СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 7312

Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков

РЕАКЦИЯ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7312

Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков

РЕАКЦИЯ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР

I. ВВЕДЕНИЕ

"Новая область ядерной физики - изучение процессов с участием тяжёлых ионов - развивается в последние годы исключительно бурными темпами. Первая реакция некоторых исследователей на появление этого направления как на нечто экзотическое прошла, и эта область заняла прочное положение в ряду средств исследования ядра.

В самом деле, несмотря на довольно короткую историю существования, "физика тяжёлых ионов"в целом ряде случаев оказалась более эффективной по сравнению с обычными реакциями. Широко известна роль реакций между сложными ядрами в извлечении спектроскопической информации о ядре (метод кулоновского возбуждения), в синтезе новых ядер в трансурановой области (реакции слияния ядер), в синтезе тяжёлых изотопов лёгких элементов (реакции мультинуклонной передачи) и т.д. Это вовсе не означает, что новая область перекрывает возможности традиционных направлений. Речь идёт о прекрасном дополнении к прежним методам исследования, открывающем новые возможности.

Развитие нового направления продолжается. Если в настоящее время ускорители дают интенсивные пучки тяжелых ионов с зарядом до Z = 18 - 20 и предпринимаются попытки ускорять ядра с z = 54, то в ближайшее время ситуация, по-видимому, сильно изменится: планируются и строятся ускорители, способные давать пучки ядер практически всех элементов Периодической таблицы. Это позволяет надеяться, что в ближайшем будущем станет реальным исследование качественно новых процессов.

Очевидно, что для их теоретического анализа совершенно недостаточно использовать методы, развитые для описания более простых процессов, протекающих при взаимодействии нуклона или γ - кванта с ядром..."

Мы позволили себе привести здесь довольно длинную выдержку из начала обзора /1/, опубликованного в 1971 г. и посвященного учету влияния мощных кулоновских сил на ход процессов между сложными ядрами, так как эти слова в равной мере можно предпослать и новой теме, о которой речь пойдет ниже.

Уточнением, которое следовало бы сегодня сделать, является констатация факта, что ядра Xe (Z =54) ускорены [2,3], и это, несомненно, крупный успех коллектива экспериментаторов Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

На первый взгляд рассмотрение процесса образования компаунд-ядра в результате слияния сталкивающихся сложных ядер не обещает быть слишком интересным объектом исследования. В самом деле, образование и распад компаунд-ядер - это одна из древнейших областей теоретической ядерной физики. Ей посвящены сотни работ , в которых изучено столкновение различных частиц(протонов, нейтронов, дейтронов, α -частиц, γ -квантов) с ядром-мишенью. Казалось бы, тяжелые ионы не составят из ряда вон выходящего исключения, не вписывающегося в уже исследованные закономерности.

Однако факты, накопленные к настоящему времени, и соображения, выдвинутые в этой связи, свидетельствуют о том, что ситуация здесь совсем не проста и мы сталкиваемся с качественно новыми эффектами. Это тем более важно, что через стадию образования компаунд-ядра протекают процессы, соответствующие, как правило, наиболее интенсивным каналам реакции.

2. ПЕРВЫЕ МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПАУНД-ЯДРА

Прежде всего кратко сформулируем основные результаты, полученные в первых подходах к этой проблеме. Изложение в таком плане представляет интерес и с методической точки зрения.

Центральным пунктом является изучение важнейшей характеристики реакции - сечения образования компаунд-ядра. Вполне естественно, что в первых работах эта величина исследовалась по схеме, проверенной на обычных реакциях. При этом использовались весьма грубые предположения о форме ядерного взаимодействия между сталкивающимися ядрами.

Такого рода попыткой явилась работа Томаса [4], выполненая еще в 1959 году. В ней рассмотрены два варианта. Первый из них опирается на предположение о том, что сталкивающиеся ядра имеют четко определенные границы (приближение прямоугольной ямы). Кроме того, полагается, что когда расстояние между центрами сталкивающихся ядер r становится меньше $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ –суммарного их радиуса, то происходит полное поглощение, т.е. образование компаунд-ядра. Для численных расчетов Томас использовал известную формулу [5], согласно которой сечение образования компаунд-ядра σ_r равно:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{4KRS_\ell}{\Delta_\ell^2 + (KR + S_\ell)^2} , \qquad (2.1)$$

где $S_\ell = kR / (F_\ell^2 + G_\ell^2)$, $\Delta_\ell = kR(F_\ell F_\ell' + G_\ell G_\ell')/(F_\ell^2 + G_\ell^2)$,

$K = (k^2 + K_0^2)^{1/2}$, $\lambda = 1/k$; $K_0 = 10^{13}$ см$^{-1}$; $F_\ell' = dF_\ell/d(kr)$; $G_\ell' = dG_\ell/d(kr)$,

причем F_ℓ, G_ℓ -кулоновские волновые функции. Остальные обозначения очевидны. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными по делению, имевшимися к тому времени, привело к необходимости выбрать значение $r_0 \simeq 1{,}5\phi$ (как видно из (I), r_0 является единственным параметром этой модели).

Характерный вид кривой $\sigma_r(E)$ дан на рис.I. В качестве примера выбрана реакция $^{12}C + ^{197}Au$.

Аналогичный результат был получен Бабиковым [6] с помощью приближенного аналитического выражения для σ_r .

Обращает на себя внимание тот факт, что значение $r_0 \simeq 1{,}5\phi$ является слишком большим с точки зрения известных данных о размерах участвующих в реакции ядер.

В связи с этим Томас рассмотрел другую модель, в которой попытался учесть наличие диффузного слоя на границе ядер. Эффективный потенциал взаимодействия, являющийся суммой кулоновского, центробежного и ядерного потенциалов, был аппроксимирован параболой. Вычисляя проницаемость через барьер такого типа, Томас получил сечение σ_r как функцию от энергии столкновения. В этом случае для r_0 получается значение $r_0 \simeq 1{,}17\phi$. Однако использование параболического приближения для эффективного потенциала является слишком грубым.

Более последователен подход, основанный на квазиклассическом варианте оптической модели упругого рассеяния сложных ядер, развитом в ряде работ [7] .Было установлено, во-первых, что квазиклассическое приближение обладает высокой точностью (путем сравнения с квантовомеханической теорией [8])и, во-вторых, что результаты очень чувствительны к выбору значений радиуса взаимодействия и ширины диффузного слоя. Набор параметров в такой оптической модели оказался весьма стабильным: практически одинаковым для различных комбинаций ионов и ядер-мишеней. Значение $r_0 \simeq 1{,}27 f$. является средней величиной для легких и тяжелых ядер. При вычислении сечения образования компаунд-ядра σ_r этот параметр уже не является подгоночным: его значение определено из анализа данных по упругому рассеянию тяжелых ионов. Использование известной формулы

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(1-|h_\ell|^2); \quad h_\ell = exp(2i\delta_\ell) \tag{2.2}$$

в случае квазиклассического варианта оптической модели приводит к следующему выражению для сечения:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_2} (2\ell+1) \begin{cases} 1 & \ell \le \ell_1, \\ 1-\left(\frac{\ell-\ell_1}{\ell_2-\ell_1}\right)^2; & \ell_1 \le \ell \le \ell_2, \\ 0 & \ell \ge \ell_2. \end{cases} \tag{2.3}$$

Здесь нашел отражение тот факт, что парциальные волны с угловым моментом $\ell \le \ell_1$ практически полностью поглощаются, с $\ell_1 \le \ell \le \ell_2$ - коэффициент их поглощения плавно убывает и при $\ell = \ell_2$ (ℓ_2 связан с прицельным параметром, при котором включаются ядерные силы) обращается в нуль. Значения углового момента ℓ_1 и ℓ_2 однозначно определяются величинами, от которых зависит оптический потенциал.

Учитывая, что ℓ_1, ℓ_2 и $\ell_2 - \ell_1 \gg 1$, можно от суммирования в (2.3) перейти к интегрированию $\sum \to \int \ldots d\ell$. Результатом является очень простое выражение для сечения:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \ell_1^2 \left\{1 + \frac{1}{\ell_1}\left[1{,}5(\ell_2-\ell_1)+1\right]\right\}, \tag{2.4}$$

справедливое с точностью до 2% при энергиях порядка 8 - 10 Мэв/нукл.

На рис. I. приведена кривая для $\sigma_r(E)$ в случае той же реакции, вычисленная указанным выше образом [9]. Видно, что обе кривые для σ_r очень близки, хотя модели, использованные при их вычислении, различны и радиусы взаимодействия ядер существенно отличаются.

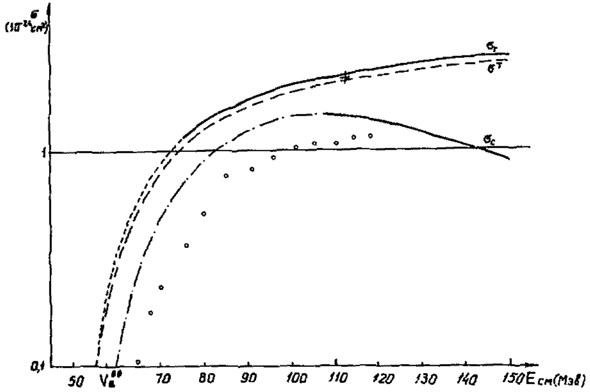

Рис. I.

Зависимость полного сечения реакции, вычисленная по модели Томаса (σ_r^T), в квазиклассическом варианте оптической модели (σ_r) и сечения образования компаунд-ядра (σ_c) от энергии столкновения для реакции $^{12}C + ^{197}Au$.

Причиной того, что квазиклассическая оптическая модель приводит к такому же результату, что и модель абсолютно черной прямоугольной ямы с бо́льшим радиусом,является учет реальной части (отрицательной) ядерного потенциала. Наличие этого потенциала приводит к искажению орбит, по которым движутся ионы в поле ядра-мишени. В результате действия ядерных сил ионы, пролетающие на близком расстоянии от ядра-мишени,"втягиваются" в зону поглощения. Этот эффект приводит к увеличению прицельного параметра, начиная с которого происходит активный захват ионов.

Сечение, вычисленное по упомянутым выше моделям, удовлетворительно описывает поведение сечения деления $\sigma_f(E)$ 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 в результате реакции полного слияния. Значительный вклад в этот процесс могут внести реакции передачи нуклонов и неупругого рассеяния тяжелого иона. Второй стадией в этих процессах также может стать деление ядра-мишени.

Кроме того, очень скоро обнаружилось [10] несоответствие между значениями $\sigma_r(E)$ и $\sigma_f(E)$,измеренными в реакциях с неделящимися ядрами-мишенями. Например, основным каналом распада составного ядра, образованного в реакции $^{12}C + ^{197}Au$, является деление. Поэтому, грубо говоря, $\sigma_r(E) \simeq \sigma_f(E)$. Измеренное же значение $\sigma_f(E)$ в два раза меньше $\sigma_r(E)$, рассчитанного Томасом.

Более детальное исследование деления,индуцированного тяжелыми ионами умеренной массы ($A \leq 40$), проведенное Сиккеландом і. др. [11-13], показало, что определенный вклад в сечение вносят процессы, первой стадией которых не является полное слияние ядер. Авторы работ [11-12] назвали их "процессами неполного слияния". Ими было установлено, что вклад от "неполного слияния" ядер растет с увеличением массы иона, и получено эмпирическое соотношение, описывающее эту тенденцию:

$$\sigma_c = \sigma_r/(1+0{,}03A_1), \qquad (2.5)$$

где σ_r -полное сечение реакции, A_1 -массовое число налетающего иона.

