

С 323. + С. 343а.

К-172

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1745



Б.Н. Калинин

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ
ДЛЯ ПРОЦЕССА СТОЛКНОВЕНИЯ
СЛОЖНЫХ ЯДЕР

1964

P-1745

Б.Н. Калинин

2660 / 1 28
СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ
ДЛЯ ПРОЦЕССА СТОЛКНОВЕНИЯ
СЛОЖНЫХ ЯДЕР

Направлено в "Nuclear Physics"



1. Введение

Анализ экспериментов по упругому рассеянию сложных ядер в квазиклассическом приближении ^{1/}, а также квантовомеханическая теория ^{2/} позволили выяснить характер их ядерного взаимодействия. Оказалось, что это взаимодействие можно удовлетворительно описать с помощью потенциала Саксона-Вуда. Его параметры достаточно стабильны - их значения практически одни и те же для самых различных комбинаций сталкивающихся ядер. Поскольку, кроме того, были рассмотрены случаи рассеяния, относящиеся к разным энергиям, то в настоящее время можно предположить, что параметры ядерного взаимодействия практически не зависят от энергии.

Как в первом, так и во втором случае теоретическое описание процесса упругого рассеяния является феноменологическим. Все процессы неупругого типа учитываются в такой теории путем введения мнимой части фазы ^{1/} или мнимой части потенциала ^{2/}.

Так как теория удовлетворительно описывает процесс упругого рассеяния, то естественно использовать полученную информацию для вычисления другой важной характеристики ядерных взаимодействий - сечения реакции, соответствующего сумме всех процессов неупругого типа.

2. Сечение реакции

Для этой цели проще всего использовать мнимые части фаз, полученные в квазиклассическом приближении.

Сечение реакции σ_r определяется известной формулой

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) (1 - |\eta_{\ell}|^2), \quad (1)$$

где

$$\eta_{\ell} = \exp [2i\delta_{\ell}]. \quad (2)$$

Поэтому

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) (1 - \exp[-4\text{Im} \delta_{\ell}]). \quad (3)$$

Согласно результатам ^{1/}, амплитуда парциальной волны $\exp[-2\text{Im} \delta_{\ell}]$, соответствующая движению с относительным угловым моментом ℓ , удовлетворительно описывается соотношением:

$$\exp[-2\ln \delta_l] = \begin{cases} 0 & l \leq l_1 \\ \exp \left[b \ln \frac{l-l_1}{l_r-l_1} \right] & l_1 \leq l \leq l_r \\ 1 & l_r \leq l \end{cases} \quad (4)$$

Выражение (4) означает, что парциальные волны с $l \leq l_1$ полностью поглощаются, а с $l_1 \leq l \leq l_r$ поглощаются только частично. Поглощение отсутствует, если $l \geq l_r$. Здесь l_1 приближенно соответствует парциальной волне, которая распространяется в зоне, где начинают включаться ядерные силы. l_1 - значение углового момента, при котором классическая функция отклонения проходит через нуль и приобретает отрицательные значения. При $l = l_1$ наступает практически полное поглощение. Параметр b введен для описания интенсивности включения поглощения. (Подробности см. в [1].) Зная потенциал ядерного взаимодействия, можно вычислить значения l_1 и l_r в зависимости от энергии E для заданной пары сталкивающихся ядер.

Удовлетворительное согласие теории с экспериментами по упругому рассеянию обеспечивается значением параметра $b = 1,4$. Это согласие не нарушается, если положить $b = 1,5$. В дальнейшем мы воспользуемся именно этим значением b , так как практически при той же точности можно получить более простую формулу для σ_r . Используя выражение (4), запишем σ_r в виде:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_r} (2l+1) \cdot \begin{cases} 1 & ; l \leq l_1 \\ 1 - \exp \left[2b \ln \frac{l-l_1}{l_r-l_1} \right] & ; l_1 \leq l \leq l_r \end{cases} \quad (5)$$

Если учесть замечание, сделанное относительно величины b , то формула для сечения реакции σ_r станет еще проще:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_r} (2l+1) \cdot \begin{cases} 1 & ; l \leq l_1 \\ 1 - \left(\frac{l-l_1}{l_r-l_1} \right)^2 & ; l_1 \leq l \leq l_r \end{cases} \quad (6)$$

Так как l_1 по порядку величины равно обычно нескольким десяткам, то в формуле (6) можно перейти от суммирования к интегрированию по dl . Тогда получим:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \left\{ l_1^2 \left[1 + \frac{1}{l_1} [1,5(l_r-l_1) + 1] \right] \right\} \quad (7)$$

Эта формула обеспечивает точность вычисления σ_r , по порядку величины равную $\approx 2\%$.

