

JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS
OF ELEMENTARY
PARTICLES
AND ATOMIC
NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970

VOL.29

PART 2

Six issues per year

DUBNA 1998

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИКА
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ
ЧАСТИЦ
И АТОМНОГО
ЯДРА

ЭЧАЯ

НАУЧНЫЙ ОБЗОРНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в декабре 1970 года

ТОМ 29

ВЫПУСК 2

Выходит 6 раз в год

ДУБНА 1998

Главный редактор

А.М.БАЛДИН

Редакционная коллегия:

В.Л.АКСЕНОВ

(зам. главного редактора),

П.Н.БОГОЛЮБОВ,

С.К.БРЕШИН,

В.В.БУРОВ,

В.В.ВОЛКОВ,

Ц.Д.ВЫЛОВ,

Ю.П.ГАНГРСКИЙ,

В.П.ДЖЕЛЕПОВ,

П.И.ЗРУБИН,

И.С.ЗЛАТЕВ,

П.С.ИСАЕВ

(ответственный секретарь),

В.Г.КАДЫШЕВСКИЙ

(зам. главного редактора),

К.КАУН,

Д.КИШ,

Н.Я.КРОО,

О.Н.КРОХИН,

Р.М.ЛЕБЕДЕВ,

И.Н.МИХАЙЛОВ,

НГУЕН ВАН ХЬЕУ

(зам. главного редактора),

Ю.Ц.ОГАНЕСЯН,

Ю.П.ПОПОВ,

А.Н.СИСАКЯН,

В.Г.СОЛОВЬЕВ

(зам. главного редактора),

А.Н.ТАВХЕЛИДЗЕ,

А.А.ТЯПКИН,

А.И.ХРЫНКЕВИЧ,

Ч.К.ШИМАНЕ

Редактор **Е.К.Аксенова**, тел. (09621) 65-165

©ОИЯИ, «Физика элементарных частиц и атомного ядра», 1998

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР МЕТОДОМ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА

Т.Л.Беляева, Н.С.Зеленская

НИИЯФ им. Д.В.Скобельцына, МГУ, Москва

Рассматривается современное состояние исследований ядерных реакций, вызванных легкими и полутяжелыми ионами с энергией до 10 МэВ/нуклон, на легких и средних ядрах с помощью измерения функций угловых корреляций конечных продуктов. В предлагаемом обзоре дан анализ основных теоретических и экспериментальных работ по исследованию корреляций частица-частица, выполненных за последние годы; изложены методы вычисления функций угловой корреляции и спин-тензоров матрицы плотности ядер-продуктов реакций в возбужденных состояниях в рамках метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия и в модифицированной модели составного ядра. Проведен анализ $\alpha-d$ - и $\alpha-t$ -корреляций в реакциях с ионами ${}^6\text{Li}$ и ${}^{14}\text{N}$. Исследованы высоковозбужденные α -кластерные состояния в ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$. Рассчитаны и сопоставлены с экспериментом тензоры поляризации ядра ${}^6\text{Li}$ в состоянии 3^+ . Показано, что функции угловых корреляций частица-частица и тензоры поляризации позволяют получить уникальную информацию о механизме реакции, структуре волновых функций высоковозбужденных состояний ядер, в том числе и о характере ее радиальной зависимости во внутренней области ядра, об оптических потенциалах взаимодействия во входном и выходном каналах реакции и т.д. В силу вышеизложенного предлагаемый обзор может быть полезен и интересен как теоретикам, так и экспериментаторам, работающим в области физики ядерных реакций с частицами умеренных энергий.

