

К-172

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

12/v-70



P4 - 5019

Б.Н. Калинин, И.Ж. Петков

РЕАКЦИЯ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

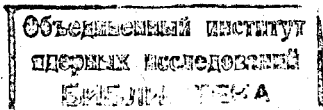
1970

P4 - 5019

Б.Н. Калинин, И.Ж. Петков

РЕАКЦИЯ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР

Направлено в "Acta Phys. Polonica"



1. Введение

Систематическое изучение реакций между сложными ядрами, проведенное в последние годы, показало, что существенный вклад в полное сечение реакции σ_T дают различные процессы прямого типа. При увеличении энергии столкновения их доля растет. Поэтому проведенные на первой стадии исследования - теоретические оценки ^{/1,2,3/} сечения образования составного ядра в результате полного слияния сталкивающихся частиц теперь следует рассматривать как оценки полного сечения реакции.

Дальнейшее изучение этого вопроса ^{/4/} позволило сделать вывод, что основной причиной, приводящей к уменьшению сечения полного слияния ядер, является ограничение на максимальное значение углового момента компаунд-системы, вытекающее из рассмотрения баланса энергии.

В работе авторов ^{/4/} развита приближенная теория, позволяющая вычислить максимальное (критическое) значение углового момента образующейся компаунд-системы и связать его с сечением полного слияния ядер при различных энергиях. Однако отсутствие надежных экспериментов в этой области долгое время сдерживало развитие указанной модели.

Очень интересные эксперименты, выполненные недавно двумя группами физиков /5,6/, подтверждают предложенную нами ранее модель /4/.

Работы /5,6/ побудили нас вновь вернуться к обсуждению проблемы. В этой статье мы высказываем новые соображения, которые могут оказаться полезными при дальнейшем изучении процесса полного слияния ядер.

В разделе 2 кратко излагается сущность модели, развитой в работе /4/ и дается сравнение с новыми экспериментами /5,6/. В разделе 3 обсуждаются следствия, которые могут способствовать получению информации о свойствах сильно разогретых ядер.

Обобщению модели на случай взаимодействия тяжелых ионов с деформируемыми ядрами посвящен раздел 4.

Обсуждение результатов дано в заключительном разделе 5.

2. Реакция полного слияния двух сферических ядер

В работе /4/ допускается, что если при определенном расстоянии наибольшего сближения ядер происходит их полное слияние, то образующееся компаунд-ядро имеет форму эллипсоида. Естественно, большая полуось эллипсоида $a(E, \ell)$ зависит от энергии E и значения углового момента ℓ . Эту зависимость можно приближенно рассчитать, зная характер взаимодействия ядер (используя, например, результаты феноменологического анализа упругого рассеяния ядер /7/). Малая полуось может быть определена из условия сохранения объема до и после столкновения. Таким образом, компаунд-ядро - это вращающееся деформированное ядро с зарядом $Z = Z_1 + Z_2$, массовым числом $A = A_1 + A_2$, обладающее угловым моментом ℓ .

Далее, в этой модели устойчивость формы компаунд-ядра определяется балансом поверхностной, кулоновской и центробежной энергий,

(их сумма обозначается E_N), зависящих от его эксцентриситета $\epsilon = (1 - b^2/a^2)^{1/2}$.

Условие стабильности системы по отношению к малой вариации большой полуоси $a \rightarrow a + \delta a$ может быть записано в виде:

$$\frac{\delta E_N}{\delta a} = \pi s_0 b \left\{ \sqrt{1 - \epsilon^2} + \frac{1}{\epsilon} \arcsin \epsilon \right\} + 3 \frac{1 - \epsilon^2}{\epsilon^2} \left[\sqrt{1 - \epsilon^2} - \frac{1}{\epsilon} \arcsin \epsilon \right] + \frac{9}{10} \frac{(Ze)^2}{a^2 \epsilon^2} \left\{ 1 - \frac{3 - \epsilon^2}{6\epsilon} \ln \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} \right\} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2Ia} \frac{1 + \epsilon^2}{2 - \epsilon^2} > 0, \quad (1)$$