Установление этого факта явилось важным шагом в понимании хода и роли различных процессов при столкновении сложных ядер. Следует, однако, сделать замечание. Во-первых, оценка вклада "процессов неполного слияния" является, скорее всего, нижней оценкой. Во-вторых, понятие "неполное слияние" является слишком общим и подразумевает интегральный эффект, обусловленный большим числом каналов, единственным характерным признаком которых является их отличие от канала полного слияния.

Таким образом, можно сделать вывод, что сечение $\sigma_r(E)$, исследованное в ранних теоретических работах, представляет собой, по существу, "сечение реакции $\sigma_r(E)$ ж). Оно описывает поведение суммарного вклада всех процессов неупругого типа. Это подтверждается также и прямыми измерениями по методу выбывания из пучка [14]. В частном случае столкновения ^{12}C и ^{197}Au измеренному значению $\sigma_r(E)(E=110$ Мэв) соответствует крестик на рис.I.

ж) По этой причине, обсуждая выше вопрос о сечении образования компаунд-ядра, мы не использовали традиционного обозначения $\sigma_c(E)$.

Видно, что теоретические результаты для $\sigma(E) = \sigma_T(E)$ хорошо согласуются с измерениями. Этот факт подтверждается и для ряда других комбинаций сталкивающихся ядер.

Согласно сделанному выводу, полное слияние атомных ядер является одним из возможных каналов, приводящих к образованию компаунд-ядра. Разумеется, помимо них имеются и каналы неупругого типа, которые минуют стадию образования компаунд-ядра.

В этой работе мы сосредоточим внимание именно на процессе полного слияния ядер, так как вклад его в обычных условиях значителен, кроме того, с теоретической точки зрения он допускает наиболее определенные формулировки. Заметим также, что с этим процессом главным образом связывают надежды на синтез сверхтяжелых ядер.

3. ВЛИЯНИЕ БОЛЬШИХ УГЛОВЫХ МОМЕНТОВ НА СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПАУНД-ЯДРА

3.I. Простая модель процесса полного слияния

На основе рассмотренных в разделе II фактов можно было бы прийти к заключению, что сечение $\sigma_c(E)$ для процесса полного слияния ядер имеет вид кривой $\sigma_T(E)$ -полного сечения реакции, с той лишь разницей, что кривая $\sigma_c(E)$ расположится значительно ниже.

Однако вскоре было высказано сомнение в справедливости этого предположения [15]. Действительно, характерной особенностью реакций с участием тяжелых ионов является реализация очень больших значений углового момента. Однако последние, как это видно из простых соображений, могут оказать большое влияние на эффективность процесса образования компаунд-ядра. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Поскольку большие угловые моменты возникают при касательном столкновении ядер, то будем рассматривать именно такие столкновения. Перекрытие объемов ядер в этом случае невелико. Поэтому можно использовать приближение, согласно которому ядра взаимодействуют как целые. По-видимому, это приближение будет справедливым на первой стадии реакции. Тогда можно вычислить расстояние r_{min} наибольшего сближения между сталкивающимися ядрами при фиксированных значениях энергии и момента ℓ.

r_{min} должно быть корнем уравнения

$$E - V_q(r_{min}) - V_N(r_{min}) - \frac{\hbar^2}{2M}\frac{\ell(\ell+1)}{r_{min}^2} = 0 . \qquad (3.I)$$

В уравнении (3.I) V_q -кулоновское, а V_N -ядерное взаимодействие ядер. В качестве V_N следует использовать потенциал Саксона-Вудса с параметрами, установленными из анализа экспериментов по упругому рассеянию.

Предположим далее, что при определенном расстоянии наибольшего сближения $r_{min}(\ell,E)$ происходит образование компаунд-ядра, т.е. полное слияние двух ядер. Вероятнее всего, что на переходной стадии форма составной системы будет близка к эллипсоидальной. В самом деле, быстрому слиянию двух ядер должны препятствовать мощные кулоновские и центробежные силы. С другой стороны, на этой стадии реакции возможно перераспределение "внешних" нуклонов, которое должно привести к установлению сравнительно гладкой формы составной системы. Полуоси эллипсоида а , b (см. рис. 2) определим из условий:

I. Объем составной системы равен сумме объемов сталкивающихся ядер, так как энергия возбуждения много меньше полной энергии связи. Поэтому:

$$\frac{4}{3}\pi a b^2 = \frac{4}{3}\pi (R_1^3 + R_2^3). \tag{3.2}$$

2. Большую полуось эллипсоида естественно определить следующим образом:

$$a = \bar{R} + \frac{A_1}{A_1+A_2} r_{min}(\ell, E), \tag{3.3}$$

где $\bar{R} = (R_1^{1/3} + R_2^{1/3})$ –радиус сферы, объем которой равен сумме объемов сталкивающихся ядер (в случае $r_{min} = 0$ –лобовой удар), A_1, A_2 –массовые числа иона и ядра-мишени соответственно.

Таким образом, зная радиусы R_1 и R_2, а также расстояние наибольшего сближения $r_{min}(\ell, E)$, можно определить полуоси эллипсоида a и b, которые будут функциями от энергии E и углового момента ℓ.

Если образующанся составная система устойчива по отношению к обратному процессу- мгновенному развалу, то при небольшом увеличении полуоси $a \to a + \delta a$ энергия $\tilde{E}$, равная сумме поверхностной, кулоновской и центробежной энергий, должна увеличиться.* Таким образом, имеем условие устойчивости (аналогичные соображения использовались ранее Ситенко [16] при исследовании взаимодействия нейтронов с деформированными ядрами):

$$\frac{\delta \tilde{E}}{\delta a} = \pi S\, b \left\{ (1-\epsilon^2)^{1/2} + \frac{1}{\epsilon}\arcsin\epsilon + 3\frac{1-\epsilon^2}{\epsilon^2}\left[(1-\epsilon^2)^{1/2} - \frac{1}{\epsilon}\arcsin\epsilon \right] \right\}$$
$$+ \frac{9}{10}\frac{(Ze)^2}{a\epsilon^2}\left\{ 1 - \frac{3-\epsilon^2}{6\epsilon}\ln\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon} \right\} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2Ia}\,\frac{1+\epsilon^2}{2-\epsilon^2} > 0. \tag{3.4}$$

Здесь S –поверхностное натяжение, Ze –суммарный заряд ядер, $I = \frac{1}{5} A m\, a^2 (2-\epsilon^2)$ –момент инерции эллипсоида ($A = A_1 + A_2$, m – масса нуклона) в твердотельном приближении, причем $\epsilon = (1 - \frac{b^2}{a^2})^{1/2}$ – его эксцентриситет.

Если угловой момент ℓ слишком велик и $\frac{\delta \tilde{E}}{\delta a} < 0$, то

* Оболочечными эффектами пренебрегаем, т.к. рассматриваемый процесс сопровождается большим нагревом системы.

с точки зрения данной модели компаунд-система не может образоваться. Поэтому задача сводится к определению $\ell_{\text{крит.}}$ – критического значения углового момента, при котором еще возможно образование компаунд-ядра. Таким образом, необходимо решить уравнение

$$\frac{\delta \tilde{E}(\ell, E)}{\delta a} = 0. \qquad (3.5)$$

Уравнения (3.1) и (3.5) были решены численно для целого ряда комбинаций сталкивающихся ядер и при разных энергиях $E > V_B$.
В качестве r_0, характеризующего размеры ядер, и $\mathcal{S}$, коэффициента поверхностного натяжения, были приняты значения $r_0 = 1{,}22\,\text{ф}$ и $\mathcal{S} = 0{,}95$ Мэв ф$^{-2}$ соответственно. Так как, вообще говоря, составная система обладает значительной энергией возбуждения, то ее момент инерции будет описываться выражением, справедливым в твердотельном пределе.

Сечение образования компаунд-ядра выражается через значение $\ell_{\text{крит.}}$ простой формулой

$$\sigma_c(E) = \frac{\pi \hbar^2 (\ell_{\text{крит.}} + 1/2)^2}{2\mu E}. \qquad (3.6)$$

Вычисления показали, что $\ell_{\text{крит.}}$ очень слабо зависит от энергии столкновения [15].

В качестве примеров на рис. 3 и 4 даны результаты для $\sigma_c(E)$ при $E > V_B$ в случае двух реакций, $^{16}O + ^{58}Ni$ и $^{16}O + ^{197}Au$, $\sigma_c(E)$ представлено пунктирными линиями. Сплошные кривые – поведение $\sigma_c(E)$, вычисленного без учета реализации критического значения углового момента. Следовательно, можно сделать по крайней мере три важных вывода:

а) Сечение образования компаунд-ядра в результате процесса полного слияния не является монотонно растущей функцией от энергии. После довольно быстрого роста вблизи барьера оно достигает максимума, а затем падает. Расхождение при больших энергиях *между сплошной и пунктирной* кривыми на рис. 3,4 свидетельствует о растущем вкладе прямых механизмов.

б) Максимальное значение углового момента компаунд-ядра, образованного в реакциях с участием тяжелых ионов, не столь велико, как этого следовало бы ожидать, если исходить из простых *квазиклассических соотношений.*

в) Роль эффекта из-за $\ell_{крит.}$ уменьшается с увеличением массы ядра-мишени (при сопоставимых энергиях тяжелого иона).

Через несколько лет выводы модели были подтверждены экспериментом. На рис. 3 и 4 приведены результаты измерений, опубликованные в *работах* [17-18]. Обнаруживается удивительно хорошее согласие с теоретическими данными. Общая ситуация, подробно рассмотренная в статьях [19-20], свидетельствует определенно в пользу сформулированной выше модели. Следует упомянуть и о косвенной проверке, полученной в результате анализа функций возбуждения в реакциях с *тяжелыми ионами* [21].

3.2. О тепловых эффектах

Итак, данная модель хорошо описывает поведение сечения $\sigma_c(E)$ в зависимости от энергии. В связи с этим возникает очень интересный вопрос. Дело в том, что при увеличении энергии столкновения все большая ее часть идет на разогрев компаунд-ядра. Например, в реакции $^{16}O + ^{59}Ni$ тепловая энергия компаунд-ядра с массовым числом A =75 приближенно равна $\simeq$ 90 Мэв, что составляет заметную долю от его полной энергии связи. Кажется маловероятным, чтобы такая большая энергия не повлияла на его свойства. С другой стороны, факт постоянства $\ell_{\text{крит.}}$ в настоящее время,по-видимому, можно считать разумной гипотезой.

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_{cl} (E_{cl} -полная энергия связи) значительно меньше единицы, можно ограничиться линейным приближением и положить:

$$r_0 \simeq \bar{r}_0 (1 + \alpha U), \tag{3.7}$$

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 при разогреве ядра уменьшается. Тогда с той же точностью:

$$S = \bar{S} (1 - \beta U), \tag{3.8}$$

где β -другая малая константа.

