АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.141

О ФОРМЕ ДВУХЧАСТИЧНЫХ РЕЗОНАНСОВ, РАСПАДАЮЩИХСЯ В ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

Ф. И. Карманов, В. В. Комаров, А. М. Попова, Н. А. Сотникова, В. Л. Шаблов

(НИИЯФ)

Исследовано влияние кулоновского и ядерного полей на двухчастичные ядерные резонансы в случае, если одна из частиц, образующих резонанс, заряжена.

В настоящей работе рассматриваются ядерные реакции типа $a+b\to x_1+x_2+x_3$ при условии, что в паре (x_2x_3) наблюдается короткоживущий ядерный резонанс, и изучается влияние кулоновского и ядерного полей частицы x_1 на распад этого резонанса. Для определенности мы ограничиваемся случаем, когда заряженными являются только частицы x_1 и x_2. Как пример рассмотрено искажение резонансного максимума в системе (αn), образующейся в реакции $d+\alpha\to(n+\alpha)+p$.

Особенностью реакций изучаемого типа является то, что в формировании конечного канала доминирующую роль играют ядерные силы. Это объясняется тем, что в ядерных реакциях с участием короткоживущих резонансов с шириной Г порядка 1 МэВ распад этих резонансов происходит в объеме ядерного взаимодействия, т. е. в области, определяемой радиусом действия ядерных сил r_0.

Действительно, расстояние ρ между резонансом (x_2x_3) в момент его распада и x_1 — сопутствующим продуктом ядерной реакции — можно представить в виде

$$\rho=(\hbar/\Gamma)v_{1,2,3},$$

где $v_{1,2,3}$ — скорость относительно движения резонанса и частицы x_1. Если учесть, что $\eta_{1,2,3}$—кулоновский параметр задачи—есть выражение $\eta_{1,2,3}=z_Rz_1e^2/v_{1,2,3}$, где z_R — заряд резонанса, а z_1 — заряд частицы x_1, и представить $v_{1,2,3}$ в виде $v_{1,2,3}=2{,}2\cdot10^{-8}z_Rz_1/\eta_{1,2,3}$, то можно получить следующую зависимость для ρ:

$$\rho=1{,}45z_Rz_1/(\eta_{1,2,3}\Gamma)\ (\text{ферми}),$$

где Г — ширина резонанса, выраженная в энергетических единицах (МэВ).

В случае, когда ожидается заметное влияние кулоновского поля на распад резонанса, параметр $\eta_{1,2,3}\geqslant0{,}2$, отсюда величина ρ оказывается порядка нескольких ферми, что соответствует радиусу действия ядерных сил. Эти оценки показывают, что реакция $a+b\to x_1+x_2+x_3$ является прямым ядерным распадом, причем кулоновское взаимодействие становится существенным для частиц x_1 и x_2, вышедших за пределы действия ядерных сил, т. е. в асимптотике. Таким образом, для описания дифференциального сечения образования частицы x_1 с энергией E_1 в области, где относительная энергия E_{23} частиц x_2, x_3 близка к резонансной, оказывается достаточным учесть кулоновское взаимодействие частиц x_1, x_2 правильным выбором соответствующей кулоновской волновой функции в конечном состоянии.

Как известно, в рамках многочастичной теории рассеяния амплитуда процесса $a+b\to x_1+x_2+x_3$, протекающего с кулоновским взаимодействием частиц x_1 и x_2 в конечном состоянии, может быть представлена в виде [1—3]

$$T(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3,\quad E\pm i0)=\langle\Psi_C^{\mp}(\mathbf{k}_{12})\,\mathbf{p}_3|T_S(E\pm i0)|\Psi_{\text{in}}\rangle, \tag{1}$$