где s_0 - поверхностное натяжение, $I = \frac{1}{5} M A a^2 (2 - \epsilon^2)$ - момент инерции в твердотельном приближении. Последнее предположение является разумным, так как компаунд-ядро возбуждено. Для тех значений ℓ , для которых $\frac{\delta E_N}{\delta a} < 0$, компаунд-ядро не может образоваться. Поэтому уравнение для определения максимального возможного значения (критического) есть:

$$\frac{\delta E_N}{\delta a} = 0. \quad (2)$$

Исследование уравнения (2) численными методами позволяет отыскать решение $\ell_{\text{крит}}$ в зависимости от основных параметров задачи: от r_0 (параметр радиуса), s_0 и E . Удалось установить, что $\ell_{\text{крит}}$ практически не зависит от E в широком интервале энергий. Однако зависимость $\ell_{\text{крит}}$ от s_0 и r_0 весьма сильная.

Тогда между значением $\ell_{\text{крит}}$ и сечением полного слияния ядер σ_0 можно установить простую связь:

$$\sigma_0 \approx \frac{\pi \hbar^2 \left(\ell_k + \frac{1}{2} \right)^2}{2\mu E} \quad (3)$$

(μ - приведенная масса). Было рассчитано сечение σ_0 для ряда реакций, включающих взаимодействие тяжелого иона как с легкими ядрами-мишенями, так и с тяжелыми.

На рис. 1 и 2 приведены результаты вычислений /4/ и экспериментальные данные /5,6/. Относительно рис. 1 следует сделать небольшое замечание. Экспериментальные точки /5/ относятся к реакции $^{16}\text{O} + ^{59}\text{Co}$. Однако легко видеть, что теоретические данные для двух реакций $^{16}\text{O} + ^{59}\text{Co}$ и $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ практически не должны отличаться. Поэтому сравнение, приведенное на рис. 1, вполне законно.

Сопоставление теории и эксперимента дает возможность сделать определенные выводы.

Во-первых, факт реализации критического значения углового момента, предсказанный в работе /4/, имеет место.

Во-вторых, эксперимент подтверждает характер зависимости σ_0 от энергии.

В-третьих, величина относительного вклада σ_0 в полное сечение σ_T в зависимости от массы ядра-мишени предсказана теорией правильно.

3. Проблема тепловых эффектов

Итак, изложенная модель хорошо описывает поведение сечения σ_0 в зависимости от энергии.

Однако здесь возникает серьезный вопрос. При увеличении энергии столкновения все большая часть энергии идет на разогрев компаунд-ядра. Например, в реакции $^{16}\text{O} + ^{59}\text{Co}$ тепловая энергия компаунд-ядра с массовым числом $A=75$ приближенно равна ≈ 90 Мэв, что составляет заметную долю от его полной энергии связи. Кажется маловероятным, чтобы такая большая энергия не повлияла на его свойства. С другой