Сечение реакции σ_r было вычислено для шести случаев: $C^{13} + Ag^{107}$, $N^{14} + Ag^{107}$, $O^{16} + Ag^{107}$ (рис. 1), $C^{13} + Au^{197}$, $N^{14} + Au^{197}$, $O^{16} + Au^{197}$ (рис. 2). Всюду энергия столкновения E превышает высоту кулоновского барьера V_B (в области барьера необходимо учитывать эффекты, связанные с проницаемостью).

На рис. 1, 2, кроме кривых $\sigma_r(E)$ (система центра масс), даны кривые σ_0^T - сечения образования компаунд-ядра, вычисленные Томасом [3] в приближении прямоугольной поглощающей ямы.

Сравнивая сечение $\sigma_r(E)$, полученное в данной работе, с $\sigma_0^T(E)$, мы видим, что они очень близки друг к другу и практически совпадают. Это сравнение позволяет предположить, что при энергии, приблизительно равной высоте барьера $E = V_B$, $\sigma_r(E)$ описывается кривой $\sigma_0^T(E)$.

На рис. 2 черными кружками даны результаты вычисления σ_r , полученные Ауэрбахом и Портером по оптической модели. Как видно, данные Ауэрбаха и Портера хорошо согласуются с результатами квазиклассической теории. На тех же рисунках крестами обозначены экспериментальные результаты [4]. Согласие теории с экспериментом удовлетворительное.

Сделаем несколько замечаний. Кривые при σ_r и σ_0^T практически совпадают, однако по физическому содержанию они различны.

$\sigma_r(E)$ описывает поведение суммарного сечения всех процессов неупругого типа, одним из которых является сечение образования компаунд-ядра в результате полного слияния атомных ядер. Это сечение вычислено на основе информации, полученной из анализа экспериментов по упругому рассеянию тяжелых ионов. Поэтому можно надеяться, что кривые $\sigma_r(E)$ вычислены с достаточной степенью достоверности.

Что касается кривых $\sigma_0^T(E)$, полученных на основе весьма упрощенной модели, то в настоящее время известно, что они удовлетворительно описывают $\sigma_r(E)$ - сечение деления при взаимодействии тяжелых ионов с делящимися ядрами-мишенями. Однако в этом случае нельзя считать, что единственной возможностью для процесса деления является предварительное образование компаунд-ядра. Весьма большой вклад в этот процесс могут внести передача нуклона ядру-мишени или неупругое рассеяние тяжелого иона, сопровождающиеся возбуждением ядра-мишени. Второй стадией процесса взаимодействия может стать деление тяжелого ядра.

Эта точка зрения подтверждается сравнением кривых $\sigma_0^T(E)$ с $\sigma_r(E)$, полученных на эксперименте при бомбардировке тяжелых, но неделящихся ядер. Во многих работах уже было отмечено, что в этом случае сечение $\sigma_0^T(E)$ является слишком большим.

Этот факт станет ясным, если учесть результаты работы [5], в которой показано, что при периферических столкновениях слияние ядер становится энергетически невыгодным - образованная ими сложная система должна обладать большим угловым моментом и будет поэтому неустойчивой по отношению к обратному развалу.

С этой точки зрения образование компаунд-ядра становится возможным лишь

в том случае, если его угловой момент не будет превышать некоторого критического значения ℓ крит.

Проведенные расчеты показывают, что при $E > V_B$ сечение образования компаунд-ядра меньше томасовского $\sigma_0 < \sigma_0^T$. Кроме того, изменяется характер зависимости σ_0 от энергии E : в противоположность $\sigma_0^T(E)$ $\sigma_0(E)$ с ростом E убывает.

Выводы работы^{/5/} были подтверждены выполненной одновременно экспериментальной работой^{/8/}, а также опубликованной позже работой^{/7/}.

