

С 343 е

К-172

27/X. 65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2331



Б.Н. Калинин, Я. Грабовский

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ

ЯФ, 1966, т 3, №, с 880-882.

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

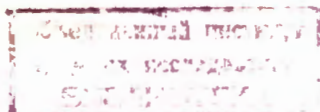
P-2331

Б.Н. Калинкин, Я. Грабовский ^{х)}

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

^{х)} Институт Ядерной физики, Краков, Польша.



3606/3 чр.

В статье^{/1/} было вычислено сечение неупругого рассеяния сложных ядер при энергиях порядка 10 Мэв/нуклон ($E > V_B$), сопровождаемое возбуждением коллективных состояний. Представляет интерес рассмотреть вопрос и об угловом распределении в этом случае. Поскольку в сечение дают вклад как кулоновский, так и ядерный механизмы возбуждения, то угловое распределение, вообще говоря, может отличаться от случая реакции передачи, исследованного в работах^{/2,3,4/}.

Сохраняя в силе сделанные ранее^{/1/} приближения, ограничимся для простоты возбуждением коллективных E2-переходов (ротационных или вибрационных), которые обычно реализуются наиболее интенсивно.

Дифференциальное сечение равно квадрату модуля амплитуды перехода T_{if} , которая в данном случае пропорциональна выражению:

$$T_{if} = (\sin \theta)^{-1/2} D_{0,-\mu}^2(\pi/2) D_{\mu,-\mu}^2(\pi/2) \times \sum_{l=l_1}^{\infty} l^4 \exp[i(\delta_l + \delta_{l+\mu})] \cos[(l + 1/2)\theta - \pi/4] Y_{l, l+\mu}, \quad (1)$$

где $\mu = 2, 0, -2$, (проекция передаваемого момента), δ_l - фазы упругого рассеяния (потери энергии можно пренебречь), а $Y_{l, l+\mu}$ - матричный элемент по функциям относительного движения сталкивающихся ядер.

Область суммирования по l в формуле (1) удобно разбить на два интервала (l_1, l_k) и $(l_k + 1, \infty)$. Первый интервал (l_1, l_k) соответствует зоне, где относительное движение ядер происходит не по резерфордским орбитам вследствие включения ядерных сил. Действительная часть фаз рассеяния парциальных волн $l_1 \leq l \leq l_k$ с хорошей точностью может быть представлена линейной функцией^{/3/}

$$\text{Re } 2\delta_l = \theta_k (l - l_k). \quad (2)$$

Фактор, зависящий от мнимой части фаз (и отражающий наличие поглощения в зоне $l_1 < l < l_k$), равен^{/3/}:

$$\text{Im } 2\delta_l = -\gamma (l - l_k). \quad (3)$$

Параметры θ_k , ℓ_1 , ℓ_k и γ легко вычислить по формулам, приведенным в ^{/3/}.

В интервале $\ell > \ell_k + 1$ (область отсутствия ядерных сил) $\delta_\ell = \sigma_\ell$, σ_ℓ - кулоновские фазы, и мнимая часть полагается равной нулю - поглощение отсутствует. Из условия непрерывности $\text{Re } \delta_{\ell_k} = \sigma_{\ell_k}$ и квазиклассического предела для σ_ℓ имеем:

$$\sigma_\ell = \frac{1}{2} \eta \ln \frac{\ell^2 + \eta^2}{\ell_k^2 + \eta^2} + \ell \arctg \frac{\eta}{\ell} - \frac{1}{2} \ell_k \theta_k. \quad (4)$$

Матричный элемент $M_{\ell, \ell+\mu}$ в формуле (1) определяется следующим образом:

$$M_{\ell, \ell+\mu} = M_{\ell, \ell+\mu}(\text{кул}) + \Lambda M_{\ell, \ell+\mu}(\text{яд}), \quad (5)$$

где $M_{\ell, \ell+\mu}(\text{кул})$ - часть матричного элемента, обусловленная кулоновским механизмом возбуждения, а $M_{\ell, \ell+\mu}(\text{яд})$ - ядерным. Коэффициент Λ равен $(5R_0/k^2 3Z_1 Z_2 e^2 R_2^2)$, причем R_0 - средний радиус ядерного взаимодействия, $R_0 = 1,27 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) f$, R_2 - радиус ядра-мишени, k - волновое число относительного движения.