The contemporary state of the investigations of nuclear reactions induced by light and semi-heavy ions with 10 MeV/nucleon energy has been examined by means of the measuring of particle-particle angular correlation functions. The analysis of the fundamental theoretical and experimental works fulfilled in the last years in the investigation of particle-particle angular correlations has been performed. The calculational methods of the angular correlation function and of the density matrix spin-tensors of nuclei — nuclear reaction products — in excited states have been stated. These methods have been realized in the framework of the distorted waves with the finite interaction range model and of the perfected compound nucleus model. The analysis $\alpha-d$ and $\alpha-t$ correlation functions has

been realized by the heavy ion (${}^{6,7}\text{Li}$ and ${}^{14}\text{N}$) reactions. The high excited quasistationary α -cluster states in ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$ have been investigated. The polarization tensors of the ${}^6\text{Li}$ in 3^+ state have been calculated and compared with the experiment. It has been shown that the particle-particle angular correlation functions allow to obtain the exceptional information on the reaction mechanism, on the nuclear highly excited state wave function structure (including its radial behaviour in the inner region of nucleus), on the optical potentials in the enter and exit reaction channels. In above-mentioned reasons the proposed review is able to be useful and interesting both theoreticians and experimentalists working in the field of the nuclear reactions at moderate energies.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно квантовой механике волновая функция частицы со спином I зависит от спиновой переменной — проекции M_I спина на заданную ось квантования z , которая может принимать $2I + 1$ дискретных значений. Для невозмущенной ядерной системы заселенность подсостояний с разными M_I статистически равномерна, а пространственная ориентация спина изотропна. Ядерные системы, в которых пространственная ориентация спинов частиц не изотропна, называются ориентированными.

При столкновении частиц, обладающих спинами, взаимодействие между ними в общем случае является нецентральным, т.е. зависит от взаимной ориентации спинов и вектора относительного расстояния между ними. Поэтому продукты ядерных реакций, пространственное распределение которых анизотропно, представляют собой ориентированные системы, а сама ядерная реакция выступает в качестве «поляризатора». В частности, если механизм образования конечных частиц отличен от статистического испарения из состояния термодинамического равновесия, то конечное ядро (обладающее ненулевым спином) оказывается ориентированным, а заселенности подсостояний с разными M_I — неоднородными. Если конечное ядро образуется в возбужденном состоянии, то его распад происходит также анизотропно. При этом угловое распределение продуктов распада будет определяться вероятностью заселенностей различных подсостояний конечного ядра, т.е. его спиновой ориентацией.

С другой стороны, исследование угловой зависимости заселенностей различных подсостояний способствует идентификации механизмов реакции, поскольку различные механизмы реакции проявляются в разной степени в зависимости от угла вылета конечной частицы, что отражается на угловой зависимости заселенностей различных подсостояний.

Общепризнанным и достаточно популярным методом получения информации о свойствах ориентированных систем является исследование

функций угловой корреляции продуктов реакции. С помощью этого метода был получен ценный экспериментальный материал относительно свойств ядер и их возбужденных состояний, ядерных взаимодействий и механизмов ядерных реакций.

В основе анализа всех типов угловых корреляций лежит теоретический аппарат, использующий спиновую матрицу плотности, разработанный в [1—3] и наиболее полно изложенный в обзоре Гольдфарба [4]. Многие вопросы, связанные с изучением поляризационных явлений в ядерных реакциях, освещены в монографии [5]. В недавно опубликованной монографии [6] предлагается и теоретически обосновывается метод определения спиновых характеристик состояний ядер, базирующийся на измерении функции угловой корреляции частиц — продуктов реакции и излучения, испускаемого ядром в возбужденном состоянии, в различных плоскостях регистрации излучения.

Исследование угловых корреляций типа частица-частица исторически было начато с реакций квазиупругого выбивания $A(p, 2p)B^*$ [7] на легких ядрах при энергии падающих протонов $150 \div 200$ МэВ, теоретическое описание импульсных распределений и спектров возбуждения конечных ядер в которых были выполнены в работах В.В.Балашова и др. [8]. Дальнейшее экспериментальное и теоретическое изучение реакций (a, ax) в квазиупругой кинематике дало возможность исследовать особенности кластеризации легких ядер [9]. Подробный анализ экспериментальных данных по этим реакциям содержится в обзоре [10].

