

в ультрарелятивистском пределе при наличии резонанса получалось только поглощение ($W_2 < 0$). Излучаемая электроном волна будет более монохроматична, чем падающее излучение, причем монохроматичность улучшается с увеличением времени жизни т.

Максимальная мощность излучения при узкой внешней линии миллиметрового диапазона $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 10^{-3}$ достигается при значении $\xi = -0,58$.

Авторы выражают благодарность А. А. Соколову и И. М. Тернову за постановку задачи и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schneider J. Phys. Rev. Lett., No. 2, 504, 1959.
2. Соколов А. А., Тернов И. М. ДАН СССР, **166**, 133, 1966.
3. Hirshfield J. L., Wachtel J. M. Phys. Rev. Lett., **12**, 533, 1964.
4. Bott I. B. Phys. Lett., **14**, 293, 1965.
5. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П., Орлова И. М., Панкратова Т. Б., Петелин М. И. Письма ЖЭТФ, **2**, 430, 1965.
6. Соколов А. А., Тернов И. М. ЖЭТФ, **25**, 698, 1953.

Поступила в редакцию
26. 7 1966 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.172.16

Д. В. МЕБОНΙΑ

О КВАЗИУПРУГОМ МЕХАНИЗМЕ РЕАКЦИИ (α , 2 α) ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

1. Реакции (α , 2 α) дают важную информацию о кластерной структуре ядер. В отличие от высоких энергий, при низких и средних энергиях в таком процессе допустимо существование разных конкурирующих механизмов, что требует всестороннего теоретического исследования.

Недавно экспериментально изучались реакции $Be^9(\alpha, 2\alpha)He^5$ (основное состояние) и $C^{12}(\alpha, 2\alpha)Be^8$ (о. с.) при энергии 28 Мэв и $O^{16}(\alpha, 2\alpha)C^{12}$ (о. с.) при энергии 26 Мэв в лабораторной системе [1]. Теоретический анализ проводился разными авторами [2, 3, 4, 5]. Тамагаки [2] рассчитал $Be^9(\alpha, 2\alpha)He^5$ (о. с.) реакцию на основе квазиупругого механизма реакции и α -частичной модели ядра Be^9 . Реакцию $Be^9(\alpha, 2\alpha)He^5$ (о. с.) исследовали также Сакамото [3] и Гюра и Шимодая [4]. Сакамото предложил квазиупругий и поверхностный механизм реакции при оболочечной модели ядра Be^9 . В работах [2] и [3] расчеты проводились в плосковолновом импульсном приближении, пренебрегая эффектом ухода от энергетической поверхности, поэтому форма дифференциального сечения полностью определялась импульсным распределением α -кластера в ядре-мишени. Гюра и Шимодая предложили двухступенчатый квазиупругий механизм реакции при модифицированной α -частичной модели ядра Be^9 , учитывая эффект ухода от энергетической поверхности. Все эти методы дают результаты, находящиеся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Однако каждый из них опирается на специфические свойства ядра Be^9 и не позволяет обобщения для других ядер.

2. Более подробный теоретический анализ проводил Кудо [5]. Он исходил из квазиупругого и поверхностного механизма (α , 2 α) реакции и оболочечной модели ядра, а дифференциальное сечение рассчитал в борновском приближении искаженных волн, учитывая взаимодействие между α -частицами в конечном состоянии. Искаженная волновая функция аппроксимировалась ее асимптотической формой и выражалась при помощи экспериментальных фазовых сдвигов α - α упругого рассеяния. Для потенциала взаимодействия использовалась дельта-функция конечного радиуса. Пренебрегалось кулоновским взаимодействием. Кудо получил удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для всех трех ядер Be^9 , C^{12} и O^{16} . Это указывает на тот факт, что физические соображения, лежащие на основе подхода Кудо, являются правдоподобными. Действительно, поскольку рассеянные α -частицы имеют низкие энергии, то для некоторых углов рассеяния энергия их относительного движения может принимать значения, близкие к значениям энергий низколежащих квазистационарных уровней ядра Be^8 : 0+, 2+ и 4+. В таком случае α -частицы будут сильно взаимодействовать друг с другом, что приведет к соответствующему максимуму в дифференциальном сечении. Однако применяемый Кудо приближенный метод вычисления может

претендовать лишь на качественное объяснение экспериментальных данных и для детального количественного анализа неприменим.

