в виде

$$\delta_{cs}(k) = -\alpha C_0^2(\eta) = -\alpha(\pi/R) (e^{\pi/kR} - 1)^{-1}, \quad /28/$$

где α - ядерно-кулоновская длина рассеяния, убывает при $k \rightarrow 0$ экспоненциально, так как функция Q /19/ имеет в точке $k = 0$ конечный предел. Из пороговых асимптотик /26/-/28/ слагаемых полной фазы /25/ следует, что при достаточно низких энергиях рассеяние обусловлено в основном отталкивающим кулоновским взаимодействием. Так как фаза /27/ убывает при $k \rightarrow 0$ гораздо медленнее фазы $\delta = \delta_{cs} \exp(-2Q)$, то при любом соотношении параметров α , R , $\alpha \neq 0$ существует интервал $(0, q)$ значений импульса k , где $|\delta_{cp}| \gg |\delta|$, т.е. при достаточно низких энергиях столкновения кулоновско-поляризованная фаза является доминирующей, по сравнению с фазой δ , поправкой к фазе рассеяния на отталкивающем кулоновском потенциале. Этот факт допускает наглядную

физическую интерпретацию. Вероятность прохождения медленными частицами, взаимодействующими с мишенью посредством потенциала /1/, отталкивающего барьера $V_c + V_p$, от классической точки поворота до точки $r = r_p$, равная $C_0^2(\eta) \exp(-2Q)$, экспоненциально убывает при $k \rightarrow 0$. В терминах квазиклассики это означает, что лишь малая часть рассеивающихся частиц достигает области расстояний $r < r_p$, где действуют ядерные силы, основная же доля частиц при подбарьерном движении испытывает лишь изменение отталкивающего кулоновского потенциала, обусловленное дальнедействующей поляризационной поправкой. При некоторых соотношениях между параметрами α , R , α уравнения

$$|\delta_{cp}(k)| = |\delta(k)|, \quad \delta_{cp}(k) + \delta(k) = 0 \quad /29a, б/$$

разрешимы на интервале $(0, q)$, где $q \ll R^{-1}$.

Исследуем уравнение /29a/. Используя равенства /22/, /27/, /28/, сведем его к уравнению

$$\pi/y = \ln(1 + C/y^5) \quad /30/$$

относительно безразмерной переменной $y = kR$ и содержащему единственный безразмерный, положительно определенный параметр

$$C = \frac{15}{4} \pi R^2 \left| \frac{\alpha}{a} \right| \exp(-2Q). \quad /31/$$

Из рис.1, на котором изображены корни y_1 и y_2 уравнения /30/ как функции переменной C , следует, что корень этого уравнения y_1 , удовлетворяющий неравенству $y_1 < 1$, стремится к нулю при $C \rightarrow \infty$. Следовательно, /см. /31//, чем больше боровский радиус, ядерно-