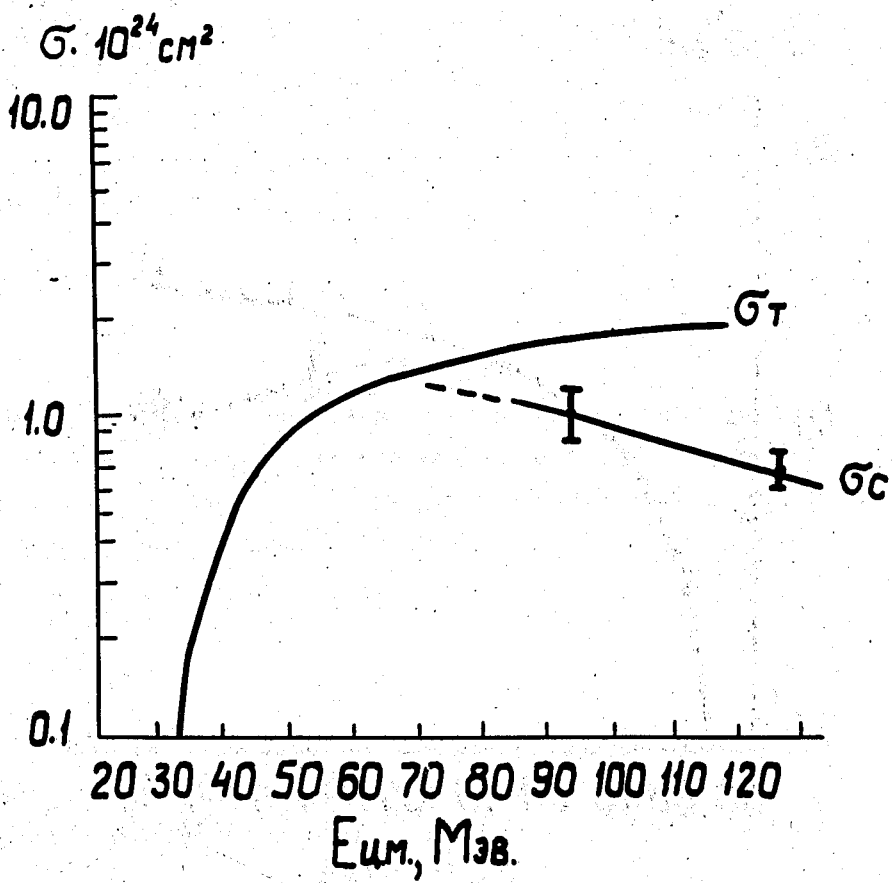


Рис.1. $\sigma_C(E)$ для реакции $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$. $r_0 = 1,28 \text{ f}$; $s_0 = 0,95 \text{ Мэв f}^{-2}$; $I = I_{\text{т.т.}}$ экспериментальные данные из работы /6/.

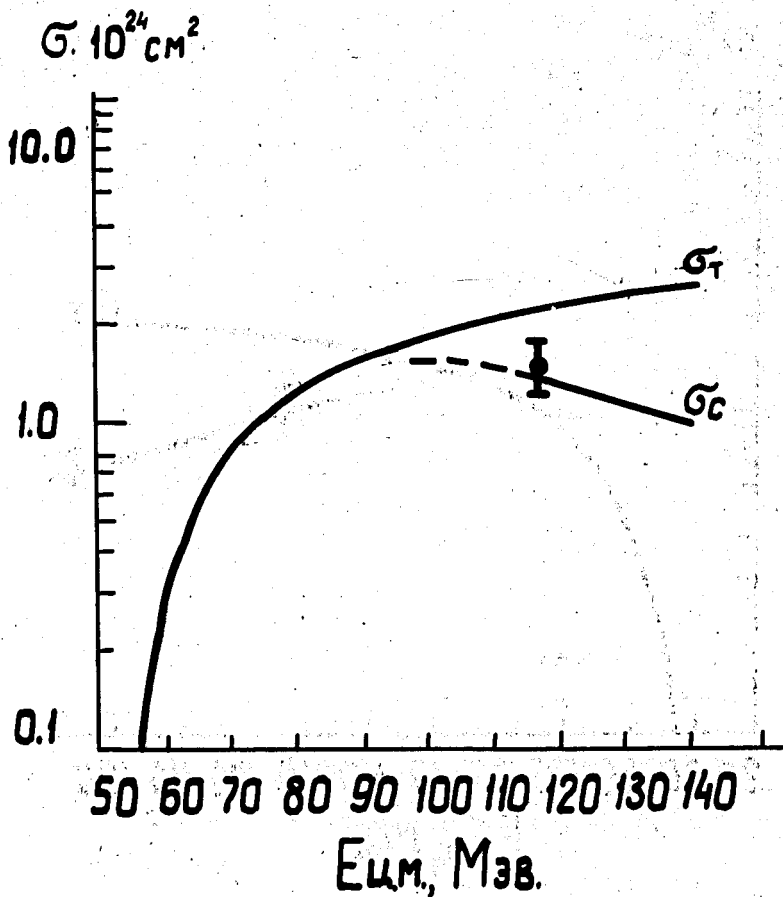


Рис.2. $\sigma_o(E)$ для реакции $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$. Экспериментальная точка из работы /5/.

стороны, факт постоянства $\ell_{\text{крит.}}$ в настоящее время, по-видимому, не следует подвергать сомнению.