где $|\Psi_C^{\pm}(\mathbf{k}_{12})\rangle$ — кулоновская волновая функция частиц x_1, x_2 в конечном состоянии; $\mathbf{k}_{12}$ — относительный импульс частиц x_1, x_2; $\mathbf{p}_3$ — импульс частицы x_3 в с. ц. м.; T_S $(E\pm i0)$ — оператор рассеяния, E — энергия системы. В дальнейшем мы будем рассматривать импульсы $\mathbf{k}_{12}$ и $\mathbf{p}_3$ на поверхности энергии, т. е. будем полагать, что выполняется соотношение $E=k_{12}^2/2\mu_{12}+p_3^2/2n_3$, где μ_{12} и n_3 — соответствующие приведенные массы. Искомую амплитуду $T^*(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3,\ E-i0)$ будем записывать в виде $T(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3)$. Следуя модели одновременного ядерного распада, в которой амплитуда многочастичной реакции определяется только взаимодействием частиц в конечном состоянии, и применяя преобразование уравнения Липпмана—Швингера, предложенное в [4], получим выражение для $T(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3)$ в виде

$$\begin{aligned}T(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3)&=\langle\Psi_{\text{in}}|T_S{}^{+}(E-i0)|\Psi_C{}^{+}(\mathbf{k}_{12})\,\mathbf{p}_3\rangle=\langle\Psi_{\text{in}}|A(E+i0)\times\\&\times[1+G_0(E+i0)\,(t_{13}(E+i0)+t_{23}(E+i0))]|\Psi_C{}^{+}(\mathbf{k}_{12})\,\mathbf{p}_3\rangle.\end{aligned}\tag{2}$$

Оператор $A(E+i0)$ выражается через полную функцию Грина $G(E+$ $+i0)$, его явный вид для дальнейшего несуществен. В (2) $t_{ij}(E+i0)$ — оператор рассеяния в паре (x_ix_j), $G_0(E+i0)$ — свободная функция Грина системы $(x_1x_2x_3)$.

Для выделения резонансной части амплитуды $T(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3)$, обусловленной резонансными свойствами оператора $t_{23}(E+i0)$, пренебрежем остальными нерезонансными слагаемыми и для ядра оператора $t_{23}(E+$ $+i0)$ используем параметризацию вида [5, 6]

$$\begin{aligned}&t_{23}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}^0,\ E+i0)=(E-E_R+i\Gamma/2)^{-1}a(\mathbf{k},\ \mathbf{k}^0),\\&a(\mathbf{k},\ \mathbf{k}^0)=(-1)^L P_L(\widehat{\mathbf{k}\mathbf{k}^0})\chi(k)\chi(k^0).\end{aligned}\tag{3}$$

В (3) резонанс имеет орбитальный момент L и характеризуется комплексной энергией $E_R-i\Gamma/2$, $\chi(k)$ — вершинная функция резонанса, $P_L(x)$ — полином Лежандра. Амплитуда $A_R(E+i0)=A(E+i0)\times$ $\times G_0(E+i0)\,t_{23}(E+i0)$, фигурирующая в (2), может быть преобразована к виду

$$A_R(E+i0)=B(E+i0)\,ag_{01}(E-E_R+i\Gamma/2), \tag{4}$$

где $g_{01}(z)=(z-\widehat{p}_1^2/(2n_1))^{-1}$.

Согласно изложенному выше, для матричного элемента $\langle\Psi_{\text{in}}|A_R\times$ $\times(E+i0)|\mathbf{k}_{23}^0\mathbf{p}_1^0\rangle$ можно записать представление вида

$$\langle\Psi_{\text{in}}|A_R(E+i0)|\mathbf{k}_{23}^0\mathbf{p}_1\rangle\cong\chi(k_{23}^0)\sum_{lm}C_lY_{lm}^*(\mathbf{p}_1^0)\left(E-E_R+i\,\frac{\Gamma}{2}-\frac{p_1^{02}}{2n_1}\right)^{-1}. \tag{5}$$