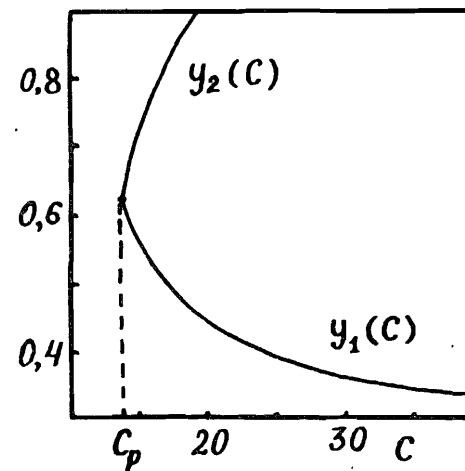


Рис.1

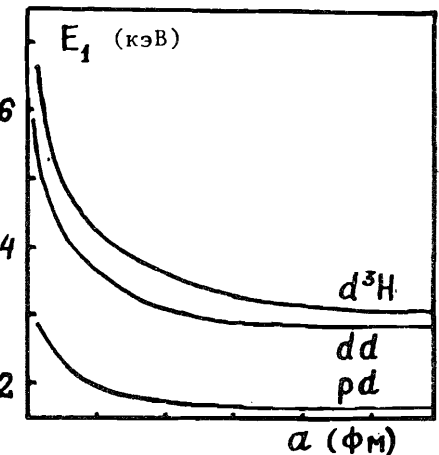


Рис.2

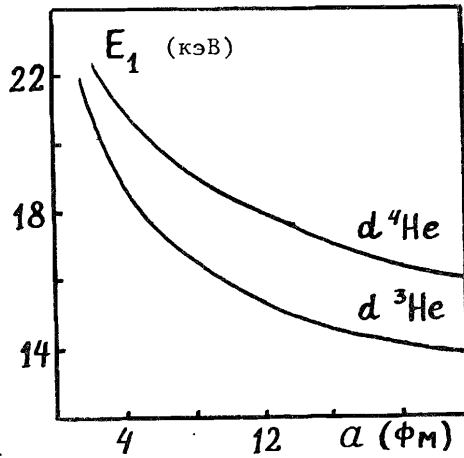


Рис.3

кулоновская длина рассеяния или меньше поляризуемость α , тем при более низких энергиях проявляются поляризационные эффекты. Уравнение /30/ при $C \geq C_p = 14,5$ имеет корень $y_1 \in (0, 1)$. Следовательно, если значения параметров a , R , α таковы, что $C \gg 14,5$, то уравнение /29a/ имеет корень $k_1 = y_1/R \in (0, q)$. Уравнение /29б/ разрешимо на этом же интервале при тех же условиях, что и уравнение /29a/, если, конечно $\text{sign}(\alpha a) = 1$. Полученные выводы демонстрируют рис.2,3. На них изображена энергия /в с.ц.м./ E_1 , соответствующая корню k_1 уравнения

/29б/, в зависимости от ядерно-кулоновской длины рассеяния для систем с разными значениями боровских радиусов. При вычислениях мы учитывали лишь поляризуемость дейтрона $\alpha = 0,7 \text{ фм}^3 / 13$, пренебрегая по сравнению с ней поляризуемостями ядер ^3H , ^3He и ^4He , равными $\alpha = 0,07 \text{ фм}^3 / 14$.

Исследуем пороговое поведение S-фазы /25/ для систем, параметры которых C /31/ удовлетворяют неравенству $C \gg 14,5$. В случае $\text{sign}(\alpha a) = -1$ ее асимптотика при $k \rightarrow 0$ имеет вид

$$\Phi(k) \sim \delta_c(k) + \begin{cases} O(k^5) & 0 < k < k_1 \\ O(2k^5) & k \sim k_1 \\ O(e^{-\pi n/k}) & k_1 < k \ll n. \end{cases} \quad /32/$$

Для $\text{sign}(\alpha a) = +1$, который мы и будем исследовать далее, имеет место интересное физическое явление, заключающееся в том, что при вполне определенном значении импульса $k = k_1$ фаза /25/

$$\Phi(k) \xrightarrow{k \rightarrow 0} \delta_c(k) + \begin{cases} O(k^5) & 0 < k < k_1 \\ 0 & k = k_1 \\ O(e^{-\pi n/k}) & k_1 < k \ll n \end{cases} \quad /33/$$

становится равной кулоновской. Следовательно, S-волновое сечение рассеяния на потенциале /1/ при энергии $E_1 = (\hbar k_1)^2 / 2\mu$ равно кулоновскому

$$\sigma(E_1) = \sigma_c(E_1) = 4\pi k_1^{-2} \sin^2 \delta_c^2(k_1). \quad /34/$$

Это обстоятельство дает принципиальную возможность определения поляризуемости α из данных об S-волновом сечении, измеренном в окрестности $E \sim E_1$. Для определения интервала энергий, при которых существенно проявляются поляризационные эффекты, рассмотрим, следуя работам /3,15,16/, функцию $A(E, \alpha) = -K^{-1}(E, \alpha)$. Функция

$$K(E, \alpha) = C_0^2(\eta) k \text{ctg}(\delta_{cp} + \delta) + n\hbar(\eta) \quad /35/$$