Интересные закономерности в угловых корреляциях конечных частиц из реакций, вызванных ионами лития, и α -частиц — продуктов распада возбужденного состояния конечного ядра были исследованы в работах А.А.Оглоблина, В.З.Гольдберга и др. [11—13]. Анализ этих данных показал, что изучение угловых корреляций в реакциях прямой α -передачи может быть использовано для определения как спиновых характеристик высоколежащих возбужденных α -кластерных состояний, так и параметров потенциалов взаимодействия ядер в возбужденном состоянии.

Исследование угловых корреляций в реакциях многонуклонных передач [14—16] открывает новые возможности для изучения квазимолекулярных состояний ядер с высокими спинами, более детального изучения механизмов этих реакций, структуры и спектроскопии возбужденных состояний, содержащих 2α - и 3α -кластеры.

Весьма актуальной является проблема экспериментального и теоретического исследований тензоров поляризации возбужденных состояний ядер, угловые распределения которых можно получить непосредственно из экспериментальных функций угловой корреляции, измеренных в специальных кинематических условиях. Метод восстановления полной спиновой мат-

рицы плотности ядра, предложенный и реализованный впервые в НИИЯФ МГУ [17—19] с помощью изучения функции угловой корреляции частица- γ -квант, позволил детально исследовать ориентационные характеристики низших возбужденных состояний ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{32}S и т.п. [20—23]. Похожие методики восстановления компонентов тензоров поляризации возбужденных состояний легких ядер при изучении функций угловой корреляции частица-частица были применены в работах [24,25].

В настоящем обзоре подробно рассматриваются вопросы, связанные с анализом полученных в последние годы результатов экспериментального и теоретического исследования угловых корреляций частица-частица, изучения с их помощью свойств ориентированных систем, высоколежащих кластерных состояний и механизмов их образования.

2. СПИНОВАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ И ЕЕ СПИН-ТЕНЗОРЫ В БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Для анализа дифференциальных сечений и функций угловых корреляций в реакциях с легкими и полутяжелыми ионами мы будем использовать общую теорию угловых корреляций [4,19,24] в терминах спиновой матрицы плотности $\rho_I(M_f, M'_f)$ состояния ядра со спином I_f и ее спин-тензоров $\rho_{kk}(I_f)$. Матрица плотности, введенная впервые в теоретическую физику Ландау, обеспечивает возможность аналитического построения общих формул, позволяет вычислять средние значения любых физических величин, единым образом описывать как полностью, так и неполностью определенные квантово-механические состояния. В целом концепция матрицы плотности разрабатывалась многими авторами, и здесь мы можем сослаться на основательные монографии [25,26].

Спиновая матрица плотности, или матрица плотности по спиновым переменным, характеризует ориентационные характеристики системы и может быть получена из полной волновой функции $\Psi_I(\mathbf{r}, M)$ системы со спином I с помощью интегрирования по радиальной переменной:

$$\rho_I(M, M') = \int d^3\mathbf{r} |\Psi_I(\mathbf{r}, M')\rangle \langle \Psi_I(\mathbf{r}, M)|. \quad (1)$$

Диагональные элементы спиновой матрицы плотности дают вероятность того, что система находится в состоянии с заданной проекцией спина M , т.е. эти элементы определяют ориентацию системы в спиновом пространстве. Сумма диагональных элементов определяется условием нормировки:

$$\text{Sp } \rho_I(M, M) = 1. \quad (2)$$

В неориентированной системе все спиновые состояния заселяются равновероятно:

$$\rho_I(M, M') = \frac{\delta_{MM'}}{2I+1}. \quad (3)$$

В практических применениях более удобными объектами, чем спиновая матрица плотности, являются спин-тензоры матрицы плотности. Используя свойство элементов спиновой матрицы плотности при поворотах системы координат преобразовываться по прямому произведению двух неприводимых представлений группы вращений, определим спин-тензоры матрицы плотности следующим соотношением:

$$\rho_{k\kappa}(I_f) = \sqrt{2I_f+1} \sum_{M_f M'_f} (-1)^{I_f-M'_f} \langle I_f M'_f I_f - M_f | k\kappa \rangle \rho_{I_f}(M_f, M'_f), \quad (4)$$

где $0 \leq k \leq 2I_f$, $\kappa = -k, \dots, +k$.