Факт постоянства $\ell_{\text{крит.}}$ будет означать тогда, что между изменениями параметров r_0 и S и ростом энергии возбуждения должна существовать определенная связь:

$$\ell_{\text{крит.}}(r_0[U], S[U]) = const. \tag{3.9}$$

$$\delta \ell_{крит.} = \frac{\partial \ell_{крит.}}{\partial r_0} \frac{dr_0}{dU} \delta U + \frac{\partial \ell_{крит.}}{\partial S} \frac{dS}{dU} \delta U = 0.$$

Используя выражения (3,7) и (3.8), имеем:

$$\frac{\alpha}{b} = \frac{S}{r_0} \left(\frac{\partial \ell_{крит.}}{\partial S} \Big/ \frac{\partial \ell_{крит.}}{\partial r_0} \right). \qquad (3.10)$$

Следовательно, возможное увеличение сечения σ_c с ростом r_0 компенсируется противоположным эффектом, обусловленным уменьшением параметра S .

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

$$\frac{\partial \ell_{крит.}}{\partial r_0} \simeq 1{,}1 \cdot 10^{-2} ф^{-1}; \quad \frac{\partial \ell_{крит.}}{\partial S} \simeq 2.1 \cdot 10^{2}\ ф^2/Мэв, \qquad (3.11)$$

и, таким образом, для отношения констант α и b получим:

$$\alpha/b \simeq 1{,}5. \qquad (3.12)$$

Численные значения (3.11) для $\frac{\partial \ell_{крит.}}{\partial r_0}$ и $\frac{\partial \ell_{крит.}}{\partial S}$ свидетельствуют о весьма сильной зависимости σ_c от величин r_0 и S . Например, если $\bar{r}_0 = const.$, а $S = \bar{S} - \delta S$, где $\delta S/S \simeq 4 \div 3\%$, то $\sigma_c(\bar{S})/\sigma_c(S) \simeq 1{,}5 \div 1{,}4$.

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

Для непосредственного вычисления характеристик ядра необходимо знать абсолютную величину параметров α и b . К сожалению, в настоящее время возможны лишь очень грубые оценки этих величин. Например, можно воспользоваться результатами исследования термодинамики ядра, проведенного на основе модели ферми-газа [22] .

Внося поправки, учитывающие принятые сейчас значения основных параметров ядра, в полученные в работе [22] соотношения, для константы α имеем:

$$\alpha \simeq 4\cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-1}. \qquad (3.13)$$

Тогда для константы b получаем:

$$b = 2.7\cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-1}.$$

Значения (3.13) и (3.14) для констант α и b обеспечивают малость поправок αU и $b U$ при энергиях возбуждения $U \simeq 100$ Мэв. Поэтому линейное приближение (3.7) и (3.8) справедливо.

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

В заключение этого раздела отметим, что мы лишь качественно и в весьма общих чертах обсудили проблему исследования процесса полного слияния атомных ядер в случае, когда ядро-мишень не очень тяжелое.

Желательно дальнейшее развитие теории и эксперимента в этом направлении.

Весьма возможно, что реакция полного слияния может оказаться полезным каналом информации о некоторых свойствах ядер в сильно возбужденном состоянии. С этой точки зрения

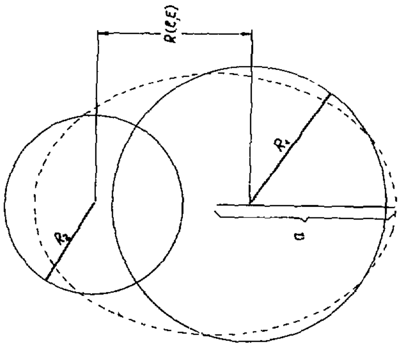

Рис. 2. Схема аппроксимации формы составной системы эллипсоидом вращения.

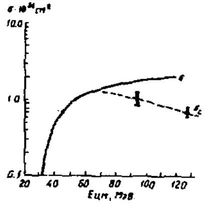

Рис. 3. σ_c (E) для реакции $^{16}O + {}^{58}Ni$. $r_c = 1{,}28$ ф, $\bar{I} = I_{m\ell}$, $\mathcal{J} = 0{,}95$ Мэв·ф$^{-2}$. Экспериментальные данные работы /17/.

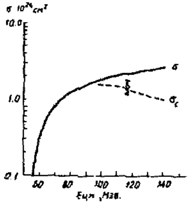

Рис. 4. $\sigma(E)$ для реакции $^{12}C + ^{197}A$. Экспериментальная точка из работы /18/.

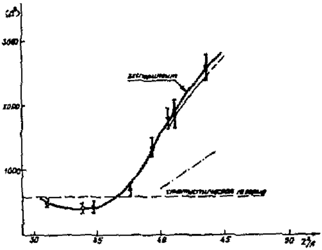

Рис. 5. Зависимость ширины массового распределения $\langle \Delta^2 \rangle$ от параметра Z^2/A при энергии возбуждения делящихся ядер $E^* \approx 100 \div 110$ Мэв.

было бы целесообразно распространить экспериментальные исследования на область энергий порядка $\sim 20 \frac{\text{Мэв}}{\text{нуклон}}$. Тогда удалось бы выяснить, как далеко простирается предсказанная зависимость $\sigma_c(E)$. Возможные нарушения этой зависимости, в принципе, могут быть связаны с эффектами сильного "разогрева" ядра.

4. ПРЯМОЕ ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ИОНАМИ

Большой теоретический и практический интерес (с точки зрения синтеза трансурановых элементов) представляет вопрос об эффективности канала образования компаунд-ядра в процессе полного слияния иона с тяжелым делящимся ядром-мишенью. Подавляющим по интенсивности в случае взаимодействия иона с таким ядром является процесс деления. Поэтому вполне естественно решать проблему выделения канала полного слияния ядер, исследуя закономерности именно процесса деления.

В этой связи важное значение имеют эксперименты [23,24], проведенные в ЛЯР ОИЯИ. Факты, обнаруженные в этих экспериментах, ставят перед теорией ряд трудных проблем.

Наиболее характерными являются данные, полученные для распределения осколков деления по массам, его зависимости от энергии, а также распределение осколков деления по зарядам при фиксированном отношении их масс A_{1f}/A_{2f} .

Эти распределения имеют вид симметричной функции и с хорошей точностью могут быть описаны функцией Гаусса [23,24]. Для относительной вероятности $P(A_f)$ выхода осколка с заданной массой A_f имеет место выражение

$$P(A_f)=\frac{1}{(\pi\Delta^2)^{1/2}}\exp\left[-\frac{(A_f-\frac{A_c}{2})^2}{\Delta^2}\right], \qquad (4.1)$$

где $\Delta(E)$ -параметр, характеризующий полуширину распределения и зависящий от энергии, A_c -суммарная масса ядра-мишени и налетающего иона. Аналогичное распределение можно написать и для зарядов осколка заданной массы. В этом случае вместо Δ^2 будет Δ_z^2, а вместо $A_c/2$ - Z_p -наиболее вероятное значение заряда.

Зависимость Δ^2 от параметра делимости Z^2/A компаунд-ядра при энергии возбуждения, приближенно равной $100 \div 110$ Мэв для различных реакций, дана на рис.5. Штрихованная линия соответствует предсказаниям статистической теории (вычисления выполнены в работах [23,24]). При $Z^2/A > 37 \div 38$ наблюдается очень резкое отклонение экспериментальных данных от этих предсказаний. Область резкого отклонения зависимости $\Delta^2(Z^2/A)$ от $\Delta^2_{стат.}$ соответствует делению в реакциях $^{22}Ne + ^{238}U$ $(E \simeq 200$ Мэв$)$, $^{40}Ar + ^{238}U$ $(E \simeq 300$ Мэв$)$. Аналогичные данные для распределения осколков по заряду показаны на рис. 6.

Наконец, представляют интерес данные о зависимости полуширины Δ^2 от энергии. Они приведены для процесса деления в реакции $^{22}Ne + ^{238}U$ на рис.7. И здесь статистическая теория (штрихованная линия) не дает удовлетворительного объяснения. В особенности это относится к скорости роста $\Delta^2(E)$: наклон $\left[\frac{d\langle\Delta^2(E)\rangle}{dE}\right]_{эксп.}$ значительно больше наклона $\left[\frac{d\langle\Delta^2(E)\rangle}{dE}\right]_{стат.}$ ж).

ж) Заметим, что продукты выделялись радиохимическим способом, т.е являются суммарным выходом, обусловленным различными механизмами реакции.

При создавшемся положении возможны по крайней мере два пути преодоления трудностей. Один из них – пересмотр основных положений статистической теории, который позволил бы объяснить эксперименты (авторы работ [23-25] обсуждают такую возможность). Другой путь – поиск конкурирующих каналов прямого типа, ответственных за наблюдаемые аномалии. Такой путь нам кажется более привлекательным, так как история теоретической ядерной физики напоминает нам о том, что представление о прямых механизмах реакций возникло именно на основе детального анализа отклонений от предсказаний статистической теории. В конечном счете этот путь не связан с пересмотром последней, но диктует учет нового канала – канала прямого деления, минующего стадию образования компаунд-ядра, на которой происходит установление термодинамического равновесия. Очевидно, что эффекты, обусловленные ограничением на максимальное значение углового момента ($\ell_{крит.}$),в данном случае не могут играть решающей роли (ядро-мишень имеет большие размеры и вес,и, следовательно, его момент инерции велик). Следует искать дополнительные факторы, увеличивающие эффективность канала прямого деления.

4.I Механизм неупругого удара

Рассмотрим следующую картину включения прямого канала [26]. Маловероятно, чтобы энергичный тяжелый ион, сталкиваясь с такой массивной и довольно рыхлой системой, какой является делящееся ядро, передал бы в момент удара свою кинетическую энергию всему ядру. Тяжелый ион имеет конечные размеры. Поэтому следует ожидать, что часть ядра-мишени, которой передается эта энергия, должна иметь массу порядка той массы, которая сосредоточена в области с объемом порядка объема налетевшей частицы (здесь можно провести аналогию со взаимодействием энергичного протона и ядра: первоначально протон с наибольшей вероятностью передает свою энергию одному из нуклонов, но не всему ядру как целому).

С другой стороны, очевидно, что значение массы μ этой части ядра, которая в первый момент испытывает удар, не может быть прямо отождествлено с величиной массы иона. Действительно, эта часть ядра-мишени находится в поле сил, создаваемых остальными нуклонами. Иными словами, μ -эффективное значение массы нуклонов, воспринявших удар. Поэтому следует ожидать, что $\mu_{эфф.}$ и A_1 хотя численно и близки, но не совпадают. ж)

Естественно считать, что налетевший ион поглощается ядром в зоне взаимодействия. Тогда первоначальная суммарная масса, вовлеченная в движение таким ударом, будет равна $\mu_{эфф.}+A_1$. Нетрудно вычислить энергию T движения этой массы в направлении, параллельном оси симметрии ядра-мишени. Если угол между осью симметрии ядра и направлением удара равен θ ,

---

ж) Следует заметить, что такая интерпретация не является единственно возможной. Можно допустить, например, что $\mu_{эфф.}$ - это величина, которая описывает инерционные свойства ядра-мишени, испытывающего деформацию квадрупольного типа (как наиболее интенсивную), индуцированную тяжелым ионом.

то

$$T \simeq \frac{A_L}{A_{mp}+A_L} E_I \cos^2\theta, \qquad (4.2)$$

где E_I -кинетическая энергия тяжелого иона в момент удара: $E_I = E - V_B$.