Например, в^{/6/} исследовалось отношение сечений образования изомерной пары Sc^{44} в реакциях с тяжелыми ионами. Авторы этой статьи пришли к заключению, что изотопы ядра Sc образуются в реакциях с параметрами столкновения, соответствующими угловым моментам, меньшим чем $\ell = 25$. В частности, была рассмотрена реакция $S^{32}(O^{16}; \alpha, n)$.

Используя результаты работы^{/5/}, можно построить приближенные кривые зависимости ℓ от A атомного веса компаунд-ядра, образованного в реакциях с участием ионов C^{12} и O^{16} . Эти кривые представлены на рис. 3. Экстраполируя кривую для O^{16} к точке $A = 48$, получим для критического углового момента значение $\ell_{крит.} = 21$.

Таким образом, экспериментальные и теоретические данные согласуются.

Следует заметить, что подобное совпадение нельзя переоценивать, так как и теория, и экспериментальный анализ являются приближенными. Однако можно утверждать, что указанный эффект имеет место.

3. Сечение полного слияния ядер при $E < V_B$

Интересно также вычислить сечение полного слияния $\sigma_0(E)$ атомных ядер при энергии, меньшей кулоновского барьера V_B .

Поскольку на примере упругого рассеяния и сечения реакции было выяснено, что квазиклассическое приближение является достаточно хорошим, разумно использовать его и в этом случае.

При $E < V_B$ эффективные значения углового момента относительного движения невелики. Поэтому не будет никаких ограничений на процесс образования компаунд-ядра.

Сечение $\sigma_0(E)$ можно записать в виде:

$$\sigma_0(E) = \frac{\pi h^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) P(\ell, E), \quad (8)$$

где $P(\ell, E)$ - проицаемость барьера. $P(\ell, E)$ можно вычислить, используя обычное ВКБ-приближение. Помимо кулоновского и центробежного потенциала, должен быть учтен и ядерный потенциал. В качестве последнего использован также потенциал Саксона-Вуда с той же самой системой параметров, что и в предыдущих расчетах.

Результаты вычислений на электронной машине (точность вычислений $\sigma_0(E)$ равна 1%) представлены на рис. 4 для трех реакций: I. $C^{12} + Au^{197}$, II. $N^{14} + Au^{197}$, III. $O^{16} + Au^{197}$. Пунктирными кривыми обозначены результаты Томаса для соответствующих случаев.

Из рис. 4 видно, что кривые $\sigma_0(E)$ сдвинуты по отношению к кривым $\sigma_0^T(E)$ в сторону больших энергий на 4-8 Мэв. Экспериментальные данные^{/8/} свидетельствуют о том, что этот сдвиг действительно существует.

Кроме того, на рис. 5 даны парциальные сечения $\sigma_{\ell}(E)$ для компаунд-ядра, образованного в реакции $C^{12} + Au^{197}$ при энергиях $E = 46; 52$ Мэв ($V_B = 57,3$ Мэв). Среднее значение углового момента $\bar{\ell}(46 \text{ Мэв}) = 5,6$ и $\bar{\ell}(52 \text{ Мэв}) = 6,2$.

4. Замечание об общей картине взаимодействия сложных ядер

Теперь кратко рассмотрим общую картину реакций, вызываемых тяжелыми ионами. Ограничимся для определенности случаем взаимодействия ядер $C^{12} + Au^{197}$ (см. рис. 6).

При энергии $E > V_B$ сумма всех процессов неупругого типа, включая полное слияние сталкивающихся ядер, описывается кривой $\sigma_{\neq}(E)$. В области барьера $E = V_B$, как мы уже отмечали, $\sigma_{\neq}(E) = \sigma_0^T(E)$ (штрихованная кривая). Функция $\sigma_{\neq}(E)$ в этой области нанесена точками. При энергии E , заметно меньшей, чем V_B , кривая $\sigma_{\neq}(E)$, по-видимому, должна идти выше $\sigma_0^T(E)$, так как здесь основную роль будет играть неупругое рассеяние - кулоновское возбуждение.