Спин-тензоры $\rho_{k\kappa}(I_f)$ преобразуются по неприводимому представлению группы трехмерных вращений и являются, следовательно, неприводимыми тензорами ранга k . Обратное соотношение

$$\rho_{I_f}(M_f, M'_f) = (2I_f+1)^{-1/2} \sum_{k\kappa} (-1)^{I_f-M'_f} \langle I_f M'_f I_f - M_f | k\kappa \rangle \rho_{k\kappa}(I_f) \quad (5)$$

означает, что спин-тензоры матрицы плотности являются коэффициентами разложения матрицы плотности по полному набору неприводимых тензорных операторов. Из соотношения (5) вытекает важное свойство монопольного спин-тензора:

$$\text{Sp } \rho_{I_f}(M_f, M'_f) = \rho_{00}, \quad (6)$$

который при условии нормировки (2) равен единице.

Рассмотрим бинарную ядерную реакцию $a(I_a) + A(I_A) \rightarrow B^*(I_f) + b(I_b)$, в конечном состоянии которой образуются возбужденное ядро B и частица b . Для такой реакции связь между спиновыми матрицами плотности системы до столкновения ρ_i и после столкновения ρ_f устанавливается, как и между начальной и конечной волновыми функциями системы, с помощью операторной амплитуды реакции или оператора перехода $\mathbf{T}_{if}$ начальной системы $a + A$ в состоянии $|i\rangle$ в конечную систему $b + B$ в состоянии $|f\rangle$:

$$\rho_f = \langle \mathbf{T}_{if} \rho_i \mathbf{T}_{if}^\dagger \rangle. \quad (7)$$

В начальном состоянии ядра независимы, поэтому матрица плотности системы до столкновения ρ_i факторизуется на два множителя. В матрице плотности конечной системы мы выделяем только спиновую матрицу плотности конечного ядра B^* , соответственно усредняя по проекциям спинов начальных ядер и вылетающей частицы. Тогда спиновая матрица плотности ядра B^* определяется выражением:

$$\begin{aligned} \rho_{I_f}(M_f, M'_f, \Omega_b) = & \sum_{M_a M'_a M_A M'_A M_b M'_b} \rho_{I_a}(M_a, M'_a) \rho_{I_A}(M_A, M'_A) \times \\ & \times \mathbf{T}_{if, M_a M_A M_b M_f}(\Omega_b) \mathbf{T}_{if, M'_a M'_A M'_b M'_f}^*(\Omega_b), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\mathbf{T}_{if, M_a M_A M_b M_f}(\Omega_b)$ — матричный элемент перехода в реакции $A(a, b)B^*$, M_a, M_A, M_b — проекции спинов ядер a, A, b ; $\rho_{I_a}(M_a, M'_a)$, $\rho_{I_A}(M_A, M'_A)$ — спиновые матрицы плотности падающих частиц и ядра-мишени.

Если матрицы плотности падающей частицы $\rho_{I_a}(M_a, M'_a)$ и ядра-мишени $\rho_{I_A}(M_A, M'_A)$ удовлетворяют условию нормировки (2), то матрица плотности (8) нормирована на дифференциальное сечение:

$$\text{Sp } \rho_{I_f}(M_f, M'_f, \Omega_b) = \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (9)$$

Так как в случае неполяризованных налетающих частиц и мишеней, согласно (3), спиновые матрицы плотности начальных ядер диагональны, то в этом случае спиновая матрица плотности ядра B^* в состоянии со спином I_f и проекцией M_f определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho_{I_f}(M_f, M'_f, \Omega_b) = & \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_{M_a M'_a M_A M'_A M_b M'_b} \mathbf{T}_{if, M_a M_A M_b M_f}(\Omega_b) \times \\ & \times \mathbf{T}_{if, M'_a M'_A M'_b M'_f}^*(\Omega_b). \end{aligned} \quad (10)$$