Переходя в (5) к координатному представлению и отбрасывая члены, которые не приводят к резонансному поведению в $T(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3)$, получим

$$\langle \Psi_{\text{in}} | A_R(E+i0) | \mathbf{r}_{23}\boldsymbol{\rho}_1 \rangle = \text{const}\,\frac{\exp\{ik_R\rho_1\}}{\rho_1}\,\chi(r_{23}) \times$$

$$\times \sum_{lm} C_l Y^*_{lm}(\boldsymbol{\rho}_1), \quad k_R^2 = 2n_1\left(E - E_R + i\frac{\Gamma}{2}\right), \quad \operatorname{Im} k_R > 0. \tag{6}$$

Отметим, что при переходе от (5) к (6) основной множитель $\exp\{ik_R\rho_1\}/\rho_1$ возникает при учете вычета в точке $p_1{}^0 = \mathbf{k}_R$. Координаты r_{23} и ρ_1 являются сопряженными импульсам k_{23} и $\mathbf{p}_1$, C_l — некоторые коэффициенты.

Подставим теперь разложение (6) в формулу (2) и заметим, что область интегрирования по ρ_1 имеет размеры порядка $(\operatorname{Im} k_R)^{-1}$, а по r_{23} — порядка радиуса действия ядерных сил r_0. Следовательно, при выполнении условия

$$r_0 \operatorname{Im} k_R \ll 1 \tag{7}$$

радиус-вектор $\mathbf{r}_{12}$ в основной части области интегрирования может быть заменен на $\boldsymbol{\rho}_1$. В результате интегралы по $\mathbf{r}_{23}$ и $\boldsymbol{\rho}_1$ расцепляются, причем последний известен в явном виде [7]. Окончательно, амплитуда в рассматриваемой области импульсов $\mathbf{k}_{23}$ и $\mathbf{p}_1$ имеет вид [8]

$$T(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3) = \text{const}\exp\left\{-\frac{\pi}{2}\eta_{12}\right\}\Gamma(1+i\eta_{12})\frac{\gamma^{i\eta_{12}}}{\alpha^{i+i\eta_{12}}}\chi(k_{23})\sum_{lm} C_l Y^*_{lm}(\mathbf{p}_1), \tag{8}$$

где $\eta_{12} = z_1 z_2 e^2 \mu_{12}/k_{12}$ — кулоновский параметр задачи,

$$\alpha = (k_R^2 - p_1^2)/2, \quad \gamma = \mathbf{p}_1\mathbf{k}_{12} + k_{12}k_R + \alpha. \tag{9}$$

Полученная параметризация амплитуды $T(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3)$ приводит к следующему выражению для сечения реакции:

$$d\sigma = d\sigma_0\,\frac{2\pi\eta_{12}}{\exp\{2\pi\eta_{12}\} - 1}\exp\{2\eta_{12}(\arg\alpha - \arg\gamma)\}, \tag{10}$$

где $d\sigma_0$ — сечение реакции без учета кулоновского взаимодействия фрагментов в конечном состоянии, а параметры η_{12}, α и γ определены формулой (9).

Приведенное выражение для сечения при больших относительных скоростях заряженных частиц совпадает с приближением Мигдала — Ватсона, а в случае малых скоростей предсказывает сильное искажение формы резонанса. При малых k_{12} формула (10) дает правильное пороговое поведение за счет множителя $2\pi\eta_{12}/(\exp\{2\pi\eta_{12}\}-1)$.

В тех кинематических областях реакций типа $a+b \to x_1+x_2+x_3$, где можно пренебречь кулоновским взаимодействием частиц x_1x_2 в конечном состоянии, для амплитуды процесса получено следующее приближенное выражение:

$$T(\mathbf{k}_{12}\mathbf{p}_3) = \text{const}\left[k_{23}t_{23}^L(k_{23}) + \lambda\left(\frac{t_{23}^L(k_{23})}{k_R^2 - p_1^2}\right)^{1/2}\right], \tag{11}$$

где $t^L(k)$ — парциальная амплитуда в паре (2, 3), взятая на поверхности энергии. Параметр λ описывает соотношение on- и off-shell-эффектов. При низких энергиях λ можно считать равным нулю.