Нам представляется разумным преодолеть указанную трудность следующим образом. Из общих соображений ясно, что при разогреве системы ее размеры должны увеличиваться. Следовательно, параметр радиуса r_0 , вообще говоря, следует считать функцией от энергии возбуждения U . Учитывая, что $U/E_{\text{св}}$ ($E_{\text{св}}$ - полная энергия связи) значительно меньше единицы, можно ограничиться линейным приближением и положить:

$$r_0 = \bar{r}_0 (1 + \alpha U), \quad (4)$$

где α - некоторая малая константа, а \bar{r}_0 - значение r_0 при $U=0$.

С другой стороны, естественно считать, что коэффициент поверхностного натяжения s_0 при разогреве ядра уменьшается. Тогда с той же точностью имеем:

$$s_0 = \bar{s}_0 (1 - \eta U), \quad (5)$$

где η - другая малая константа.

Факт постоянства $\ell_{\text{крит.}}$ будет означать в этом случае, что между изменениями параметров r_0 и s_0 с ростом энергии возбуждения должна существовать определенная связь:

$$\ell_{\text{k}}(r_0[U], s_0[U]) = \text{const},$$

$$\delta \ell_{\text{k}} = \frac{\partial \ell_{\text{k}}}{\partial r_0} \frac{\partial r_0}{\partial U} \delta U + \frac{\partial \ell_{\text{k}}}{\partial s_0} \frac{ds_0}{dU} \delta U = 0. \quad (6)$$

Используя (4,5), получаем:

$$\frac{\alpha}{\eta} = \frac{\bar{s}_0}{\bar{r}_0} \left(\frac{\partial \ell_k}{\partial s_0} / \frac{\partial \ell_k}{\partial r_0} \right). \quad (7)$$

Следовательно, возможное увеличение сечения σ_0 с ростом r_0 компенсируется противоположным эффектом, обусловленным уменьшением параметра s_0 .

Непосредственные расчеты для случая реакции $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ дают:

$$\frac{\partial \ell_k}{\partial r_0} \approx 1,12 \cdot 10^2 \text{ f}^{-1}; \quad \frac{\partial \ell_k}{\partial s_0} \approx 2,15 \cdot 10^2 \frac{\text{f}^2}{\text{f}}. \quad (8)$$

и, таким образом, для отношения констант α и η

$$\frac{\alpha}{\eta} \approx 1,5. \quad (9)$$

Заметим, что численные значения (8) для $\frac{\partial \ell_k}{\partial r_0}$ и $\frac{\partial \ell_k}{\partial s_0}$ свидетельствуют о весьма сильной зависимости σ_0 от величин r_0 и s_0 . Например, если $\bar{r}_0 = \text{const}$, а $s_0 = \bar{s}_0 - \delta s_0$, где $\frac{\delta s_0}{\bar{s}_0} \approx 3+4\%$, то

$$\frac{\sigma_0(s_0)}{\sigma_0(\bar{s}_0)} \approx 1,4+1,5.$$

Итак, мы получаем связь между объемной и поверхностной характеристиками сильно возбужденного ядра, которая может оказаться полезной в дальнейшем при анализе высоких возбужденных состояний.

Для непосредственных оценок характеристик ядра необходимо знать абсолютную величину параметров α и η . К сожалению, в настоящее время возможны лишь грубые оценки этих величин. Например, можно воспользоваться результатами исследования термодинамики ядра, проведенного на основе модели ферми-газа /8/.

Внося поправки, учитывающие принятые сейчас значения основных параметров ядра, в полученные соотношения, для константы α имеем:

$$\alpha \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-1} \quad (10)$$

Тогда для константы η получаем:

$$\eta \approx 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-1} \quad (11)$$

Значения (10) и (11) для констант α и η обеспечивают малость поправок αU и ηU при энергии возбуждения $U \approx 100$ Мэв. Поэтому линейное приближение (4) и (5) справедливо.

Интересно оценить теперь относительное изменение некоторых "макроскопических" характеристик ядра $A=75$ при энергиях возбуждения порядка 100 Мэв. Несложный расчет показывает, что это изменение составляет: для плотности $\frac{\Delta \rho}{\rho} = 12\%$, для поверхностной энергии $\frac{\Delta E_s}{E_s} \approx 5\%$, для коэффициента жесткости $\frac{\Delta C_2}{C_2} \approx 6\%$.