Из выражений (8) и (10) следует, что спиновая матрица плотности ядра B^* , образованного в ядерной реакции, включает в себя информацию не только о спиновом состоянии этого ядра, но и о всей ядерной реакции в целом. С помощью матрицы плотности, вообще говоря, может быть получено среднее значение любой наблюдаемой физической величины и вычислены различные характеристики ядерной реакции. Традиционно исследуемое дифференциальное сечение реакции, связанное с усреднением по проекциям спинов всех участвующих в реакции ядер, представляет только один — первый — элемент спин-тензоров матрицы плотности. Отличные от ρ_{00} элементы спин-тензоров матрицы плотности являются не просто дополнительными угловыми распределениями, а представляют собой качественно новые характеристики реакции. Они определяются некогерентным сложением зависящих от спинов и их проекций амплитуд реакции, учитывают фазовые зависимости амплитуд, их интерференцию и поэтому более чувствительны к механизму реакции и ядерной структуре, чем дифференциальные сечения реакций. Все это определяет важность экспериментального исследования спин-тензоров матрицы плотности и их теоретической интерпретации в различных моделях ядерных реакций. В следующих разделах мы рассмотрим способы экспериментального и теоретического определения компонентов спин-тензоров матрицы плотности в ядерных реакциях.

3. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ФУНКЦИЙ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА

Информация о свойствах ориентированных систем, образованных в ядерных реакциях, о спин-тензорах матрицы плотности возбужденного ядра может быть получена при изучении функций угловой корреляции продуктов реакции. Сама ядерная реакция при этом играет двойную роль: с одной стороны, она может являться поляризатором конечных частиц и ядер, с другой — реакция может быть анализатором поляризации падающих частиц.

Общий формализм вычислений функций угловой корреляции (ФУК) и поляризации [4] применялся для анализа различных реакций. В реакциях с легкими частицами конкретные теоретические модели угловых корреляций были разработаны для механизма квазиупругого выбивания [8,9], в модели образования составного ядра [27], в методе искаженных волн [28]. Для анализа ядерных реакций с участием сложных частиц и полутяжелых ионов (${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и т.д.), реакций α -передачи и многонуклонной передачи общий формализм расчета ФУК начал применяться по мере разработки теоретических моделей и методов расчета матричного элемента оператора перехода в этих реакциях [29,30].

Другой аспект исследований угловых корреляций связан с экспериментальными методами прямого восстановления компонентов спин-тензоров матрицы плотности или тензоров поляризации из данных по угловым корреляциям. Как хорошо известно, для этого необходимо, чтобы число параметров ФУК было не меньше, чем число восстанавливаемых компонентов спин-тензора, а именно необходимы измерения ФУК в нескольких плоскостях вылета излучения относительно плоскости реакции. Подробно эта проблема рассматривается в монографии [6], в которой обоснован предложенный авторами метод восстановления полной спиновой матрицы плотности возбужденного ядра, основанный на измерении функции угловой корреляции частица — гамма-квант в различных плоскостях регистрации гамма-квантов. В последнее время экспериментальные методики восстановления тензоров поляризации возбужденных состояний легких ядер при измерении функции угловой корреляции частица-частица в реакциях с легкими частицами разработан в ряде зарубежных лабораторий [22,23]. В этих случаях может быть проведен непосредственный теоретический анализ экспериментальных угловых зависимостей спин-тензоров в различных моделях ядерных реакций.