Тогда для дифференциального сечения процесса получим

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \text{const}\,|t_{23}^L(k_{23})|^2 E_{23}\rho_1(E_1). \tag{12}$$

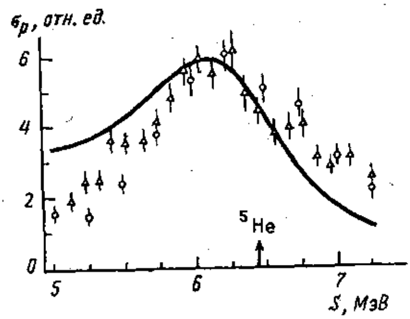
Здесь E_{23} — кинетическая энергия относительного движения двух частиц (2, 3), $\rho_1(E_1)$ — фазовый объем. Расчеты показывают, что резонансные параметры (ширина и действительная часть энергии), полученные при анализе максимумов в энергетическом распределении продуктов многочастичных реакций, будут отличаться от параметров, установленных при исследовании соответствующих бинарных реакций, за счет дополнительной зависимости сечения (12) от энергии относительного движения E_{23}. Этот эффект искажения резонансов мы называем ядерным искажением.

Анализ соотношения (10) позволяет утверждать, что под влиянием кулоновского поля частицы (1) резонансная энергия в паре (2, 3) уменьшается на величину $\Delta E_R = \eta_{12}\Gamma/2$. При условии, если резонанс не располагается вблизи границ фазового объема, используя стандартные кинематические соотношения, можно получить формулу, определяющую величину и направление сдвига резонанса в паре (2, 3) вдоль оси энергии первой частицы в лабораторной системе отсчета (л. с. о.):

$$\Delta E_1 = \pm\left\{\frac{m_2+m_3}{M}\eta_{12}\frac{\Gamma}{2} + 2a_1\cos\theta_1\left(\sqrt{E_1^*-a_1^2\sin^2\theta_1} - \sqrt{E_2^*-a_1^2\sin^2\theta_1}\right)\right\}, \qquad (13)$$

где m_i — масса i-й частицы, θ_1 — полярный угол регистрации частицы (1) в л. с. о., $a_1 = (m_1 m_p E_p)^{1/2}/(m_p+m_t)$, $E_2^* = (E^c{}_{\text{total}} - E_R)(m_2+m_3)/M$, $E_1^* = E_2^* + \Delta E_R(m_2+m_3)/M$, $M = m_1+m_2+m_3$, m_p и m_t — массы налетающей частицы и ядра-мишени соответственно, а E_p — энергия налетающей частицы в л. с. о. Если угол регистрации частицы (1) $\theta_1 \geqslant \pi/2$, то резонанс должен сдвигаться вправо по оси E_1. Если $\theta_1 < \pi/2$, то «левый» резонансный пик сдвигается влево, а «правый» — вправо.

Нами были проведены математические расчеты трижды дифференциальных сечений протонов из реакций $\alpha+d \to \alpha+n+p$ для различных энергий падающих α-частиц в интервале 9,5—30 МэВ и различных углов вылета протона и α-частицы. В энергетическом распределении протонов (E) при фиксированных углах вылета протона (θ_1) и α-частицы (θ_2) анализировались максимумы от резонансного взаимодействия нейтрона (3) и α-частицы (2) с параметрами $E_R = 0{,}89$ МэВ, $\Gamma = 0{,}60$ МэВ и значением орбитального момента $L = 1$. Расчеты по нашей модели показали сильное отличие дифференциальных сечений в окрестности резонансного максимума от соответствующих сечений, рассчитанных в приближении Мигдала — Ватсона. Для установления существования эффекта искажения максимумов ядерных резонансов кулоновским полем сопутствующих продуктов реакции нами был проведен анализ экспериментальных энергетических распределений протонов, наблюдаемых в реакции $\alpha+d \to \alpha+n+p$ при энергии α-частицы 10,8 МэВ и для $\theta_1 = 30°$, $\theta_2 = 15°$ (рисунок). Экспериментальные данные взяты из работ [9] (треугольники) и [10] (кружки). Сплошная кривая рассчитана по формуле (10) настоящей работы. Стрелка показывает положение ре-