4. Реакция слияния на деформированном делящемся ядре

Модель, которая обсуждалась в разделах 2,3, приспособлена для описания реакции полного слияния двух сферических ядер. Приведем кратко соображения, которые можно использовать для анализа реакции полного слияния на деформированных делящихся ядрах.

В этом случае желательно эффективно использовать ту информацию, которая имеется о таких ядрах-мишенях. В настоящее время известно,

что значение параметра деформации β , соответствующее равновесной форме ядер урановой группы, находящихся в основном состоянии, равно приближенно $\beta_0 \approx 0,25$. Кроме того известно, что барьер деления для ядер этой же группы составляет 5-6 Мэв. Этот барьер соответствует разности энергии деформации $W(\beta)$ для двух значений параметра β : β_{\max} и β_0 (β_{\max} - точка, в которой $W(\beta_{\max})$ достигает максимального значения). Оценки приводят к значению для $\beta_{\max} = 0,5 + 0,6$ /9/. Таким образом:

$$V_f \approx W(\beta_{\max}) - W(\beta_0). \quad (12)$$

Сделаем предположение, что в результате реакции слияния образуется компаунд-ядро, энергия деформации которого имеет тот же вид, что и у ядра-мишени.

Учитывая тот факт, что функция $W(\beta)$ включает эффекты изменения поверхностной и кулоновской энергий, а также оболочечной поправки как функции β , можно вместо дифференциального условия (2) устойчивости компаунд-ядра написать аналогичное условие в конечных разностях.

Для этого достаточно заметить, что рост энергии деформации $W(\beta)$ в интервале значений переменной β от β_0 до β_{\max} должен быть скомпенсирован изменением вращательной энергии $T_{\text{вращ.}}(\beta, \ell)$. Отсюда для определения ℓ_k получаем соотношение

$$T_{\text{вращ.}}(\beta_0, \ell_k) - T_{\text{вращ.}}(\beta_{\max}, \ell_k) \cong \frac{160}{A R_0^2} (\beta_{\max} - \beta_0) \ell_k^2; \quad (13)$$

или

$$\ell_k \approx R_0 \left[\frac{A V_f}{160 (\beta_{\max} - \beta_0)} \right]^{1/2}.$$

где R_0 - средний радиус компаунд-ядра, A - его массовое число, V_f выражается в Мэв, а R_0 в ф.

При выводе формулы (13) было использовано выражение для момента инерции $J(\beta)$ деформированного ядра ^{/10/}: $J(\beta) \approx \frac{2}{5} AMR_0^2 (1 + 0,31\beta)$.

В конкретном случае ядра с $A \approx 250$, $r_0 = 1,2f$, $V_f \approx 5$ Мэв и $\beta_{\max} - \beta_0 \approx 0,25 + 0,30$ получаем, что $l_k = 40$. Подчеркнем, что как и прежде, на первой стадии мы не учитываем изменения характеристик ядра, обусловленного его "разогревом".

Сечение слияния ядер при столкновении ионов, с деформированным ядром при надбарьерных энергиях определим, вычисляя площадь проекции эллипсоида на плоскость, перпендикулярную импульсу падающих частиц. Это сечение будет определяться частью площади "тени" ядра, во всех точках которой момент частицы $l \leq l_k$.

Если $F(x, y, z) = 0$ - уравнение эллипсоида, то уравнение для кривой, огибающей "тень" ядра на плоскости XOY (импульс частицы направлен по оси OZ), найдем, исключая переменную z из системы (подробности см. в ^{/11/}):

$$F(x, y, z) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial z} F(x, y, z) = 0. \quad (14)$$

В результате получим:

$$\frac{x^2}{d^2(\Theta)} + \frac{y^2}{b^2} - 1 = 0, \quad (15)$$

где $d(\Theta) = a(1 - \epsilon^2 \cos^2 \Theta)^{1/2}$,

Θ - угол между направлением импульса частицы и осью симметрии ядра-мишени.