Рассмотрим двухступенчатый ядерный процесс $a(I_a) + A(I_A) \rightarrow B^*(I_f) + b(I_b)$, $B^*(I_f) \rightarrow C(I_0) + c(I_2)$ и определим функцию угловой корреляции $W(\Omega_b, \Omega_c)$ как вероятность одновременной регистрации частицы b в направлении Ω_b , а излучения c — в направлении Ω_c . Согласно общему формализму [4] функция угловой корреляции $W(\Omega_b, \Omega_c)$ определяется как вероятность того, что конечная система $B^*(I_f) \rightarrow C(I_0) + c(I_2)$ с матрицей плотности ρ_f будет зарегистрирована идеальным прибором, характеризующимся матрицей эффективности $\varepsilon_f(\Omega_c, \Omega_c)$:

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \text{Sp}(\rho_f, \varepsilon). \quad (11)$$

Определение идеального прибора (детектора) содержит в себе следующие требования:

- 1) чувствительность детектора к каждой из характеристик регистрируемой частицы не зависит от чувствительности к другой характеристике;
- 2) эффективность детектора не зависит от энергии частиц;
- 3) детектор регистрирует частицы c , движущиеся в строго определенном направлении.

Введем тензоры спиновой эффективности аналогично спин-тензорам матрицы плотности:

$$\varepsilon_{k\kappa}(I_f) = (2I_f + 1)^{-1} \sum_{M_f M'_f} (-1)^{I_f - M'_f} \langle I_f M'_f I_f - M_f | k\kappa \rangle \varepsilon_{I_f}(M_f, M'_f). \quad (12)$$

Используя выражения (5), (11) и (12), функцию угловой корреляции $W(\Omega_b, \Omega_c)$ можно записать в следующем виде [4]:

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \sum_{k\kappa} \rho_{k\kappa}(I_f) \varepsilon_{k\kappa}^*(I_f). \quad (13)$$

В литературе [5,24] подробно излагаются методы расчета матрицы эффективности детекторов и ее спин-тензоров. Здесь мы кратко остановимся только на основных моментах и конкретном виде тензоров спиновой эффективности в случае излучения частицы, обладающей спином.

Матрица эффективности идеального прибора описывает систему $C(I_0) + c(I_2)$, образованную в результате распада ядра B^* в возбужденном состоянии I_f . Распадающуюся систему можно характеризовать следующей схемой сложения моментов:

$$\mathbf{I}_f = \mathbf{I}_0 + \mathbf{I}_2 + \mathbf{L} = \mathbf{S} + \mathbf{L}, \quad (14)$$

где L — орбитальный момент относительного движения продуктов распада, S — спин канала. В соответствии с п.1 определения идеального прибора тензор эффективности регистрации конечной системы можно факторизовать на два множителя, содержащих тензоры спиновой и пространственной эффективности. Тензоры спиновой эффективности, в свою очередь, факторизуются на тензоры эффективности регистрации остаточного ядра C и излучения c :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{k\kappa}(I_0 I_2(S)L : I_f; I_0 I_2(S')L' : I_f) = \sum_{k_S \kappa_S k_L \kappa_L} \varepsilon_{k_S \kappa_S}(S, S') \varepsilon_{k_L \kappa_L}(L, L') \times \\ \times \langle k_S \kappa_S k_L \kappa_L | k\kappa \rangle \begin{pmatrix} S & L & I_f \\ S' & L' & I_f \\ k_S & k_L & k \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\varepsilon_{k_S \kappa_S}(I_0 I_2(S) : I_0 I_2(S')) = \sum_{k_0 \kappa_0 k_2 \kappa_2} \varepsilon_{k_0 \kappa_0}(I_0, I_0) \varepsilon_{k_2 \kappa_2}(I_2, I_2) \times$$

$$\times \langle k_0 \kappa_0 k_2 \kappa_2 | k_S \kappa_S \rangle \begin{pmatrix} I_0 & I_2 & S \\ I_0 & I_2 & S' \\ k_0 & k_2 & k_S \end{pmatrix}.$$

Пространственная часть матрицы эффективности может быть выражена через собственные функции углового момента:

$$\varepsilon(Lm_L, L'm'_L) = \mathbf{Y}_{Lm_L}^*(\Omega_c) \mathbf{Y}_{L'm'_L}(\Omega_c).$$