Предположим далее, что эта энергия переходит в энергию β -колебаний ядра. Поскольку переданный в направлении оси симметрии ядра импульс порождает движение, которое носит организованный характер, т.е. имеет все черты коллективного движения, а ядро при не слишком больших значениях E_I можно рассматривать как несжимаемую каплю, то такое предположение представляется разумным.

Тогда мы можем воспользоваться данными о виде потенциальной энергии делящегося ядра $W(\beta)$. Подчеркнем, что для наших целей достаточно использовать лишь самые общие сведения о форме кривой $W(\beta)$ и значении барьера V_f . Как показали детальные исследования, учитывающие оболочечные эффекты (см., например[27]), кривая $W(\beta)$ может иметь два минимума. В качестве V_f мы принимаем наибольшее значение барьера.

Будем считать, что если передаваемая описанным выше способом энергия удовлетворяет условию

$$T - V_f > 0, \qquad (4.3)$$

то ядро с необходимостью переводится в состояние, распадающееся по каналу деления достаточно быстро, так что стадия установления полного термодинамического равновесия является совершенно не обязательной.

Теперь нетрудно получить выражение для сечений деления, происходящего по прямому каналу $\sigma_f^{прям.}$ и по каналу, протекающему через стадию образования компаунд-ядра $\sigma_f^{стат.}$.

Прежде всего, для выбора общей нормировки определим полное сечение деления $\sigma_f^{полн}$. При этом необходимо учесть, что ядро-мишень ^{238}U является деформированным $(\beta_0 \simeq 0{,}25)$. Предполагая, что тяжелый ион имеет сферически-симметричную форму, и используя простую методику [16,15], для $\sigma_f^{полн}(E)$ имеем:

$$\sigma_f^{полн}(E) = \frac{\pi}{2} a b \left[(1-\epsilon^2)^{1/2} + \frac{1}{\epsilon} \arcsin \epsilon \right] \chi(E), \qquad (4.4)$$

где $\chi(E) = 1 - V_B/E$ -множитель, учитывающий искажение формы траектории иона кулоновским полем ядра-мишени, a и b - большая и малая полуоси "тени" от области взаимодействия, ϵ - ее эксцентриситет. В формуле (4.4) проведено усреднение по всем ориентациям оси симметрии ядра-мишени.

Определим a, b и ϵ. Радиус деформированного ядра-мишени, обладающего аксиальной симметрией, имеет вид

$$R(\theta) = R_0\left(1 + \beta_0 \sqrt{\tfrac{5}{4\pi}} P_2(\cos\theta)\right), \quad R_0 = r_0 A_2^{1/3}, \quad r_0 = 1{,}2 f. \qquad (4.5)$$

С другой стороны, чтобы удовлетворить данным по полным сечениям деления, необходимо использовать эффективный радиус взаимодействия

$$R_f^{эфф.} \simeq r_0^{эфф}\left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}\right), \quad r_0^{эфф} \simeq 1{,}4 f. \qquad (4.6)$$

Отличие r_0 от $r_0^{эфф}$ вполне понятно, так как ядерное взаимодействие из-за плавного спадания потенциала включается на расстояниях, несколько превышающих сумму средних радиусов ядер.

Разумно использовать также простое предположение, что разность полуосей "тени" от области взаимодействия равна разности полуосей ядра-мишени:

$$a_0 = R(\theta = 0)\,, \quad b_0 = R(\theta = \tfrac{\pi}{2}),$$

т.е.

$$
\begin{aligned}
a - R_f^{\text{эфф}} &= a_0 - R_0 = R(\theta=0) - R_0 = \delta\,, \\
R_f^{\text{эфф}} - b &= R_0 - b_0 = R_0 - R(\theta = \tfrac{\pi}{2}) = \delta/2\,.
\end{aligned}
\qquad (4.7)
$$

Тогда $a = R_f^{\text{эфф}} + \delta$, $b = R_f^{\text{эфф}} - \delta/2$, а эксцентриситет равен $\epsilon = \left(1 - b^2/a^2\right)^{1/2}$ (в случае ядра ^{238}U $\delta \simeq 1{,}2$ ф).

Поскольку в модели не предполагается учитывать канал деления, обусловленный реакциями передачи нуклонов, протекающими на периферии ядра, то в целях более точного выполнения нормировки в дальнейшем необходимо слегка уменьшить значение $R_f^{\text{эфф}}$ в (4.7). Величина этого изменения должна быть согласована с вкладом реакций передач в этот канал [30].

Итак, используя предположения и методы, развитые в работах [16,15], нетрудно получить выражение для сечения прямого деления $\sigma_f^{\text{прям.}}$:

$$\sigma_f^{\text{прям.}}(E) = \frac{\pi}{2} a \cdot b \left[\left(\frac{\arcsin \epsilon}{\epsilon} + (1-\epsilon^2)^{1/2} \right) - \left(\frac{\arcsin \epsilon \cos\theta_{kp}}{\epsilon} + \cos\theta_{kp} \left(1 - \epsilon^2 \cos^2\theta_{kp}\right)^{1/2} \right) \right], \qquad (4.8)$$

$$\theta_{kp.} = \arccos \left[\left(\frac{A_1 E_I}{(N_{\text{эфф}} + A_1)} \right)^{-1/2} U_f^{1/2} \right]. \qquad (4.9)$$

Здесь $\theta_{kp.}$ -максимальный угол (его "критическое" значение) между осью симметрии ядра-мишени и направлением импульса налетающего иона, при котором прямой механизм деления все еще возможен.

В противном случае реализуется механизм деления, существенной стадией которого является образование компаунд-ядра с последующим установлением в нем термодинамического равновесия. Соответствующее сечение равно.

$$\sigma_f^{\text{комп.}}(E) = \frac{\pi}{2} a b \left[\frac{\arcsin(\epsilon \cos\theta_{кр})}{\epsilon} + \cos\theta_{кр} \left(1 - \epsilon^2 \cos^2\theta_{кр}\right)^{1/2} \right] \chi(E). \qquad (4.10)$$

Из соотношений (4.8–4.10) следует, что величина сечения зависит от параметра $\mu_{эфф}$, так как значение последнего обусловливает ту часть энергии относительного движения, которая передается на внутреннее движение коллективного типа*). Величину параметра μ эфф. можно приближенно оценить, опираясь на экспериментальные данные о массовых распределениях, полученных в работах [23-24] . **)

Для этого необходимо установить соотношение, которое позволило бы определить меру отклонения ширины массового распределения (рис. 5-7) от предсказаний статистической теории.

---

*) За дальнейшей судьбой β -колебаний мы не следим, ограничиваясь простейшими энергетическими соображениями: если $E_\beta - V_f > 0$, то ядро с необходимостью переводится в канал прямого деления.

**) В проведенных расчетах [26,36] пренебрегалось разницей между энергией относительного движения в лабораторной системе и системе центра масс.

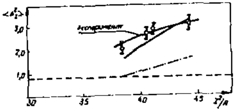

Рис. 6. Зависимость $\langle \Delta_Z^2 \rangle$ от параметра Z^2/A при энергии возбуждения $E^* = 100 \div 110$ Мэв для симметричного деления ($A_1/A_2 = 1$).

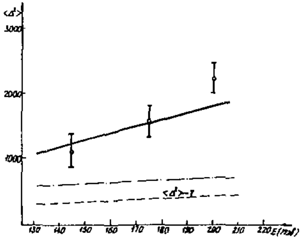

Рис. 7. Зависимость ширины массового распределения $\langle A^2 \rangle$ от энергии налетающего иона для реакции $^{22}Ne + ^{238}U$.

Для этой цели выскажем предварительно некоторые соображения.

Согласно расчетам, выполненным в рамках метода оболочечной поправки Струтинского, потенциальная энергия ядра в зависимости от y (координата симметрии) и α_2 (координата асимметрии) имеет вид, показанный на рис.8,9. На рис.8 изображена потенциальная энергия в зависимости от y , на рис.9 - потенциальная энергия в зависимости от α_2 , во второй седловой точке (штрихованная линия соответствует энергии ядра по капельной модели, причем величина ΔE , возникающая из-за учета оболочечной поправки, равна приближенно 2-3 Мэв).

Таким образом, в случае деления при небольшой энергии возбуждения наблюдаемая асимметрия в массовом распределении связана с видом потенциальной энергии системы во второй седловой точке. С увеличением энергии возбуждения впадина в массовом распределении осколков деления начинает заполняться, и при энергиях возбуждения $\geqslant$ 50 - 60 Мэв деление становится преимущественно симметричным (для иллюстрации на рис. 10 приведены данные из работы [28] о массовом распределении ядер с $Z \geqslant 90$ в зависимости от энергии возбуждения). Такое поведение массового распределения можно объяснить тем, что среднее значение энергии, приходящейся на делительную степень свободы, увеличивается и может превысить значение $V_f + \Delta E$.

Рассмотрим поведение дисперсии в зависимости от энергии возбуждения составной системы сначала по статистической теории. Будем считать, что форма потенциальной поверхности $W(\Delta A = \frac{A}{2} - A_1)$ в первом приближении описывается параболой:

$$W \simeq K(\Delta A)^2, \tag{4.12}$$

где " K " -некоторая константа.

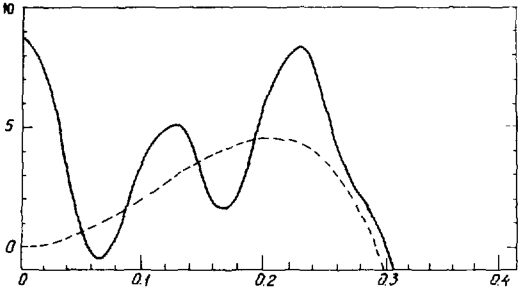

Рис. 8. Расчетная зависимость потенциальной энергии от координаты симметрии (из работы /28/)

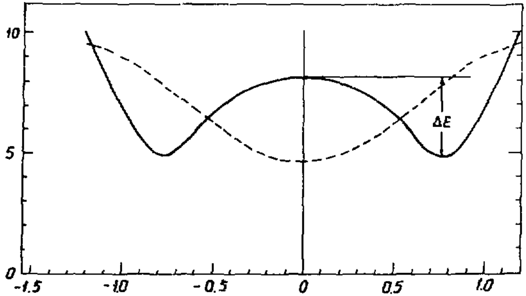

Рис. 9. Расчетная зависимость потенциальной энергии от координаты асимметрии (из работы /28/).

Возможные искажения формы кривой оболочечными эффектами учитывать не будем, так как энергия возбуждения высока и они должны сильно сглаживаться .*) Вычислим среднее значение энергии, приходящейся на делительную степень свободы. Используя соотношения, приведенные в монографии [31], получаем:

$$\bar{E}_f = V_f + T, \tag{4.13}$$

где T -температура ядра (в энергетических единицах) связана с энергией возбуждения E^* соотношением $E^* = aT^2$; a - параметр плотности уровней. Его значение обычно принимают равным $a \simeq 10 \div 20\ \text{Мэв}^{-1}$. При $E^* = 100\ \text{Мэв}$ и $a = 10 \div 15\ \text{Мэв}^{-1}$ $T = 3{,}2 \div 2{,}6\ \text{Мэв}$.

Между средней энергией превышения $T = \bar{E}_f - V_f$ над барьером деления V_f и дисперсией можно установить соотношение

$$\langle \Delta A^2 \rangle_{\text{симм}} \simeq \frac{3}{K} T. \tag{4.14}$$

Формула (4.14) отражает известный факт уширения массового распределения с ростом энергии возбуждения компаунд-системы.