Область тени эллипсоида, ограниченная прямыми $x = \pm \frac{\ell_k}{k}$ (k - импульс частицы), соответствует сечению полного слияния ядер при фиксированной ориентации ядра-мишени. После усреднения по углу Θ для сечения получаем:

$$\sigma_0(E) = \frac{1}{2} \pi a b \left(\sqrt{1-\epsilon^2} + \frac{1}{\epsilon} \arcsin \epsilon \right) - \frac{2ab}{\epsilon} \int_0^{\xi} \frac{\sqrt{1-y^2}}{\sqrt{1-y^2}} \left(\arcsin \frac{\Lambda}{\sqrt{1-y^2}} - \Lambda \frac{\sqrt{1-y^2-\Lambda^2}}{1-y^2} \right) dy. \quad (16)$$

В формуле (16) $\Lambda = \frac{\ell_k}{k \cdot a}$ - безразмерный параметр, $\xi = \epsilon$, если $\epsilon < \sqrt{1-\Lambda^2}$ и $\xi = \sqrt{1-\Lambda^2}$, если $\epsilon > \sqrt{1-\Lambda^2}$.

Рассмотрим теперь случай реакции полного слияния ядер ^{12}C и ^{238}U . Зависимость сечения полного слияния σ_0 от безразмерного параметра Λ представлена на рис. 3. На рис. 4 дано сечение σ_0 как функция энергии ионов ^{12}C при различных V_f . Кружком обозначено положение экспериментальной точки при $E \approx 125$ Мэв. Эта точка дает лишь приблизительное значение $(\sigma_0)_{\text{эксп}}$, так как фактически измерялось сечение $\sigma_T(200 \text{ f}^2)$ и на основании ряда фактов делались оценки вклада процессов, идущих без образования компаунд-ядра (суммарный вклад последних составляет $\approx 25\%$ от $\sigma_0^{12/}$). Учет этого обстоятельства приводит к $\sigma_0(E \approx 125 \text{ Мэв}) \approx 150 \text{ f}^2$. Как видно из рис. 4,

$$(\sigma_0(E = 125 \text{ Мэв}))_{\text{теор.}} \approx 150 \text{ f}^2 \quad \text{при } V_f \approx 5 \text{ Мэв.}$$

Таким образом, несмотря на то, что компаунд-ядро обладает довольно большой энергией возбуждения ($U \approx 90$ Мэв), величина барьера деления V_f остается практически прежней.