В данной работе делается попытка дальнейшего развития идеи Кудо на основе разработки соответствующего точного математического аппарата.

3. Законы сохранения энергии и импульса в реакции имеют такой вид:

$$E_0 = E_1 + E_2 + E_R + Q, \quad (1)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_R, \quad (2)$$

где E_i , k_i ($i=0, 1, 2, R$) — энергия и импульс попадающей и разлетающихся α -частиц и остаточного ядра. Дифференциальное сечение реакции запишется так:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{1}{2I_T + 1} \frac{2\pi}{\hbar} \frac{m^3}{(2\pi\hbar)^6} \left(\frac{2mE_1E_2}{E_0} \right)^{1/2} \sum_{\text{сп.}} |M|^2, \quad (3)$$

где m — масса α -частицы. Матричный элемент перехода M в борновском приближении определяется следующим образом:

$$M = \sum (I_R I_\alpha M_{I_R} m_\alpha |I_T M_{I_T}) \gamma_\alpha (3/R^3)^{1/2} M_1 \cdot M_2. \quad (4)$$

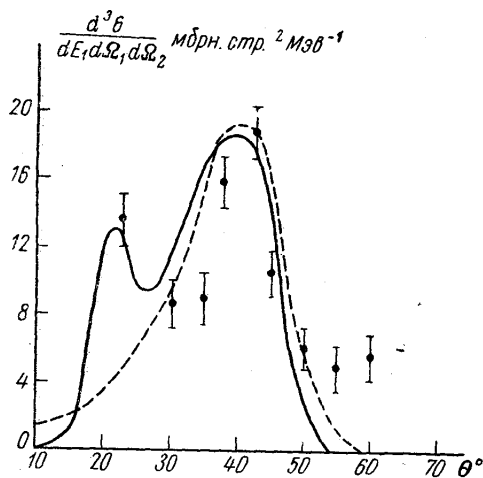


Рис. 1. Дифференциальное сечение реакции $\text{Be}^9(\alpha, 2\alpha)\text{He}^3$ (о. с.) при $E_0=28$ Мэв, $E_1=12,7$ Мэв

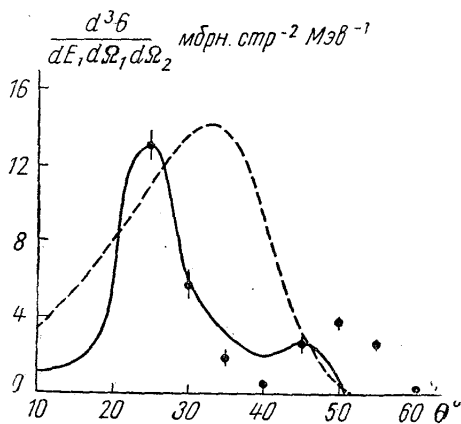


Рис. 2. Дифференциальное сечение реакции $\text{C}^{12}(\alpha, 2\alpha)\text{Be}^8$ (о. с.) при $E_0=28$ Мэв, $E_1=10,3$ Мэв

Здесь γ_α — амплитуда α -частичной приведенной ширины [6], R — радиус ядра, M является Фурье — образом α -кластерной волновой функции вне радиуса ядра и дает амплитуду импульсного распределения α -кластера на ядерной поверхности

$$M_1 = \int_R^\infty \rho^2 d\rho \frac{h_{l_\alpha}^{(1)}(ix\rho)}{h_{l_\alpha}^{(1)}(ixR)} \int d\Omega \rho e^{iq\rho} Y_{l_\alpha} m_\alpha(\Omega \rho), \quad (5)$$