Предельным случаем реакции неупругого типа является полное слияние атомных ядер. Удельный вес этой реакции при $E > V_B$ особенно велик. На рис. 6 кривая обозначена через $\sigma_0(E)$ (см.^{/5/}). При $E < V_B$ сечение полного слияния двух ядер сдвинуто относительно $\sigma_0^T(E)$ в сторону больших энергий. Учитывая этот сдвиг, кривую $\sigma_0(E)$ в области $E = V_B$ можно представить штрих-пунктирной кривой. Для сравнения на этом же рисунке приведены экспериментальные данные для сечения деления $\sigma_f(E)$ ^{/8/}.

Разница между $\sigma_c(E)$ и $\sigma_0(E)$ представляет вклад неупругих процессов различного рода: прямого деления, мультинуклонных и однонуклонных передач, возбуждения сталкивающихся ядер. Из рисунка 6 видно, что роль этих процессов с увеличением энергии растет.

Для уточнения общей картины желательны дальнейшие экспериментальные исследования.

Л и т е р а т у р а

1. B.N.Kalinkin, T.P.Kochkina, B.I.Pustylnik. Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, University of California Press, Berkeley and Los Angeles (1963).
2. E.H.Auerbach, C.E.Porter. Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, University of California Press, Berkeley and Los Angeles (1963).
3. T.D.Thomas. Phys. Rev., 116, 703 (1959).
4. B.Wilkins, G.Igo. Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, University of California Press, Berkeley and Los Angeles (1963).
5. Б.Н.Калинкин, И.Ж.Петков. Препринт ОИЯИ, Р-1347, Дубна, 1963.
6. В.В.Бредель, Б.А.Гвоздев, В.А.Фомичев. Препринт ОИЯИ, Р-1277, 1963.
7. Г.Кумпф, В.А.Карнаухов. Препринт ОИЯИ, Р-1385, Дубна, 1963.
8. С.А.Барабошкин, А.С.Карамян, Г.Н.Флеров. ЖЭТФ, 32, 1294, 1957.
9. A.E.Larsh, G.E.Gordon, T.Sikkeland, I.R.Walton. Proc. of the Second Conf. on Reactions between Complex Nuclei, John Wiley and Sons, N.Y.London (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июня 1964 г.