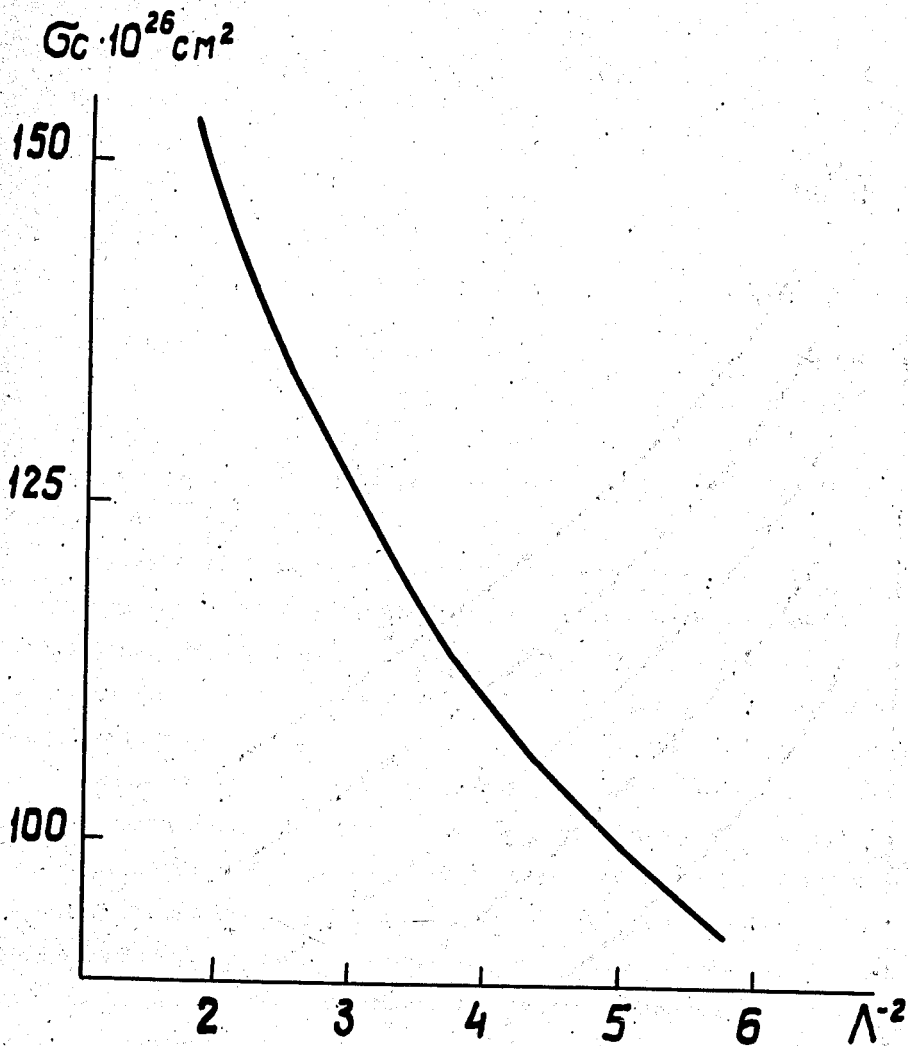


Рис.3. $\sigma_0(\Lambda)$ для реакции $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$, $\Lambda = \frac{2k}{ka}$