Теперь представим себе, что существует механизм непосредственной передачи на делительную степень свободы энергии, значительно превышающей V_f . Ясно, что дисперсия резко возрастет. Используем теперь прямой механизм, сформулированный нами выше. Выражение для передаваемой на делительную степень свободы в прямом канале деления средней энергии имеет вид

*) Энергия возбуждения компаунд-ядер для анализируемых реакций ^{12}C , ^{20}Ne , ^{40}Ar на ^{238}U приближенно равна 100-110 Мэв. Следовательно, мы имеем дело с потенциальной энергией, изображенной на рис. 9 штрихованной кривой.

$$\overline{E}_\beta^{\text{прям.}} \simeq \frac{1}{3\theta_{\text{кр.}}} \frac{A_1 E_I}{(A+A_1)} \left\{ 1 - \left[\frac{V_f (A+A_1)}{A_1 E_I} \right]^{3/2} \right\}. \tag{4.15}$$

Заметим, что в случае реакций $Ne + U$ и $Ar + U$ при энергиях, существенно превышающих кулоновский барьер, второй член в (4.15) мал, и поэтому

$$\overline{E}_\beta^{\text{прям.}} \simeq \frac{1}{3\theta_{\text{кр.}}} \frac{A_1 E_I}{A + A_1} \simeq \frac{1}{3\theta_{\text{кр.}}} E_{max.} \tag{4.16}$$

Определим теперь $\langle \Delta A^2 \rangle_{\text{прям.}}$. Оставаясь в рамках тех же предположений относительно вида функции $W(\Delta A)$, что и раньше, получим

$$\langle \Delta A^2 \rangle_{\text{прям.}} \simeq \frac{3(\overline{E}_\beta^{\text{прям.}} - V_f)}{K}. \tag{4.17}$$

Итак, для отношения дисперсий имеем:

$$\frac{\langle \Delta A^2 \rangle_{\text{прям.}}}{\langle \Delta A^2 \rangle_{\text{стат.}}} \simeq \frac{\overline{E}_\beta^{\text{прям.}} - V_f}{T}. \tag{4.18}$$

Отметим, что соотношения (4.14), (4.17) получены в квазиклассическом приближении для процесса прохождения системой "желоба", образованного потенциальной поверхностью вблизи V_f. При этом использовалось "столообразное" распределение, т.е. предполагалось, что для деления с выходом масс $A_f < A_f'$ $P(A_f) = 1$, а для $A_f > A_f'$ $P(A_f) = 0$. Учет квантовых эффектов проницаемости в точках поворота $(\pm A_f')$, а также учет колебаний поверхности в момент разрыва, естественно, приводят к размытию "столообразного" распределения. Однако можно надеяться, что *на отношении* $\langle \Delta A^2 \rangle_{\text{прям.}} / \langle \Delta A^2 \rangle_{\text{стат.}}$ это сильно не отразится, поскольку эти эффекты имеют место как в прямом, так и статистическом каналах.

Численное сравнение двух функций, $\frac{\langle \Delta A^2\rangle_{прям.}}{\langle \Delta A^2\rangle_{стат.}}(\mu)$ и $\frac{\sigma_f^{прям.}}{\sigma_f^{стат.}}(\mu)$, показывает, что они близки по величине и изменяются с μ приблизительно одинаково(для реакций Ne, Ar на U).

Далее, учитывая, что, с одной стороны, для реакции $Ar+U$ $\sigma_f^{прям.} \simeq \sigma_f^{полн.} >> \sigma_f^{стат.}$ и $\langle \Delta^2\rangle_{прям.} >> \langle \Delta^2\rangle_{стат.}$, а с другой стороны, при $\sigma_f^{стат.} \to \sigma_f^{полн.}$ должно быть $\langle \Delta^2\rangle_{стат.} \to \langle \Delta^2\rangle_{полн.}$ (это верно, например, для реакции $^{12}C + {}^{238}U$), получаем приближенную интерполяционную формулу:

$$\langle \Delta^2\rangle_{полн.} \simeq \frac{\sigma_f^{полн.}}{\sigma_f^{стат.}} \langle \Delta^2\rangle_{стат.} \qquad (4.19)$$

Приближенное соотношение (4.19) можно написать, так как отношение сечений и отношение дисперсий определяются одной и той же величиной - средним значением передаваемой на делительную степень свободы энергии, и при этом приблизительно одинаковым образом. Итак, в рамках обсуждаемой модели отношение сечений и отношение дисперсий масс осколков деления оказываются связанными. Более точную связь типа (4.19) пока установить нельзя, учитывая неточности эксперимента и грубость сформулированной модели.

Теперь нетрудно найти величину $\mu_{эфф.}$, основываясь на экспериментальных данных о ширине массового распределения для реакции $Ar + U$ (в этом случае наблюдаются наибольшие аномалии от предсказаний статистики). На рис. II даны кривые, описывающие зависимость параметра $\langle \Delta^2\rangle$ в массовом распределении при разных значениях эффективной массы $\mu_{эфф.}$. Здесь же для ориентировки воспроизведены и экспериментальные данные. Видно, что величина $\langle \Delta^2\rangle$ в области $Z^2/A > 37$ сильно зависит от значения эффективной массы $\mu_{эфф.}$.

Очевидно, можно выбрать такое значение $\mathcal{M}_{эфф.}$, чтобы согласие было наилучшим. При этом необходимо для случая взаимодействия Ne и Ar с ураном ($Z^2/A = 40,4$ и $43,5$ соответственно) вычислить поправку на дополнительный эффект, обусловленный ограничениями по $\ell_{крит.}$ (см. П. III). Эта процедура приводит к некоторому уменьшению величины $\sigma_f^{стат.}(E)$.

Расчеты показывают, что наилучшим значением эффективной массы, обеспечивающим удовлетворительное описание эксперимента, является $\mathcal{M}_{эфф.} \simeq 30$.

Кроме того, теперь можно вычислить и другую важную характеристику взаимодействия ионов с тяжелыми делящимися ядрами: сечение образования термодинамически равновесного компаунд-ядра в зависимости от энергии столкновения. На рис. 12 представлены результаты вычислений для реакций ^{20}Ne , ^{40}Ar на уране при $E > V_B$. Сплошные кривые дают полное сечение деления $\sigma_f^{полн.}(E)$, а штрихованные - сечение деления $\sigma_f^{стат.}(E)$, проходящего через стадию образования компаунд-ядра. В указанном интервале энергий ($E_{min} > V_B$, $\frac{E_{max}}{A_1} \simeq 10$ Мэв) сечение $\sigma_f^{стат}(E)$ при E , значительно превышающих V_B , стремится к "насыщению". При этом доля $\sigma_f^{стат.}(E)$ в полном сечении $\sigma_f^{полн.}(E)$ с увеличением массы налетающего иона уменьшается.

Наличие интенсивного канала прямого деления должно проявиться и в других процессах, связанных с образованием и распадом составной системы. Интересно посмотреть, к каким следствиям приведет прямой канал для реакций деления на три фрагмента сравнимой массы [32-34]. За основу примем гипотезу "каскадного" деления, предложенную в работе [35].

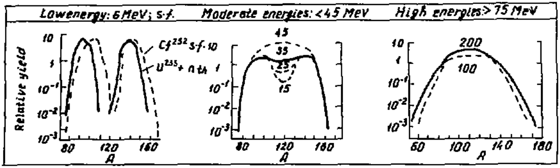

Рис. 10. Массовые распределения при различных энергиях возбуждения ядер с $Z \geq 90$. Данные из работы /28/.

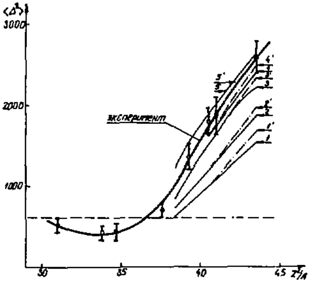

Рис. 11. Зависимость параметра $\langle \Delta^2 \rangle$ в массовом распределении при различных значениях эффективной массы; $1 - \mu_{эфф} = 119$, $2 - \mu_{эфф} = 79$, $3 - \mu_{эфф} = 59$, $4 - \mu_{эфф} = 29$, $5 - \mu_{эфф} = 19$. Штрих-пунктирные линии – учет влияния механизма критического углового момента на процесс деления при определенных значениях эффективной массы.

Однако при этом будем считать, что первый этап деления обязан в основном прямому механизму [36]. Следующий этап реакции, так же как и в работе [35], связан с распадом ядра-осколка, полученного в результате резко асимметричного деления. Тогда для отношения сечений σ_{3f}/σ_{2f} нетрудно написать следующее соотношение [36]:

$$\frac{\sigma_{3f}}{\sigma_{2f}}(\%)=\frac{100}{(\pi\Delta^2_{прям})^{1/2}}\,\frac{\sigma_f^{прям}}{\sigma_f^{станд}}\int\frac{\sigma_{2f}(E^*,A_f)}{\sigma^{неупр.}}\exp\left[-\frac{\left(A_f-\frac{A_z}{2}\right)^2}{\langle\Delta^2\rangle_{прям.}}\right]dA_f. \quad (4.20)$$

Здесь $\sigma_{2f}^{прям.}$ -сечение прямого канала двойного деления, $\sigma_{2f}(E^*,A_f)/\sigma^{неупр.}$ -делимость, $\langle\Delta^2\rangle_{прям.}$ - полуширина массового распределения осколков двойного деления в прямом канале. В формуле (4.20) кривая массового распределения аппроксимируется функцией Гаусса. Функциональная зависимость делимости от энергии возбуждения, массового числа и ее численные значения извлекаются из экспериментальных данных [37]. Результаты расчета для реакции $^{238}U(^{40}Ar,3F)$ в интервале значений энергии налетающего иона ($300 \leq E_{Ar} \leq 380$) представлены на рис. 13. Согласие с экспериментальными данными удовлетворительное. Это означает, что идея прямого деления является продуктивной и может оказаться полезной при анализе достаточно широкого класса явлений, возникающих при взаимодействии сложных ядер.[ж)] Отметим, что аномальное поведение полуширины в массовом распределении может стать средством извлечения информации о некоторых коллективных характеристиках атомного ядра. В частности, как отмечалось

ж) Заметим, что описание наблюдаемых на эксперименте закономерностей в угловом распределении осколков тройного деления, а также спектра суммарной средней кинетической энергии осколков деления на три фрагмента сравнимой массы требует дополнительного анализа.

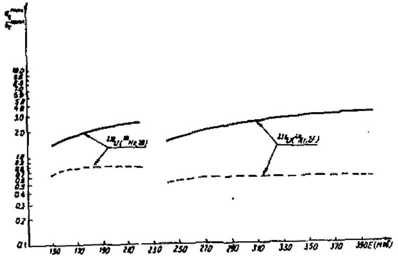

Рис. 12. Сечения $\sigma_f^{полн.}$ и $\sigma_f^{сост}$ как функции энергии налетающих ионов для реакций $^{20}Ne + ^{238}U$, $^{40}Ar + ^{238}U$. Сплошные линии – полные сечения деления. Пунктирные линии – сечения реакций, проходящих через стадию образования компаунд-ядра.