где $h_{l_\alpha}^{(1)}$ — сферическая функция Ханкеля [7], κ — волновое число, соответствующее энергии связи α -частицы в ядре-мишени Q , \vec{q} определяется из закона сохранения импульса (2)

$$\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2, \quad (6)$$

где M_2 является вершинной частью $(\alpha, 2\alpha)$ квазиупругого рассеяния. В плосковолновом борновском приближении и в борновском приближении искаженных волн она имеет вид (обозначим соответственно через M_2 и M_2')

$$M_2 = \int e^{i(\vec{k}_0 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}} V(r) dr, \quad (7)$$

$$M_{\frac{1}{2}} = \int_{\vec{g}} u_{\vec{g}}^{(-)*}(r) V(r) e^{i\vec{p}r} dr, \quad (8)$$

где \vec{p} и \vec{g} — импульсы относительного движения α -частиц соответственно в начальном и конечном состоянии. Искаженная волновая функция $u_{\vec{g}}$ (2) является решением уравнения Шредингера

$$\left[\nabla^2 + g^2 - \frac{m}{\hbar^2} V(r) \right] u_{\vec{g}}(r) = 0. \quad (9)$$

В качестве потенциала V (2), входящего в (8) и (9), мы использовали феноменологический α - α потенциал [8], который удовлетворительно описывает экспериментальные фазовые сдвиги α - α упругого рассеяния. Легко заметить, что, за исключением радиуса ядра R , теория не оставляет свободного параметра реакции. С другой стороны, R влияет лишь на вероятность выхода реакции, но практически не меняет форму дифференциального сечения. Это нам позволит провести не только качественный, но и количественный анализ квазиупругих реакций. В данной работе мы не интересовались абсолютным значением дифференциального сечения, поэтому везде $R = 1,5 A^{1/3}$ ф.

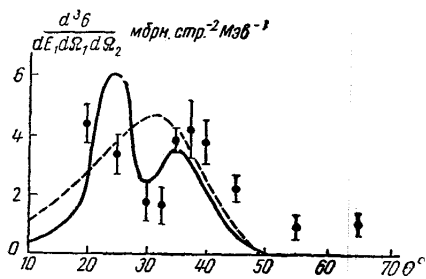


Рис. 3. Дифференциальное сечение реакции $O^{16}(\alpha, 2\alpha)C^{12}(o.s.)$ при $E_0 = 26$ Мэв, $E_1 = 9,4$ Мэв.

При этом обе α -частицы регистрировались под равными углами ($\theta_1 = \theta_2 = \theta$).

Результаты вычислений и их сравнение с экспериментальными данными показывают, что основная часть $(\alpha, 2\alpha)$ реакции идет через квазиупругий процесс. Учет взаимодействия в конечном состоянии между α -частицами существенно влияет на форму дифференциального сечения $(\alpha, 2\alpha)$ реакции при низких и средних энергиях.

Автор благодарен В. В. Балашову за постановку задачи и постоянное внимание к работе, а также В. Л. Коротких за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Janabu T. et al. J. Phys. Soc. Japan, **20**, 1965.
2. Tamagaki R. Loryuairon Kenkyn, Mimeographed Circular in Japanese, **29**, 354, 1964.
3. Sakamoto J. Nucl. Phys., **66**, 531, 1965.
4. Niura J., Shimodaya J. Progr. Theor. Phys., **34**, 861, 1965.
5. Kudo J. J. Progr. Theor. Phys., **34**, 942, 1965.
6. Балашов В. В. и др. ЖЭТФ, **37**, 1358, 1959.
7. Шифф Л. И. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1959.
8. Darriulat P. et al. Phys. Rev., **137** B, 315, 1965.

Поступила в редакцию
29. 6 1966 г.

НИИЯФ

УДК 530.145:539.12.01

Р. М. АШЕРОВА, Ю. Ф. СМИРНОВ, В. Е. ТРОИЦКИЙ НЕКОТОРЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ КЛЕБША—ГОРДАНА ДЛЯ ГРУППЫ SU_6

В последнее время появилось большое количество работ, в которых обсуждаются различные физические процессы при низких энергиях с участием мезонов и барионов в рамках схемы SU_6 (см., например, [1]). Анализ возможных процессов с участием