Можно показать ^{/5/}, что $M_{\ell, \ell+\mu}(\text{кул})$, несмотря на наличие искажения формы орбит, весьма неплохо описывается своим резерфордским аналогом:

$$M_{\ell, \ell+\mu}(\text{кул}) = \begin{cases} \frac{1}{4 \ell^2} (2 - \frac{\pi \eta}{\ell}) & \mu = 0 \\ \frac{1}{6} \frac{1}{\ell^2 + \eta^2} & \mu = \pm 2 \end{cases} \quad (6)$$

Что касается $M_{\ell, \ell+\mu}(\text{яд})$, то согласно Остерну ^{/6/}, для коллективных возбуждений он имеет вид:

$$M_{\ell, \ell+\mu}(\text{яд.}) = M_{\ell, \ell}(\text{яд.}) = E \frac{\partial (\delta_\ell - \sigma_\ell)}{\partial \ell} \quad (7)$$

(матричный элемент $M_{\ell, \ell+\mu}(\text{яд.})$ слабо зависит от μ ^{/5/}). Пренебрегая, как и в ^{/1/}, действительной частью матричного элемента (7) и ограничиваясь его мнимой частью, дающей основной вклад, получим:

$$M_{\ell, \ell}(\text{яд.}) = -i \frac{1}{2} E \gamma. \quad (8)$$

Для выяснения главных особенностей углового распределения достаточно ограничиться вычислениями для характерного случая: неупругое рассеяние O^{16} на Ta^{181} при энергии $E_{\text{лаб}} = 166$ Мэв, сопровождаемое возбуждением первого ротационного уровня ($\Delta E = 136$ кэв). Расчет производился путем численного суммирования на электронно-вычислительной машине.

Результаты вычислений представлены на рис. 1. Нормировка кривых произведена с учетом того факта, что $B(E2) = 1,9 e^2 (\text{барн})^2$ - значение, полученное при кулоновском возбуждении данного перехода при бомбардировке Ta^{181} α -частицами в подбарьерной области энергий ^{/7/}.

Кривая 1 получена в предположении, что возбуждение обусловлено только кулоновским механизмом, а кривая 2 – только ядерным. Угловое распределение, соответствующее реальному случаю, когда вклад дают оба механизма возбуждения, представлено кривой 3.

Из рисунка видно, что угловое распределение 2 весьма сходно с угловым распределением продуктов реакции передачи. Это сходство связано с тем, что в обоих случаях эффективный вклад в процесс дают практически одни и те же значения прицельных параметров, соответствующих касательному столкновению.

Напротив, кривая 1 в области малых углов напоминает угловое распределение при кулоновском возбуждении при подбарьерных энергиях^{/7/}. Отличие состоит в том, что при увеличении θ , начиная с некоторого θ_{max} , $d\sigma/d\Omega$ убывает экспоненциально, в то время как при кулоновском возбуждении в этой области углов $d\sigma/d\Omega$ практически постоянно.

Эти особенности объясняются весьма просто. Основной вклад в рассеяние на малые углы дают большие прицельные параметры, для которых господствующим механизмом возбуждения является кулоновский. При уменьшении прицельного параметра (увеличении угла рассеяния) включаются процессы, феноменологически описываемые путем введения поглощения, и кривая $d\sigma/d\Omega$ начинает резко падать. По очевидным причинам этот эффект отсутствует при подбарьерных энергиях.

В работе^{/8/} было измерено отношение сечения неупругого рассеяния O^{16} и Ta^{181} с возбуждением ротационного уровня 136 кэВ к сечению упругого рассеяния. Сравнение теоретических результатов, полученных выше, с экспериментом указывает на хорошее согласие.

Авторы признательны Ф.А.Гарееву за помощь в численных расчетах.

Л и т е р а т у р а

1. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовски . Препринт ОИЯИ Р-2142, Дубна, 1965. Направлено в "Ядерную физику".
2. B.N.Kalinkin, J.Grabovski. Third Conf. on Reaction between Complex Nuclei (Univ. of California, Press Berkeley, 1963.).
3. Я.Грабовски, Б.Н.Калинкин. Я.Ф. 1, 215 (1965).
4. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовски. Препринт ОИЯИ Р-2298, Дубна 1965, направлено в Phys. Lett.
5. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовски . Препринт ОИЯИ Р-2328, Дубна, 1965. Направлено в Acta Physica Polonica.

6. N.Austern. Selected Topics in Nuclear Theory. (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1963).
7. К.Альдер, О.Бор, Т.Хус, Б.Моттelson, О.Винтер. Деформация атомных ядер, ИЛ, Москва, 1958.
8. A.Isoya, H.E.Conzett, E.Hadjimichael, E.Sheld. Third Conf. on Nuclear Reactions between Complex Nuclei (Univ. of California Press, Berkeley, 1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 августа 1965 г.

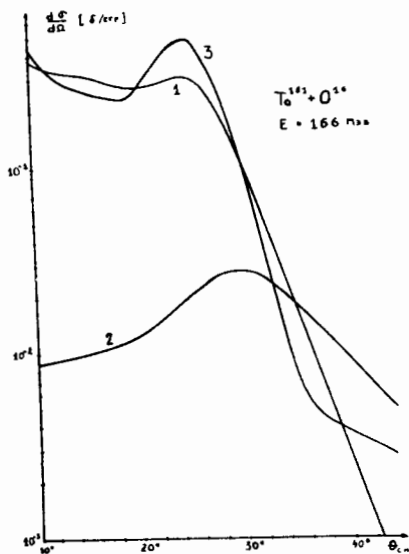


Рис. 1. Угловое распределение неупругого рассеяния ядер O^{16} на Ta^{181} . Возбуждение первого ротационного уровня в Ta^{181} , $\Delta E = 136$ кэВ.