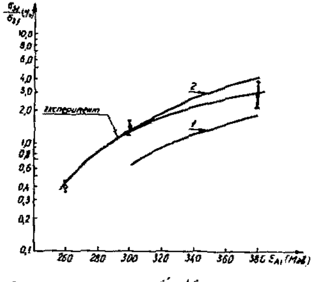

Рис. 13. Отношение сечений σ_{3f}/σ_{2f} (в процентах) в зависимости от энергии налетающего иона. Кривая 1 – расчетные значения сечений σ_{3f}/σ_{2f}(%) с учетом влияния среднего углового момента на величины делимостей. Кривая 2 – расчетные значения σ_{3f}/σ_{2f}(%) без учета влияния среднего углового момента на величины делимостей.

в работе[38], изучая поведение полуширины в массовом распределении, можно извлечь приближённую информацию о величинах барьеров деления произвольных ядер (не обязательно "делящихся").

В заключение остановимся коротко на вопросах зарядового и углового распределений осколков - продуктов распада составной системы. Если за время протекания прямого процесса протоны не успевают перераспределиться по системе налетающая частица + ядро мишени, то прямой канал в принципе приведёт к увеличению дисперсии осколков деления из-за отличия удельных зарядов взаимодействующих ядер. Тогда отклонение $\langle \Delta_z^2 \rangle$ от предсказаний статистической теории должно быть функцией, пропорциональной по-прежнему $\sigma_z^{\text{полн.}}/\sigma_z^{\text{стат.}}$ (см. рис. 6). Не исключено, что уширение в зарядовых распределениях за счет флюктуаций в "толстой" шейке в момент разрыва также является существенным фактором[23-25]. Однако следует отметить, что сам по себе этот эффект мал. Поэтому для его объяснения необходима детальная информация о динамике слияния и распада компаунд-системы.

Анализ углового распределения продуктов реакции обычно играет большую роль для установления характера процесса. Для реакций, идущих через неполное слияние (и для предельного случая неполного слияния - реакции передачи) продукты концентрируются в передней полусфере.

Однако рассмотренный нами механизм прямого деления предполагает в качестве промежуточной стадии слияния ядер. Это означает, что распад такой составной системы должен приводить к угловому распределению, мало отличающемуся от случая, когда механизм прямого деления играет пренебрежимо малую роль. Для окончательного решения этого вопроса потребуются, возможно, прецизионные измерения.

4.2. О распределении осколков деления по энергии возбуждения

Ранее было показано, что включение механизма прямой передачи энергии на делительную степень свободы приводит к некоторому увеличению $\bar{E}_p$. В принципе это может привести к увеличению среднего значения суммарной кинетической энергии осколков. Однако это увеличение оказывается не столь значительным, так как $\bar{E}_p^{прям} - \bar{E}_p^{стат.}$ составляет всего $5 \div 10$ мэв. Более заметным эффектом может оказаться уширение распределения по суммарной кинетической энергии.

Для иллюстрации влияния ряда факторов на поведение обсуждаемых величин можно привести простые соображения, основанные, разумеется, на довольно грубых приближениях.

Вопрос тесно связан с механизмом разрыва системы на осколки и их возбуждением. Используя методы, развитые в теории кулоновского деления /39–40/, остановимся на возбуждении ядер-осколков в случае деления при низких энергиях. На рис. I4 приведены экспериментальные данные, полученные для реакции $n_{тепл.} + {}^{235}U \rightarrow 2F$ /41/.

Уже давно замечено /42–43/, что величина средней энергии возбуждения продуктов деления $\bar{E}^*(A_f)$ находится в определённом соответствии с оболочечной структурой ядер-осколков. Рис. I4 демонстрирует это соответствие. Минимумы кривой $\bar{E}^*(A_f)$ находятся вблизи магических ядер, а наибольшее значение $\bar{E}^*$ приходится на случаи, когда осколок - ядро межмаговой области. Рассмотрим эту особенность деления.

Если принять во внимание современную точку зрения на деление /27–29/, то представляется разумным предположить, что основным фактором, определяющим спектр возбуждения ядер-осколков, должны быть коллективные моды. Наиболее интенсивная из них -квадрупольные колебания. Будем исходить из этого предположения.

А. Ядерное взаимодействие между осколками деления

Ядерные силы между осколками зададим, используя данные о действительной части оптического потенциала, полученной из анализа экспериментов по упругому рассеянию сложных ядер. Этот потенциал имеет вид

$$V_{яд}(R) = V_0 \left\{1 + \exp\left(\frac{R-R_0}{a_0}\right)\right\}^{-1}, \tag{4.21}$$

где $R_0 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, а V_0, r_0, a_0 равны $\approx$ - 50 Мэв; $1,27 \div 1,30 ф$; $0,6 ф$ соответственно.

Тогда потенциал, описывающий взаимодействие при деформации одного осколка в поле ядерных сил другого, имеет вид:

$$\tilde{V}_{яд}(R,\beta) = V_0 \left\{1 + \exp\left[\frac{R - R_0 - R_1\sqrt{5/4\pi}\,\beta\, P_2(\cos\vartheta)}{a_0}\right]^{-1}\right\} - V_0 \left\{1 + \exp\left[\frac{R-R_0}{a_0}\right]\right\}^{-1} \cong C_{\lambda=2}(R,\beta)\, P_2(\cos\vartheta). \tag{4.22}$$

Деформация обоих (или одного) осколков происходит в направлении линии, соединяющей центр тяжести осколков, т.е. ϑ отсчитывается от оси, проходящей через центры масс ядер - осколков. В случае аксиально-симметричных деформаций

$$R_i(\vartheta) = R_i^0 \left\{1 + \sqrt{5/4\pi}\,\beta_i\, P_2(\cos\vartheta)\right\}, \tag{4.23}$$

где $R_i(\vartheta)$ - радиус ядра-осколка, β_i - параметр квадрупольной деформации.

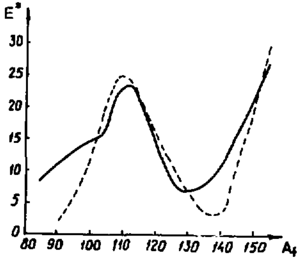

Рис. I4.

Зависимость средней энергии возбуждения осколков деления для реакции $n_{\text{тепл}} + {}^{235}U$ от массового числа A_f. Экспериментальные данные из работы /41/.

Таким образом, $\widetilde{V}_{яд.}(R,\beta)$ описывает изменение взаимодействия между двумя ядрами (при любом расстоянии R между их центрами) в случае, если одно из ядер A_1 изменяет свою форму (деформируется). В формуле (4.22) член $R_1\sqrt{5/4\pi}\,\beta\, P_2(\cos\vartheta)$ соответствует изменению радиуса ядра A_1 .

Для вычисления функции $C_{\lambda=2}(R,\beta)\, P_2(\cos\vartheta)$ воспользуемся разложением в ряд Тейлора. Эта операция довольно приближенна. Однако, имея в виду получение оценок, в случае $\beta<1$ ею можно воспользоваться/44/:

$$\widetilde{V}_{яд.}(R,\beta)\simeq \frac{\sqrt{5/4\pi}}{a_0}\, V_0 R_1 P_2(\cos\vartheta)\, \frac{\exp\left(\frac{R-R_0}{a_0}\right)}{\left\{1+\exp\left(\frac{R-R_0}{a_0}\right)\right\}^2}\cdot\beta . \tag{4.24}$$

Поскольку в качестве оси естественно выбрать линию центров ядер--направление развала, то для $\vartheta=0$ получаем:

$$\widetilde{V}_{яд.}(R,\beta)\simeq \frac{1}{a_0}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\, V_0 R_1\, \frac{\exp\left(\frac{R-R_0}{a_0}\right)}{\left\{1+\exp\left(\frac{R-R_0}{a_0}\right)\right\}^2}\cdot\beta . \tag{4.25}$$

Б. Вероятность возбуждения квадрупольных колебаний осколков

Таким образом, взаимодействие $\widetilde{V}_{яд.}(R,\beta)$,индуцирующее возбуждение, в нашем приближении линейно по параметру деформации β . Если, кроме того, ограничиться гармоническим приближением для энергии деформации ядра -осколка, то возникает известная задача об осцилляторе, на который действует внешняя сила, зависящая от времени t . Подобная ситуация уже рассматривалась в работах [39–40] о динамической деформации ядер и кулоновском делении. Зависимость взаимодействия от времени определяется законом изменения $R(t)$.

Вероятность возбуждения n -го вибрационного состояния определяется соотношениями

$$W_n = \frac{1}{n!}\left(\frac{\epsilon}{\hbar\omega_0}\right)^n \exp\left(-\frac{\epsilon}{\hbar\omega_0}\right), \tag{4.26}$$

$$\epsilon = \frac{\omega_0^2 P_1^2}{2C} + \frac{1}{2}C\left(\beta_1 - \beta_0(0)\right)^2. \tag{4.27}$$

($\hbar\omega_0$ - характерное значение для интервала между сос-тояниями ядра),

где

$$\beta_1 = \frac{\omega_0}{\beta C}\int_0^\infty \widetilde{V}_{яд}(R(t))\sin(\omega_0 t)\,dt,$$

$$P_1 = \frac{1}{\beta}\int_0^\infty \widetilde{V}_{яд}(R(t))\cos\omega_0 t\,dt, \tag{4.28}$$

а C - коэффициент деформируемости ядра-осколка. В формуле (4.27) $\beta_0(0)$ отыскивается из условия

$$\beta_0(0) = \frac{V_{яд}(R(t=0))}{\beta\, C}. \tag{4.29}$$

Заметим, что функция

$$\mathcal{G}(R) = \frac{\exp\left(\frac{R-R_0}{a_0}\right)}{\left\{1+\exp\left(\frac{R-R_0}{a_0}\right)\right\}^2} \tag{4.30}$$

при значении $|R-R_0| \le 1$ может быть аппроксимирована функцией Гаусса:

$$\mathcal{G}(R) \simeq 0{,}25\exp\left[-\left(\frac{R-R_0}{1{,}25}\right)^2\right], \tag{4.31}$$

а при $|R-R_0| > 1$ -экспонентой:

$$\vartheta(R) = G\exp[-\alpha(R-R_*)],$$ (4.32)

причём

$$R_* > R_0 + 1.$$

Таким образом, при $R > R_*$

$$G = \frac{0.25}{a_0}\sqrt{5/4\pi}\, V_0 R_1 \exp\left[-\left(\frac{R_* - R_0}{1.25}\right)^2\right].$$ (4.33)

Используя представление (4.32) для $\frac{1}{\beta}\tilde{V}_{\vartheta g}(R,t)$, вычислим орбитальные интегралы, входящие в (4.28). При этом будем считать, что точка разрыва ядра на осколки соответствует $R = R_*$. Следовательно, и начальный момент $t = 0$ соответствует этой точке, т.е. $R_* = 2a$.