при выключении поляризационного взаимодействия ($\alpha = 0$) переходит в известную /2/ ядерно-кулоновскую функцию эффективного радиуса

$$K(E, 0) = C_0^2(\eta) k \text{ctg} \delta_{cs} + n\hbar(\eta) = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2 + \dots, \quad /36/$$

имеющую в точке $k = 0$ конечный предел. Из определения /35/ и равенства /36/ следует, что функция A , если $\alpha = 0$, равна ядерно-кулоновской длине рассеяния при любых достаточно малых значениях энергии. Если $\alpha \neq 0$, то с уменьшением энергии эта функция в силу равенств /33/, /35/, /36/ отклоняется от своей горизонтальной "асимптоты" $A = a$ в некоторой точке $E = E_p$, далее обращается в ноль в точке $E = E_1$ и неограниченно убывает на пороге $E = 0$

$$A(E, \alpha) \sim -|k^5 e^{\pi n/k}|. \quad /37/$$

Используя значения длин $a = 0,65 \text{ фм} / 16/$ и $a = 1,03; 11,96 \text{ фм} / 15,17/$, мы вычислили функцию A для pd -системы /см. рис.4/. Значения энергий E_1 , т.е. нулей функций A , вычисленные нами, совпадают с полученными численным решением уравнения /4/ в работе /16/ и решением трехчастичных дифференциальных уравнений /3,15,17/.

На рис.5 изображены функции A для легчайших π^+ -ядерных систем. При вычислениях мы использовали следующие значения "сильных" π -ядерных длин рассеяния a_s : $a_s(\pi d) = 0,079 \text{ фм} / 18/$, $a_s(\pi ^3\text{He}) = 0,3 \text{ фм} / 19/$, $a_s(\pi ^4\text{He}) = 0,143 \text{ фм} / 20/$, которые, в силу известного соотношения /21/ $a^{-1} = a_s^{-1} + R^{-1} \ln(r_s/R)$, мало отличаются от ядерно-кулоновских длин, так как $r_s \sim 0,33 \text{ фм}$, $R \sim 400 \text{ фм}$.

Несмотря на малость πa -длин по сравнению с pd -длинами, поляризационные эффекты в рассеянии пионов на легчайших ядрах проявляются в той же области энергий $\sim 1 \text{ кэВ}$, что и в случае pd -рассеяния. Перейдем к описанию порогового поведения S-волнового сечения упругого рассеяния. Так как функция $A(E, \alpha)$ /37/ не имеет конечного предела в точке $E = 0$, т.е. обычное опреде-

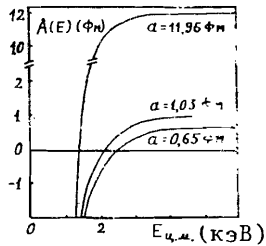


Рис. 4

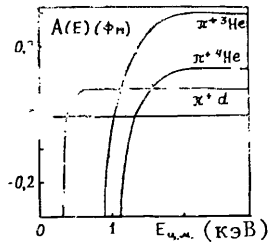


Рис. 5

ление /36/ длины рассеяния на потенциале /1/ теряет смысл, так же как и низкоэнергетическое разложение эффективного радиуса для амплитуды $f = (2ik)^{-1} (e^{2i\Phi} - 1)$, то для вычисления сечения в околопороговой области энергий ($E < E_p$), следует использовать его первоначальное определение, т.е. равенство $\sigma(k) = 4\pi |f(k)|^2$. Сечение упругого рассеяния на потенциале /1/ представимо в виде суммы трех слагаемых

$$\sigma = \sigma_c + \sigma_\Delta + 8\pi k^{-2} \sin \delta_c \sin \Delta \cos \Phi, \quad /38/$$