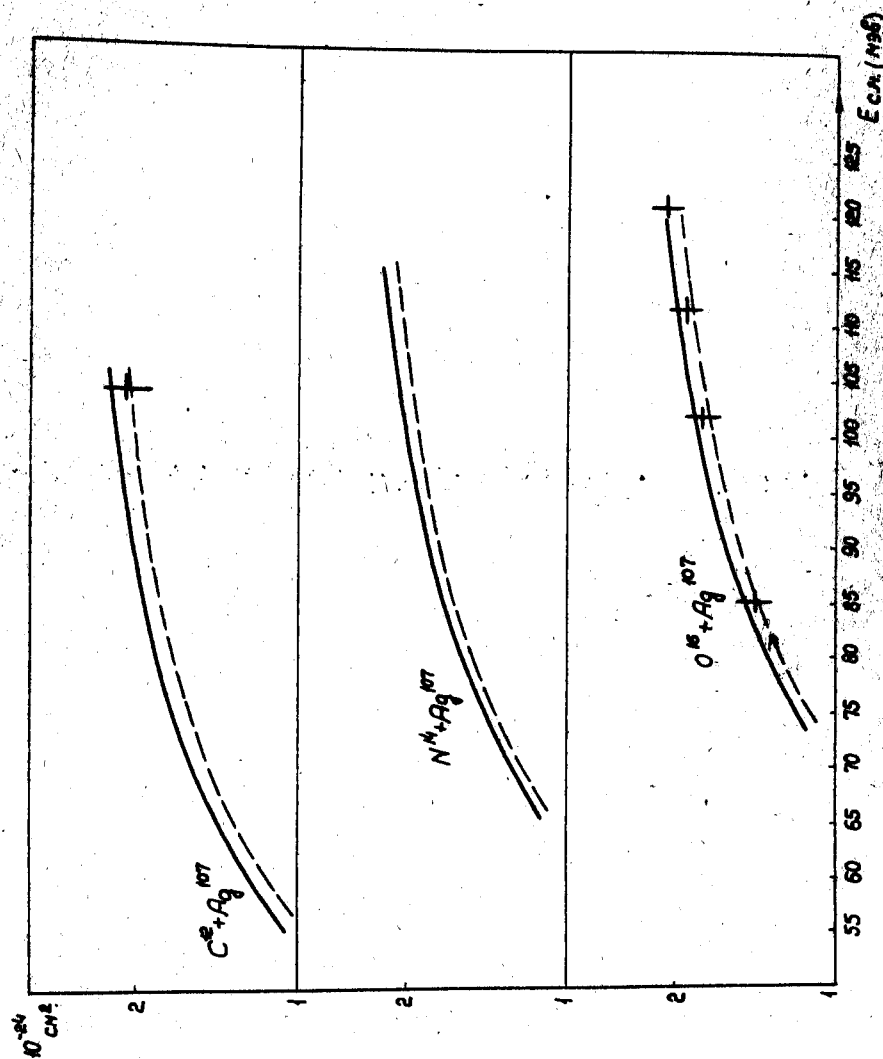


Рис. 1. Сечения реакции $\sigma(E)$ Ядро-мишень Ag¹⁰⁷.

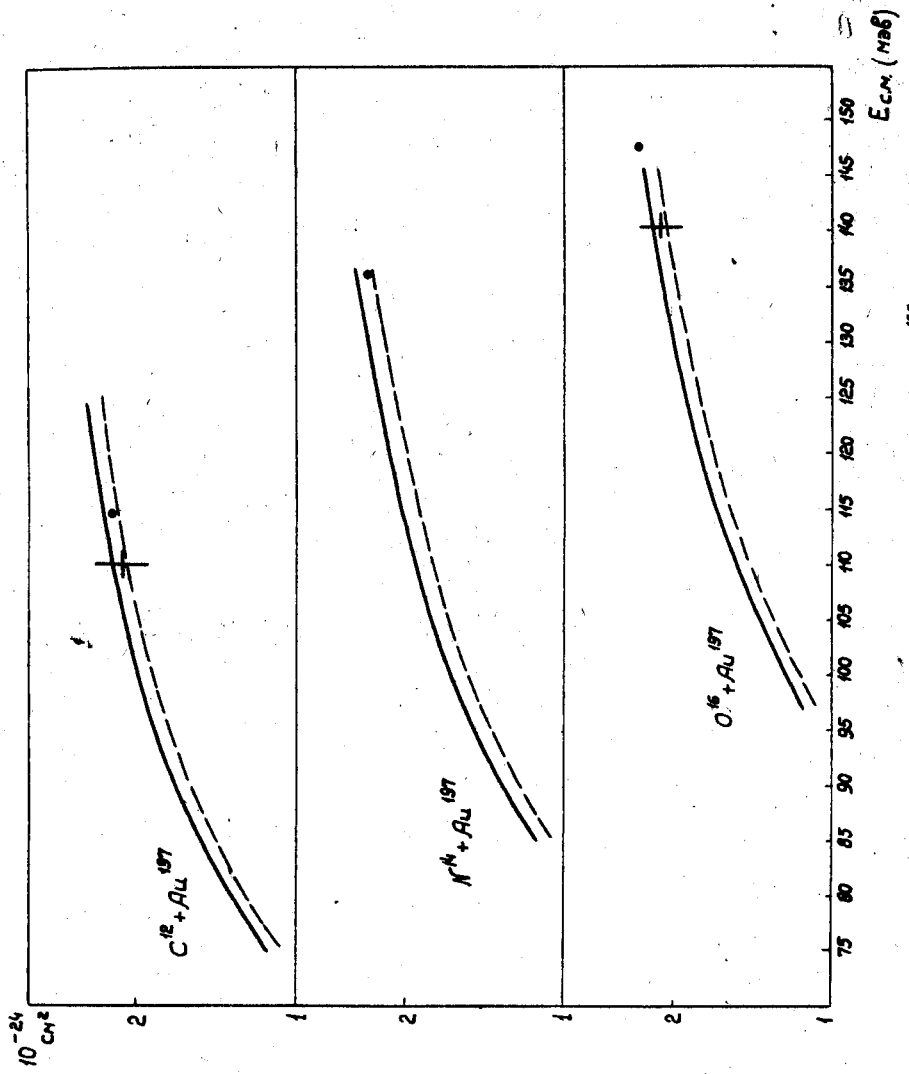


Рис. 2. Сечения реакции $\sigma_r(E)$. Ядро-мишень Au^{197} .