Имеем

$$\int_0^\infty \exp[-\alpha(R-R_*)]\cos\omega_0 t\, dt = \frac{a}{v}\exp(\alpha R_*)\int_0^\infty \exp[-\alpha a(\operatorname{ch}W+1)]\cos\left[\frac{\omega_0 a}{v}(\operatorname{sh}W+W)\right](\operatorname{ch}W+1)\,dW,$$ (4.34)

Здесь мы воспользовались известным параметрическим представлением орбиты /45/

$$R = a(\varepsilon\operatorname{ch}W+1),$$
$$t = \frac{a}{v}(\varepsilon\operatorname{sh}W+W).$$ (4.35)

Имея в виду большую величину декремента αa, разложим $\operatorname{ch}W$, $\operatorname{sh}W$, $\cos W$ в ряды и ограничимся членами второго порядка. Тогда (4.34) приобретает вид

$$\int_0^\infty \exp[-\alpha(R-R_0)]\cos\omega_0 t\, dt = \frac{a}{v}\exp(\alpha R_0)\int_0^\infty \exp(-\alpha a\, ch W)\left[1-\frac{\omega_0^2 a^2}{v^2}(sh W + W)^2\right](ch W + 1)\, dW \simeq$$

$$\simeq \frac{2a}{v}\left(\frac{\pi}{2\alpha a}\right)^{1/2}\left\{1+\left(\frac{1}{4}-\frac{4\omega_0^2 a^2}{v^2}\right)\frac{1}{\alpha a}-\frac{5\omega_0^2 a^2}{v^2}\frac{1}{\alpha^2 a^2}\right\}. \tag{4.36}$$

Аналогично, для орбитального интеграла в (4.28)

$$\int_0^\infty \exp[-\alpha(R-R_0)]\sin\omega_0 t\, dt \simeq \frac{4a^2\omega_0^2}{v^2}\frac{1}{\alpha a}\left(1+\frac{2}{3\alpha a}\right). \tag{4.37}$$

Итак, для β_1 , β_1 и $\beta_0(0)$ имеем:

$$\beta_1 = \frac{G}{C}\,\frac{4a^2\omega_0^2}{(\alpha a)v^2}\left(1+\frac{2}{3\alpha a}\right), \tag{4.38}$$

$$\beta_1 \simeq G\,\frac{2a}{v}\left(\frac{\pi}{2\alpha a}\right)^{1/2}\left[1+\left(\frac{1}{4}-\frac{4\omega_0^2 a^2}{v^2}\right)\frac{1}{\alpha a}\right], \tag{4.39}$$

$$\beta_0(0) \simeq \frac{\tilde{V}(R=R_0)}{\beta C} = \frac{G}{C}. \tag{4.40}$$

Подставляя (4.38 - 4.40) в (4.27), для ϵ , получаем:

$$\epsilon \simeq \frac{G}{C}^2\left\{\frac{a^2\omega_0^2}{v^2}\,\frac{\pi}{\alpha a}+\frac{1}{2}\left(1-\frac{4a^2\omega_0^2}{\alpha a v^2}\right)^2\right\}. \tag{4.41}$$

Величина $\xi = \frac{a\omega_0}{v}$ - известный из теории кулоновского возбуждения параметр адиабатичности процесса. В нашем случае $\xi \simeq 0{,}4$. Так как $\alpha a \gg 1$, то всеми членами в (4.41), за исключением единицы, можно пренебречь.

Поэтому

$$\epsilon \simeq \frac{G^2}{2C} . \tag{4.42}$$

Параметр $\epsilon \approx 20$ мэв, если $C \approx 30$ мэв, $G \approx 34,8$ мэв, $a(R-R_*) \approx 12\phi$. Максимум функции распределения вероятности возбуждения W_n приближённо соответствует номеру состояния:

$$n_{max} \simeq \frac{\epsilon}{\hbar\omega_0} . \tag{4.43}$$

В. Средняя энергия возбуждения осколков

Различным осколкам деления соответствуют разные коэффициенты деформируемости C, а следовательно, и $\hbar\omega$. Обозначая через C_0 значение при $C \approx 30$ мэв и $\hbar\omega_0$ при $\hbar\omega = 1$ мэв (полагаем, что $G = const$), имеем:

$$\frac{\epsilon}{\hbar\omega} = \frac{G^2}{2C\hbar\omega} = \frac{\epsilon}{\hbar\omega_0}\left(\frac{C_0}{C}\right)^{3/2} . \tag{4.44}$$

Тогда

$$n_{max} = (n_{max})_0 \left(\frac{C_0}{C}\right)^{3/2} , \tag{4.45}$$

а средняя энергия возбуждения осколков $\overline{E^*}(A_j)$ равна:

$$\overline{E^*} = n_{max}\hbar\omega = (n_{max})_0 \hbar\omega_0 \frac{C_0}{C} = \epsilon_0 \frac{C_0}{C} . \tag{4.46}$$

На рис. 14 дана функция $\overline{E^*}(A_f)$ в зависимости от атомного номера осколка деления A_f, полученная описанным выше способом (штрихованная линия).

Сравнение с экспериментом этих результатов показывает, что рассмотренный здесь квантовомеханический расчёт неплохо воспроизводит основные особенности довольно сложного поведения функции $\overline{E^*}(A_f)$. Заметим, что некоторый вклад могут дать также дипольные $(\widetilde{E^*} \simeq 1\text{-}2\,\text{Мэв})$ и октупольные возбуждения. Важной характеристикой является также *и полуширина распределения средней энергии* возбуждения осколков деления. В рамках сформулированной модели удаётся удовлетворительно описать эксперимента /41/.

Вернёмся теперь к вопросу о пов... кинетической энергии осколков, образованных в результате деления по прямому каналу.

Относительно небольшое изменение $\overline{E}_\beta^{\text{прям.}}$ по сравнению с $\overline{E}_\beta^{\text{стат.}}$ само по себе (см. формулу (4.41) - зависимость от ν) не скажется на среднем значении энергии возбуждения, обусловленной актом разрыва ядра (напомним, что в рассмотренных реакциях типа ${}^{40}Ar + {}^{238}$ ... *имеется ещё и "тепловая" часть энергии). С этой точки зрения* средняя кинетическая энергия должна несколько увеличиться на величину $\Delta E \simeq \overline{E}_\beta^{\text{прям}} - \overline{E}_\beta^{\text{стат.}}$.

Однако с увеличением энергии $\overline{E}_\beta^{\text{прям}}$, приходящейся на делительную степень свободы, нельзя исключить возможность того, что *система может пройти конфигурацию разрыва при несколько меньшем* значении параметра R^*. Тогда, очевидно, средняя энергия возбуждения возрастёт (см. 4.41). В итоге суммарная кинетическая энергия осколков может практически не измениться по сравнению с тем случаем, когда прямой механизм играет пренебрежимо малую роль. *По-видимому, такая возможность не противоречит экспериментальным* данным /46/.

Заканчивая этот раздел, отметим, что описанная модель прямого деления (более точно выражаясь, модель прямой передачи части энергии столкновения на делительную степень свободы)$^{x)}$ позволяет преодолеть известные трудности в объяснении таких важных характеристик, как ширина массового распределения осколков деления, индуцированного тяжёлыми ионами. В качестве следствия мы получаем, кроме того, вывод, что реакция полного слияния не обязательно приводит к образованию компаунд-ядра с установившимся термодинамическим равновесием. Как мы видели, вклад этого канала может быть весьма значительным.

С другой стороны, в отличие от обычной ситуации, характерной для реакций, идущих по схеме прямых процессов, распределение продуктов по углам и энергиям может слабо отличаться от предсказаний статистической теории, так как модель предполагает в качестве промежуточной стадии слияния ядер.

5. О ВОЗМОЖНЫХ ЭФФЕКТАХ В ДИНАМИКЕ СЛИЯНИЯ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

Теперь кратко остановимся на идеях, высказанных в ряде работ [47–49], которые, возможно, в дальнейшем окажутся полезными для качественного понимания некоторых аспектов слияния двух сложных ядерных систем. Подчеркнём, что речь идёт только о теоретических соображениях, которые непосредственно экспериментом не подкреплены.

---

x) Употребляя термин "прямое деление", мы при этом не определяли время протекания процесса. Оценка масштаба характерного времени прямого деления связана, по существу, с оценкой ширины высоковозбуждённого коллективного состояния. Эта задача очень сложна, и до сих пор нет убедительного её решения. Одной из попыток решить эту проблему является работа /57/. Если использовать её результаты (формула (7-8)), то для ширины высоковозбужденного ($\simeq 15 \div 20$ Мэв) коллективного состояния получим $\Gamma \simeq 0,5$ Мэв, что соответствует $\tau_{прям.} \simeq 10^{-21}_{сек.}$.

Более подробное обсуждение этих вопросов можно найти в оригинальных работах [47–49].

Известно, что при взаимодействии сложных атомов учёт принципа Паули приводит к сильному отталкиванию на малых расстояниях. Этот эффект можно описать, вводя феноменологически потенциал, имеющий отталкивательный "кор" (рис. 15 из работы [48]). Очевидно, что и в случае взаимодействия сложных ядер это явление должно играть определённую роль.

Рассмотрим сначала тривиальную модель, иллюстрирующую основные идеи, а также привлекаемые при этом приближения. Известно, что атомное ядро представляет собой систему сильно взаимодействующих фермионов. Тем не менее в целях простоты будем рассматривать ядро как ферми-газ. Соответствующее выражение для энергии системы N ферми-частиц, заключённых в сферу с объёмом V, имеет вид

$$E = \frac{3}{10}\left(\frac{6\pi^2}{q}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3} N. \tag{5.1}$$

Далее будем исходить из предположения, что энергия двух сталкивающихся ядер значительно превышает кулоновский барьер. При этом будем считать, что слияние происходит настолько быстро (приближение удара), что система из двух ядер не успевает сразу перейти в состояние, соответствующее нормальной ядерной плотности, т.е. объём образованной таким образом системы равен объёму наибольшего из взаимодействующих ядер. Тогда для того, чтобы слияние стало возможным, необходимо затратить энергию, равную (в случае двух одинаковых ядер)

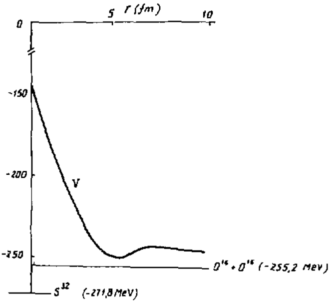

Рис. I5.

Потенциал отталкивания для реакции $^{16}O + ^{16}O$
в зависимости от относительного расстояния ядер.
Расчётная кривая из работы /48/.

$$\Delta E_{min} = \frac{6}{10}\left(\frac{6\pi^2}{9}\right)^{2/3}\frac{\hbar^2}{m}\left[\left(\frac{2N}{V}\right)^{2/3}N - \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}N\right]. \tag{5.2}$$

Используем эту формулу для оценки масштаба величины ΔE_{min} для конкретной реакции. Например, для реакции $Xe + Sb$ $\Delta E_{min} \simeq 3000$ Мэв (расчёт проводился раздельно для протонной и нейтронной компонент).

Очевидно, что энергию ядерных систем нельзя описывать формулой (5.I). Ядро представляет собой систему из сильно взаимодействующих нуклонов. Очевидно также, что в процессе слияния в составной системе налетающего иона с ядром мишени индуцируются возбуждения как коллективного, так и одночастичного типа, в том числе и монопольные колебания плотности. В результате монопольных колебаний система будет частично (или полностью - в такой картине все определяется соотношением времён слияния $\tau_{слиян.}$ и характерного времени, связанного с монопольными колебаниями плотности $\tau_{мон.кол.}$) переходить в состояние, соответствующее нормальной ядерной плотности. Однако корректно оценить характерные времена невозможно как из-за отсутствия определённых данных о монопольных колебаниях, так и из-за сложности механизма слияния.