первое из них - кулоновское сечение, которое при $k \rightarrow 0$, осциллируя, стремится к бесконечности, как k^{-2} , второе - ядерно-кулоновско-поляризационное сечение $\sigma_\Delta = 4\pi k^{-2} \sin^2 \Delta$, где $\Delta = \delta + \delta_{cp}$, имеющее, согласно равенству /33/, асимптотику

$$\sigma_\Delta(k) \underset{k \rightarrow 0}{\sim} \begin{cases} O(k^8) & 0 < k < k_1 \\ 0 & k = k_1 \\ O(k^{-2} e^{-2\pi n/k}) & k_1 < k \ll n. \end{cases} \quad /39/$$

Третье осциллирующее слагаемое суммы /38/, описывающее интерференцию между ядерным, кулоновским и поляризационным взаимодействием, имеет следующее пороговое поведение:

$$4\pi k^{-2} \Delta \sin 2\delta_c \underset{k \rightarrow 0}{\sim} \sin 2\delta_c \begin{cases} O(k^8) & 0 < k < k_1 \\ 0 & k = k_1 \\ O(k^{-2} e^{-\pi n/k}) & k_1 < k \ll n. \end{cases} \quad /40/$$

Из формул /38/-/40/ следует, что разность сечений $\sigma - \sigma_c$ обращается в ноль при $k = 0$, но убывает при $k \rightarrow 0$ гораздо медленнее /степенным, а не экспоненциальным образом/, чем в случае одной короткодействующей поправки /2/ к отталкивающему кулоновскому взаимодействию.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Верхняя граница интервала энергий, при которых кулоновско-поляризационные эффекты доминируют над ядерно-кулоновскими, су-

щественно зависит от величины лишь одного параметра C /31/ и может быть легко оценена решением уравнения /30/ или построением функции A . Околопороговые асимптотики S -фазы упругого рассеяния в зависимости от знака произведения aa имеют вид /32/ или /33/. В случае $aa > 0$, если энергия столкновения одноименно заряженных кластеров равна E_1 , где E_1 соответствует корню уравнения /29б/, S -фаза /33/ и сечение /34/ упругого рассеяния равны кулоновским. Детальное исследование этого явления, имеющего, на наш взгляд, важное прикладное значение, требует знания следующих членов асимптотики кулоновско-поляризационной фазы, вычислению которых будет посвящена наша следующая работа.

Влияние поляризуемости мишени на неупругие процессы рассмотрим на примере реакции $pd \rightarrow \gamma^3He$. Для этого вычислим функции $R_{2J} = N^2(k, r_p, a_{2J})$, ($J = 1/2, 3/2$ - полный pd -спин), описывающие, согласно формуле /24/, изменение вероятности нахождения pd -системы в области ядерных расстояний, обусловленное поляризационным взаимодействием /3/.

На рис.6 изображены функции $R_1 = N^2(k, r_p, a_1)$, вычисленные по формулам /16/, /17/, /22/, /23/ при различных значениях параметра r , а именно $r_p = 0,2R, 0,25R, 0,5R$, где $R = 21,6$ фм - борковский радиус pd -системы. В масштабе этого рисунка функции R_1 совпадают с функциями R_3 из-за слабой зависимости /22/, /23/ от значений ядерно-кулоновских длин pd -рассеяния, в качестве которых мы использовали $a_1 = 1,03$ фм и $a_3 = 11,96$ фм^{17/}. Из рис.6 следует, что учет поляризационного взаимодействия, взятого в виде /3/, существенно не изменяет величину сечения радиационного pd -захвата, даже при достаточно малых, по сравнению с борковским радиусом pd -системы, значениях параметра r_p .