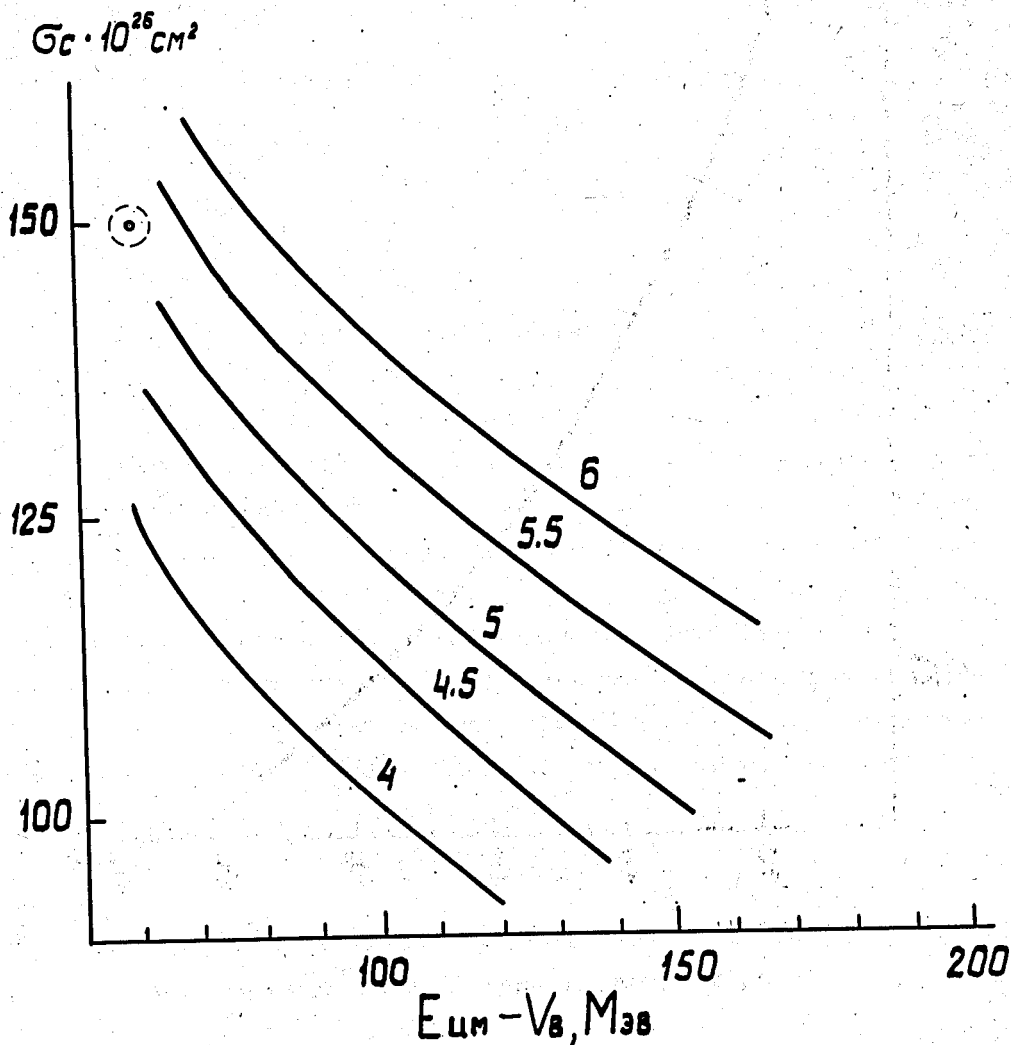


Рис.4. Зависимость сечения полного слияния ядер ^{12}C и ^{238}U от энергии при $V_f = 4, 4,5; 5,5; 6$ Мэв; $V_B \approx 65$ Мэв. Экспериментальная точка взята из работы [127].

Если следовать современным представлениям о природе факторов, определяющих величину V_1 , то остается предположить, что оболочечные эффекты достаточно четко проявляются даже при таких больших энергиях возбуждения (жидкокапельная часть в энергии деформации $W(\beta)$, как было выяснено в разделе 3, меняется мало).

5. Заключение

Соображения, приведенные в данной статье, являются весьма приближенными. Мы обсудили лишь качественную сторону проблемы, что на первой стадии изучения является вполне естественным.

Желательно дальнейшее развитие модели, описывающей реакцию полного слияния ядер.

Работы ^{/5,6/} показали, что экспериментальные исследования в этом направлении вполне реальны. Кроме того, весьма возможно, что реакция полного слияния ядер станет ценным инструментом для получения информации о некоторых свойствах ядер в сильно возбужденных состояниях (как это было отмечено нами в разделах 3,4).

С этой точки зрения было бы очень полезно расширить экспериментальные исследования по крайней мере в двух направлениях.

1. Необходимо в экспериментах типа проведенных в работах ^{/5,6/} перейти к более высоким энергиям (порядка 20 Мэв/нуклон) с тем, чтобы выяснить, как далеко простирается предсказанная зависимость $\sigma_c(E)$. Возможные нарушения этой зависимости в принципе могут быть связаны с эффектами сильного "разогрева" ядра.

2. Необходимо увеличить точность выделения канала реакции полного слияния ядер. В особенности это относится к реакциям на тяжелых ядрах-мишенях, анализ которых поможет сделать более определенные

заклучения о величине таких характеристик как изменение барьера деления при высоких температурах.

Л и т е р а т у р а

1. T.D. Thomas. Phys.Rev., 116, 703 (1959).
2. В.В. Бабилов. ЖЭТФ, 38, 274 (1960).
3. С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Препринт ОИЯИ, Р-1162, 1962.
4. Б.Н. Калинин, И.Ж. Петков. Acta Phys.Pol., 25, 265 (1964).
5. R. Bimbot, M. Lefort, A. Simon. Journ. Phys., 29, 563 (1968).
6. L. Kowalski, J.C. Jodogne, J.M. Miller. Phys.Rev., 169, 894 (1968).
7. B.N. Kalinkin, T.P. Kochkina and B.I. Pustyl'nik. Proc. Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei (University of California Press, Berkeley and Los Angeles 1963).
8. Le Couteur, K.J. Proc. Soc., 63A, 259 (1950).
9. В.М. Стругинский. "Лекции". Всесоюзная летняя школа по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях, Обнинск, 1966.
10. П.Э. Немировский. Современные модели атомного ядра, Атомиздат, 1960.
11. А.Г. Ситенко. ЖЭТФ, 36, 793, 1959.
12. V.E. Viola, T. Sikkeland. Phys.Rev., 128, 767 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел

31 марта 1970 года.