Итак, рассмотренная модель, иллюстрируя действие принципа Паули, не может серьёзно претендовать на количественные оценки. Необходимо использовать более реалистическое выражение для энергии системы, состоящей из конечного числа фермионов. Попытка провести такой расчёт была предпринята в работе [48], причём в выражении для энергии был учтён член, описывающий сжимаемость ядерной системы. В процессе слияния (вновь используется приближение удара) по мере перекрывания объёмов ядер увеличивается зона с аномальной плотностью. Это, по мысли авторов [48], приводит к нестабильности, стремящейся разорвать систему. Таким образом возникает дополнительный потенциал отталкивания (его происхождение также обязано действию принципа Паули), который в грубом приближении можно записать в виде

$$V(r) = E\left(\rho_{A_1}(r_1) + \rho_{A_1}(r_2)\right) - E\left(\rho_{A_1}(r_1)\right) - E\left(\rho_{A_2}(r_2)\right), \tag{5.3}$$

где $E(\rho)$ – энергия ядра с учётом сжимаемости. На рис. 15 приведена кривая, полученная таким способом для реакции $^{16}O + ^{16}O$.

Более последовательная квантовомеханическая теория эффекта отталкивания, обусловленного учётом принципа Паули, рассмотрена в работе А.И. Базя. Используя метод K – гармоник /50–52/, нашедший за последние годы широкое применение в задачах ядерной физики, для функции $\mathcal{S}(\rho) = \mathcal{N}^{-1/2}\,\Phi(\rho)$ (здесь $\Phi(\rho)$ – волновая функция относительного движения двух ядер, ρ – вектор в $(3A-3)$ – мерном пространстве относительных координат $A = A_1 + A_2$ фермионов, а величина $\mathcal{N}$ для $\rho \ll \rho_0$ определяется соотношением $\mathcal{N}(\rho) = \mathrm{const}\cdot\rho^{2K_m+3A-4}$), получаем уравнение, имеющее вид радиального уравнения Шредингера для частицы в поле $V(\rho) + \mathcal{U}(\rho)$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\mathcal{S}''(\rho) + \left[V(\rho) + \mathcal{U}(\rho) - \epsilon\right]\mathcal{S}(\rho) = 0. \tag{5.4}$$

Потенциал отталкивания $\mathcal{U}(\rho)$, являющийся проявлением принципа Паули, имеет вид (для $\rho \ll \rho_0$):

$$V(\rho)_\circ = \frac{\hbar^2}{2m}\,\frac{\mathcal{L}(\mathcal{L}+1)}{\rho^2}\,, \qquad (5.5)$$

где ρ_0 – радиус соприкосновения частиц: $\rho_0^2 = a + \frac{A_1 A_2}{A}(R_1^2 + R_2^2)$, $a = \frac{3}{5}(A_1 R_1^2 + A_2 R_2^2) = \rho_1^2 + \rho_2^2$, $\mathcal{L} = K_m + \frac{3}{2}(A-2)$, K_m – характерное для метода K – гармоник число. Потенциал $V(\rho)$ – определённым образом усреднённое взаимодействие фермионов, входящих в ядра A_1, A_2.

Безусловно, соображения, развитые в работах [47–48], представляют интерес и могут оказаться полезными для понимания такого сложного процесса, каким является процесс слияния двух ядерных систем.

Наконец, следует упомянуть ещё об одной интересной идее, выдвинутой Святецким и Бьернхольмом[49], связанной с привлечением понятия вязкости ядерной материи и её возможных проявлениях в динамике слияния и развала ядерной системы. Уже на первый стадии слияния значительная часть кинетической энергии относительного движения может диссипировать на внутренние степени свободы ядра, что должно привести к образованию крайне нестабильной, разогретой, полностью не слившейся составной системы. В этой связи заметим, что обсуждая вопрос о прямом механизме (см. раздел 3), мы фактически рассмотрели очень близкую проблему диссипации энергии столкновения на коллективные вибрации составной системы. И это действительно привело к некоторому ограничению на сечение образования термодинамически равновесного компаунд-ядра.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этом небольшом обзоре мы попытались дать краткую характеристику идей, выдвинутых в связи с теоретическим изучением одного из важнейших и обширных вопросов -проблемы исследования реакции полного слияния двух сталкивающихся сложных ядерных систем.

Легко видеть, что при её решении возникает необходимость привлекать широкий спектр методов (квазиклассическое приближение для описания относительного движения, квантовые методы для анализа возбуждений, степень адиабатичности и даже классический подход) и представлений (коллективные характеристики ядер, механизм их возбуждения, динамика деления, ядерная термодинамика, "работа" принципа Паули и способы диссипации энергии поступательного движения на внутренние степени свободы и т.д.).

И это, разумеется, не случайно, так как сложность картины столкновения ядер с необходимостью требует привлечения большей части методов и представлений ядерной физики.

Видно также, что изучение реакций образования компаунд-ядра в случае взаимодействия сложных ядер приводит к возникновению целого ряда качественно новых аспектов в этой довольно старой проблеме ядерной физики.

Недавние эксперименты [53–56], по-видимому, подтверждают это.

Несомненно, что дальнейшее развитие теории и эксперимента в этом направлении приведёт к очень важным и интересным результатам.

Литература

1. Б.Н. Калинкин. ЭЧАЯ, 2, 387, 1971.
2. И.А. Шелаев, В.С. Алфеев и др. ОИЯИ, Р9-6062, Дубна, 1971.
3. Г.Н. Флёров, С.А. Карамян и др. ОИЯИ, Р7-6093, Дубна, 1971.
4. T.D.Thomas. Phys.Rev.,116, 703 (1959).
5. Д.Ж. Блатт, В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, ИИЛ, Москва, 1954.
6. В.В. Бабиков. ЖЭТФ, 38, 274, 1960.
7. Б.Н. Калинкин , Б.И. Пустыльник. ОИЯИ, Р-989, Дубна, 1971.
8. E.H.Auerbach, C.E.Porter. Proc.Third Conf. on Reactions, Between Complex Nuclei, University of California Press, Berkeley, and Los Angeles, 1963.
9. С.П. Иванова, Б.Н. Калинкин. ОИЯИ, Р-1162, Дубна, 1962.
10. A.E.Larsh, G.E.Gordon, T.Sikkeland and I.R.Walton, Proc. Second Conf. on Reactions Between Complex Nuolei, Wiley, New York, 1960.
11. T.S.Sikkeland, E.L.Haines, V.E.Viola. Phys.Rev.,125, 1350, 1962.
12. T.S.Sikkeland. Proc. of the Lysekil Simposium, 539, 1966.
13. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пениожкевич, Б.И. Пустыльник ОИЯИ, Р7-4024, Дубна, 1969.
14. B.Wilkinsand, G.Igo. Proc.Third Conf. on Reactions Between Complex Nuclei, University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1963.
15. Б.Н. Калинкин, И.Ж. Петков. ОИЯИ, Р-1347, Дубна, 1963.
16. А.Г. Ситенко. ЖЭТФ, 36, 793, 1959.
17. R.Bimbot, M.Lefort, A.Simon. J.Phys. 29, 563, 1968.
18. L.Kowalski, I.C.Jodogne, I.M.Miller. Phys.Rev., 169, 894, 1968.
19. I.B.Natowitz. Phys.Rev., C1, 623, 1970.
20. J.Galin, D.Guerreau, M.Lefort and Tarrago. Proc. of the International Conference on Heavy Ion Physics, 324, Dubna, 1971.
21. А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. ОИЯИ, Р7-6608, Дубна, 1972.
22. Le Couteur, K.J., Proc.Soc., 63A, 259, 1950 .
23. С.А. Карамян, Ф. Нормуратов, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник, Г.Н. Флёров. ОИЯИ, Р7-3732, Дубна, 1968.
24. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник. ОИЯИ, Р7-4024, Дубна, 1968.
25. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, Б.И. Пустыльник. ОИЯИ, Р7-4559, Дубна, 1969.
26. Б.Н. Калинкин, В.П. Пермяков. ОИЯИ, Р4-6149, Дубна, 1971.
27. В.М. Струтинский. ЯФ,3, 614, 1966.
28. J.R.Nix. Los Alamos Lecture Notes LA-DC-12488, 1971.
29. В.В. Пашкевич. ОИЯИ, Р4-4383, Дубна, 1969.
30. А.Г. Артюх, Я. Вильчински, В.В. Волков, Г.Ф. Гриднев, В.Л.Михеев. ОИЯИ, Р7-6815, Дубна, 1972.
31. А.С. Давыдов. Теория атомного ядра, Физматгиз, 1958.
32. R.L.Fleischer, P.B.Price, R.M.Walker. Phys.Rev., 143, 943,1965.
33. С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич. ОИЯИ, Р7-3063, Дубна, 1966.

34. V.P.Perelygin, N.H.Shadeva, S.P.Tretyakova, A.H. Boos. R. Brandt. Nucl. Phys.,127, 577, 1969.
35. Ю.А. Музычка, Ю.Ц. Оганесян, Б.И. Пустыльник, Г.Н.Флёров. ЯФ, 6, 306, 1967.
36. Б.Н. Калинкин, В.П. Пермяков. ОИЯИ, Р4-6150, Дубна, 1971.
37. T.Sikkeland. Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-11242, 1964.
38. Б.Н. Калинкин, В.П. Пермяков. ОИЯИ, Р4-6151, Дубна, 1971.
39. Я. Грабовский, Б.Н. Калинкин. ОИЯИ, Р4-5158, Дубна, 1970.
40. Я. Грабовский, Б.Н. Калинкин, В.И. Мартынов. ОИЯИ, Р4-5159, Дубна, 1970.
41. Физика деления ядер, сборник статей, Госатомиздат, 1963.
42. В. Бруннер, Г. Пауль. Физика деления ядер, сборник статей, стр. 268-313, Госатомиздат, 1963.
43. А.И. Обухов, Н.А. Перфилов. УФН, 92, 621, 1967.
44. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинкин. Acta. Phys. Pol. , 32,461,1967.
45. K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelson and A.Winther. Rev.Mod.Phys., 28, 432, 1956.
46. T.Sikkeland. Phys.Letters, 31, 451, 1970.
47. А.И. Базь. Письма в ЖЭТФ, 14, 607, 1971.
48. J.Eisenberg, W.Greiner. Nuclear Models, vol. 1, North-Holland Publishing Company-Amsterdam-London, 1970.
49. W.J.Swiatecki, S.Bjornholm, Physics Reports,47, 327, 1972.
50. Ю.А. Симонов. ЯФ, 3, 630, 1966.
51. Б.Н. Захарьев, В.В. Пустовалов, В.Д. Эфрос. ЯФ, 8, 406,1968.
52. А.И. Базь, М. Жуков. ЯФ, 11, 779, 1970.

53. G.N.Flerov, S.A.Karamian, Yu.E.Penionzhkevich, S.P.Tretiakova and I.A.Shelaev. JINR,P7-6262, Dubna, 1972.
54. Yu.Ts.Oganessian, O.A.Orlova, Yu.E.penionzhkevich, K.A.Gavrilov, and Kim De En. Yad.Fiz., 2, 249, 1972.
55. P.Colombani, B.Gatty, J.C.Jacmart, M.Lefort, J.Peter, M.Riou and X.Tarrago. Phys.Lett., 42B, 208, 1972.
56. G.N.Flerov, Yu.Ts.Oganessian, JINR E7-6838, Dubna, 1972.
57. A.E.Glassgold. Wattrn Heckrotte and Kenneth M.Watson. Annals of Physics, v.6, 1 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июля 1973 года.