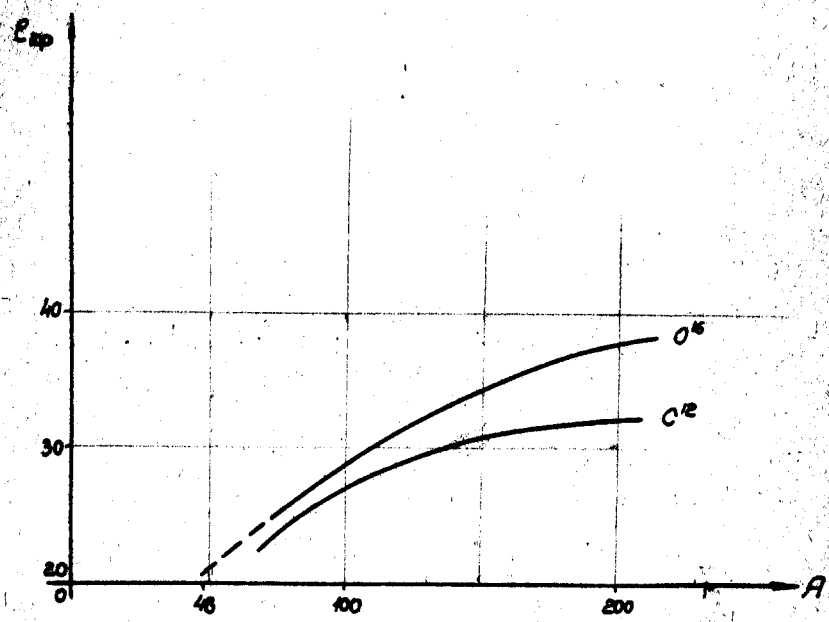


Рис. 3. Зависимость $l_{\text{крит.}}$ от A .

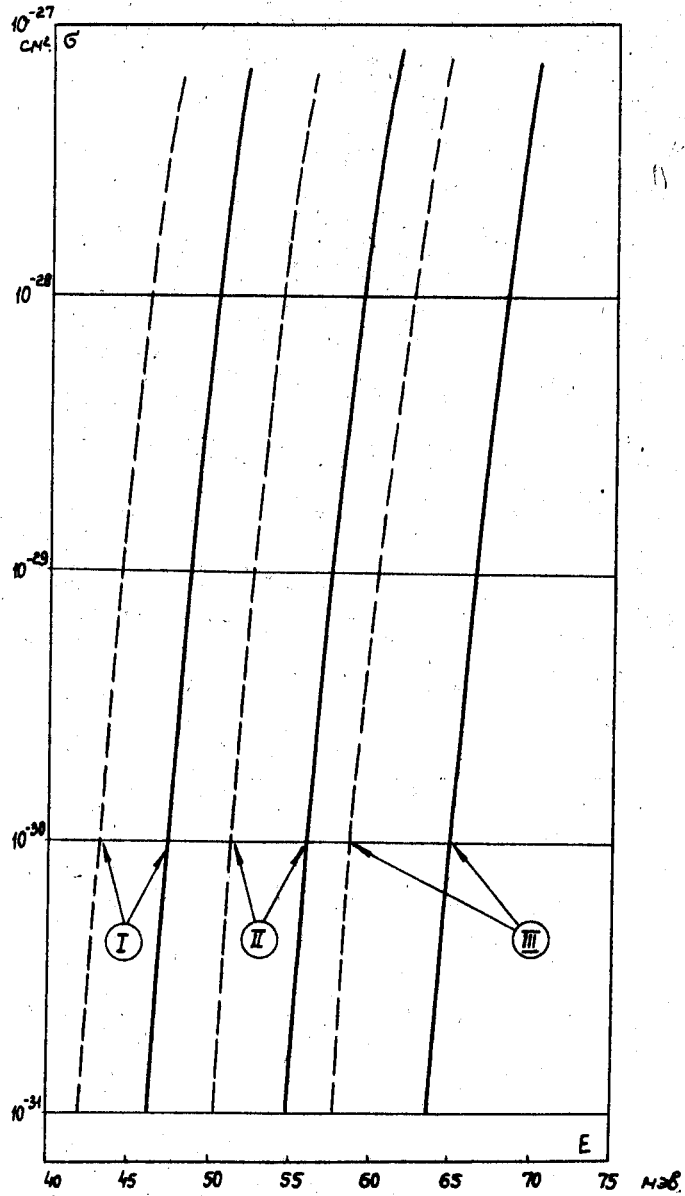


Рис. 4. Сечение полного слияния ядер $\sigma_0(E)$ при $E < V_B$. Ядро-мишень ^{197}Au .