зонансного максимума в модели Мигдала — Ватсона. Изучалась та часть спектра, которая соответствует резонансу в подсистеме $(n+\alpha)$ с энергией $E_R = 1{,}0$ МэВ, $\Gamma = 0{,}6$ МэВ. Как видно из рисунка, сдвиг положения максимума относительно положения, рассчитанного в рамках модели Мигдала — Ватсона (стрелка на рисунке), согласуется с нашими расчетами.

В заключение заметим, что предложенная здесь модель анализа влияния кулоновского поля на ядерные резонансы, образующиеся в ядерных реакциях, принципиально отличается от модели, предложенной в работе [11], где рассмотрен процесс, протекающий только под действием кулоновских сил и приводящий к образованию долгоживущих парных кулоновских резонансов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Мессиа А. Квантовая механика. М., 1978. Т. 2. [2] Chandler C.//Nucl. Phys. 1981. **A353**. P. 129. [3] Комаров В. В., Попова А. М., Шаблов В. Л. Вторичное квантование в теории рассеяния нескольких нерелятивистских частиц. Курс лекций. Ч. III. М., 1981. [4] Рид М., Саймон Б. Методы современной математической физики. Т. 4. Анализ операторов. М., 1982. [5] Lovelace C.//Proc. Int. Conf. «Strong Interactions and High Energy Physics». L., 1964. P. 437. [6] Комаров В. В., Попова А. М., Шаблов В. Л.//ЭЧАЯ. 1985. **16**, № 2. С. 407. [7] Nordsieck A.//Phys. Rev. 1954. **93**, N 4. P. 785. [8] Komarov V. V., Popova A. M., Shablov V. L., Green A. M.//Mod. Phys. Lett. 1987. N 2. P. 81. [9] Bruno M. et al.//Phys. Rev. 1981. **C24**. P. 2751. [10] Dasgupta S. S. et al.//Phys. Rev. 1980. **C22**. P. 1815. [11] Кучиев М. Ю., Шейнерман С. А.//ЖЭТФ. 1986. **90**, № 5. С. 1690.

Поступила в редакцию
17.06.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 5

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.862

ЭЛЕКТРОНИКА ВОЛНОВОДА С ДИАФРАГМАМИ ПРИ НАЛИЧИИ В НЕМ ПЛАЗМЫ, ПРОНИЗЫВАЕМОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

В. М. Лопухин, В. С. Никольский

(кафедра радиофизики СВЧ; кафедра общей физики для физического факультета)

Изучены волноводные свойства волновода, нагруженного диафрагмами, при наличии в нем электронной плазмы, которую пронизывает поток электронов. Проведен учет теплового движения электронов в плазме и потоке.

§ 1. **Введение. Постановка задачи.** Изучение взаимодействия электронных потоков с медленными электромагнитными волнами в вакуумных системах проводилось во многих работах (напр., [1—10]). В настоящей статье рассматривается задача о распространении электромагнитных волн в волноводе, нагруженном диафрагмами, при наличии в нем электронной плазмы, пронизываемой потоком электронов. При этом поток считается слаботочным, скорости его электронов — нерелятивистскими, а плазма — имеющей малую плотность. Поставленная нами задача не относится к релятивистской сильноточной плазменной СВЧ-электронике, изучению которой посвящено большое число исследований (в частности, [11—13]).