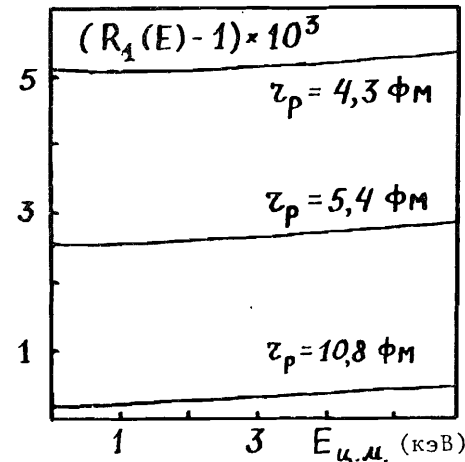


Рис.6

В заключение подчеркнем, что все полученные результаты относятся к поляризационному взаимодействию вида /3/. Наличие в формуле /3/ θ -функции и ограничения $r_s \ll r_p \sim R$, налагаемые на эти параметры, позволили нам, "сшивая" волновую функцию в точке $r = r_p$, получить соотношения /22/, /23/, определившие все особенности околопорогового поведения характеристик упругого рассеяния в случае эффективного взаимодействия /1/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. "Наука", М., 1985.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. "Наука", М., 1974.
3. Квицинский А.А. ТМФ, 1984, 59, с.472; ТМФ, 1985, 65, с.226.
4. Друкарев Г.Ф. Столкновение электронов с атомами и молекулами. "Наука", М., 1978.
5. Belyaev V.B., Kartavtsev O.I., Kuzmichev V.E. JINR, E4-86-66, Dubna, 1986.
6. Berger R.O., Spruch L. Phys.Rev., 1965, 138, p.B1106.
7. Киржниц Д.А., Пеньков Ф.М. ЖЭТФ, 1983, 85, с.80.
8. Yafaev D.R. Comm.Math.Phys., 1982, 85, p.177.
9. Ломов С.А. Теория возмущений сингулярных краевых задач. Изд-во Казахского госуд.ун-та, Алма-Ата, 1976; Смирнов В.И. Курс высшей математики. "Наука", М., 1974, т.3, ч.2, с.428; Тихонов А.Н., Васильева А.Б., Свешников А.Г. Дифференциальные уравнения. "Наука", М., 1980, с.183.
10. Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов Н.М. Квантовая механика. "Просвещение", М., 1965, с.98.
11. Фреман Н., Фреман П.У. ВКБ-приближение. "Мир", М., 1967.
12. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. "Наука", М., 1979, с.354.
13. Rodning N.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.909.
14. Arndt R.A., Long D.D., Roper L.D. Nucl.Phys., 1973, A209, p.429.
15. Квицинский А.А., Меркурьев С.П. ЯФ, 1985, 41, с.647.
16. Kuzmichev V.E., Zepalova M.L. In: Proc. X Europ.Symp. on Dyn. Few-Body Syst. Hungary, June, 1985. Contributed Papers, p.91.
17. Квицинский А.А., Меркурьев С.П. В сб.: Микроскопические расчеты легких ядер. Изд-во Калининского гос.ун-та, Калинин, 1984, с.100.
18. Petrov N.M. Preprint ITP-85-91E, Kiev, 1985.
19. Беляев В.Б., Пупышев В.В., Ракитянский С.А. ЯФ, 1985, 42, с.1104.
20. Backenstoss G. et al. Nucl.Phys., 1974, B66, p.66.
21. Бабинов В.В. Метод фазовых функций в квантовой механике. "Наука", М., 1976, с.134.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 мая 1986 года.

Пупышев В.В., Соловцова О.П. P4-86-346
Низкоэнергетическое рассеяние заряженных частиц
на поляризованной мишени

Методом ВКБ исследованы S-волновые функции, фазы и сечения рассеяния медленных частиц ядерно-кулоновским полем, содержащим поляризационное взаимодействие. Показано, что учет такого взаимодействия необходим при достаточно низких энергиях. Предложен способ оценки верхней границы интервала энергий, при которых существенно проявляются поляризационные эффекты.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Pupyshev V.V., Solovtsova O.P. P4-86-346
Low Energy Scattering of Charged Particles
on Polarization Target

The S-wave function, phase-shift, and cross sections of slow particle scattering by a superposition of nuclear and Coulomb field containing the polarization interaction are explored in the framework of the WKB-method. It is shown that at sufficient low energies it is certainly necessary to take into account this interaction. The way of evaluation of an upper bound of the energy interval where the polarization effects play an essential role is proposed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986