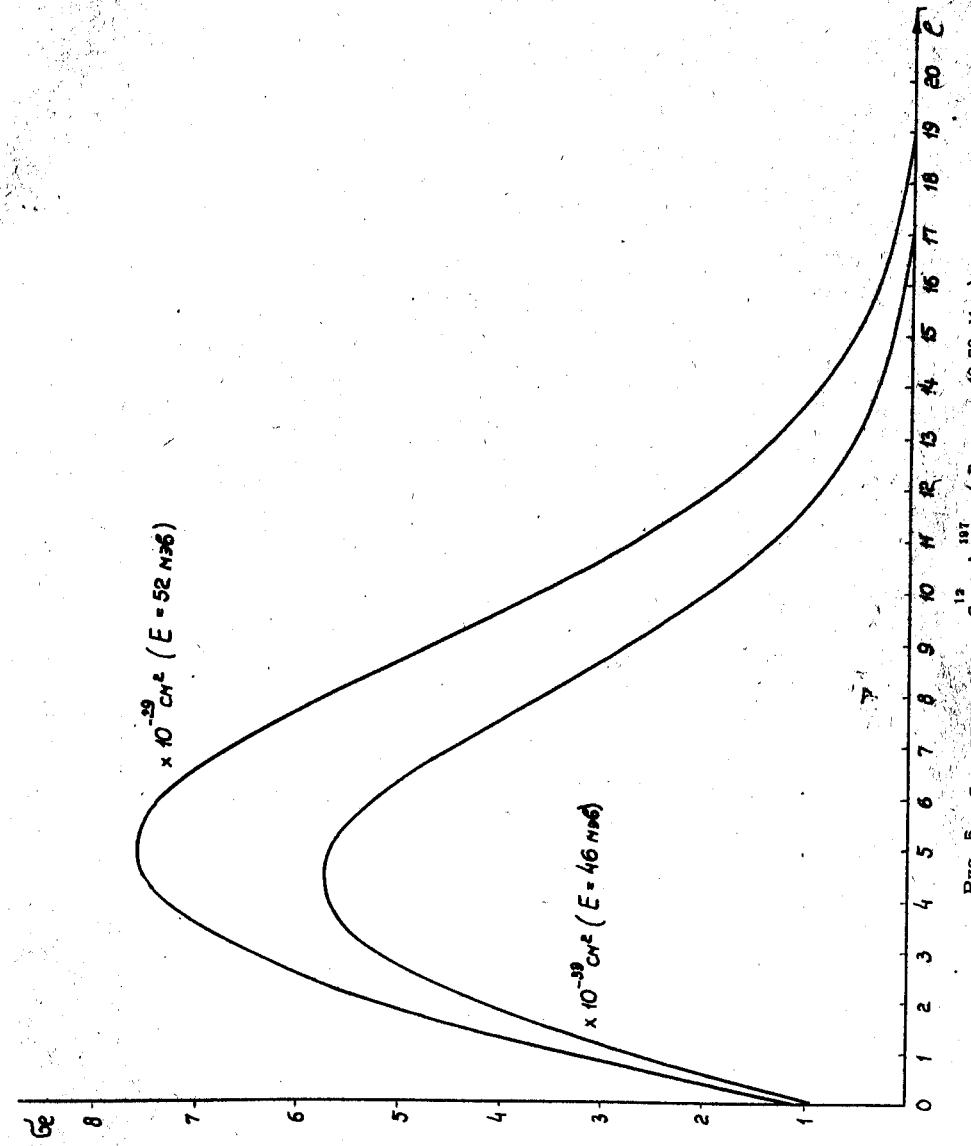


Рис. 5. σ_1 для реакции $\text{C}^{12} + \text{Au}^{197}$ (в ш.м. = 46,52 МэВ).

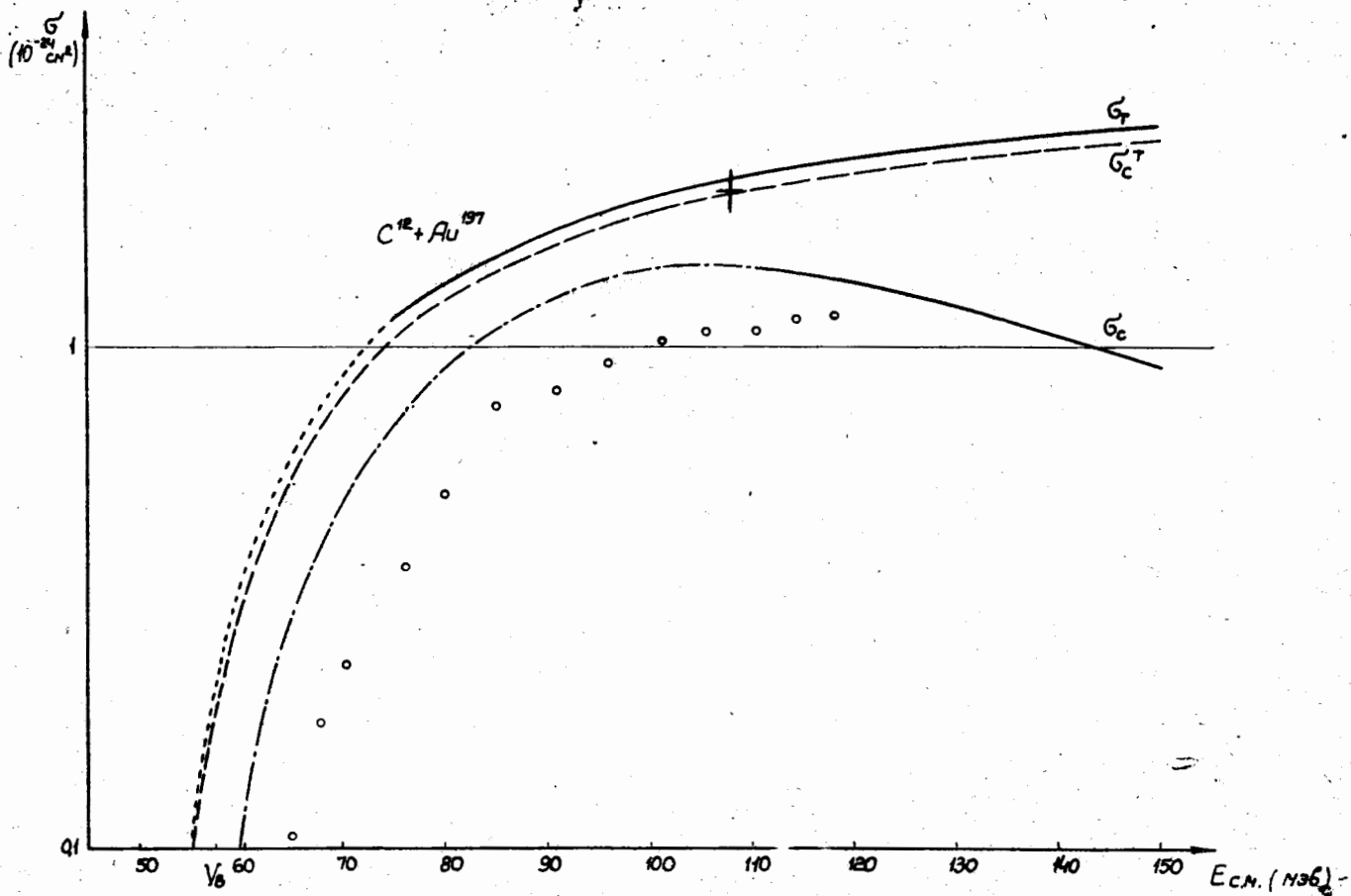


Рис. 6. $\sigma_T(E)$, $\sigma_c^T(E)$ и $\sigma_c(E)$ для реакции $C^{12} + Au^{197}$.