Соответственно для тензора пространственной или угловой эффективности можно получить следующее выражение:

$$\varepsilon_{k_L \kappa_L}(L, L') = \mathbf{D}_{\kappa_L 0}^{k_L}(\Omega_c) \mathbf{C}_{k_L 0}(L, L'), \quad (16)$$

где $\mathbf{D}_{\kappa_L 0}^{k_L}(\Omega_c) = (4\pi/(2k+1))^{1/2} \mathbf{Y}_{k_L \kappa_L}^*(\Omega_c)$ — матрицы конечных поворотов, $\mathbf{C}_{k_L 0}(L, L') = (-1)^{L'} \frac{\sqrt{(2L+1)(2L'+1)}}{4\pi} \langle L0L'0; k_L 0 \rangle$ — параметры угловой эффективности регистрации излучения.

В том случае, когда спиновые состояния остаточного ядра C и излучения не фиксируются, тензоры их спиновой эффективности равны

$$\begin{aligned} \varepsilon_{k_0 \kappa_0}(I_0, I_0) &= (2I_0 + 1) \delta_{k_0 0} \delta_{\kappa_0 0}, \\ \varepsilon_{k_2 \kappa_2}(I_2, I_2) &= (2I_2 + 1) \delta_{k_2 0} \delta_{\kappa_2 0}. \end{aligned}$$

В этом простом случае тензор эффективности (15) принимает вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_{k\kappa}(I_f) &= (2I_f + 1) \sum_{SLL'} (-1)^{I_f+S} \sqrt{\frac{(2L+1)(2L'+1)}{(2k+1)(2I_2+1)}} \times \\ &\times \langle L0L'0 | k0 \rangle W(LI_f L'I_f; Sk) \mathbf{Y}_{k\kappa}^*(\Omega_c). \end{aligned} \quad (17)$$

Приведем также частный случай выражения (17), когда спин I_2 частицы c равен нулю, а ядро c образуется в основном состоянии со спином $I_0 = 0$. Эти условия выполняются при распаде возбужденных α -кластерных состояний ядер на α -частицу и остаточное ядро в основном состоянии. Тогда $\varepsilon_{k\kappa}$ имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{k\kappa}(I_f) = (-1)^{I_f} (2I_f + 1) (4\pi(2k+1))^{-1/2} \langle I_f 0 I_f 0 | k0 \rangle \mathbf{Y}_{k\kappa}^*(\Omega_c). \quad (18)$$

Если спин-тензоры матрицы эффективности выражаются формулой (17), то функция угловой корреляции (13) принимает вид

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \frac{\sqrt{2I_f + 1}}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_{M_f M'_f} (-1)^{I_f} \mathbf{Y}_{I_f M_f}^*(\Omega_b) \times \\ \times \mathbf{Y}_{I_f M'_f}(\Omega_c) \sum_{M_a M_A M_b} |\mathbf{T}_{if}|^2. \quad (19)$$

В более общих случаях ФУК должна вычисляться по формуле (13) с использованием конкретных выражений для спин-тензоров матрицы плотности и спиновой эффективности. Таким образом, теоретическая интерпретация ФУК зависит от физической модели, в рамках которой может быть получено выражение для матричного элемента перехода $\mathbf{T}_{if}$.

Далее мы рассмотрим методы расчета функций угловой корреляции и спин-тензоров матрицы плотности в двух дополняющих друг друга моделях ядерных реакций: методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР, EFR, DWBA) и модифицированной модели образования составного ядра.

4. МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СПИН-ТЕНЗОРОВ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

4.1. Формализм расчета спин-тензоров матрицы плотности в методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия. Основные положения этого метода развиты в работах [31,32] и далее в приближении задач трех и четырех тел и с учетом кластерной спектроскопии легких ядер в работах [33,34].

В методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР или EFR DWBA) матричный элемент оператора перехода реакции из начального состояния в конечное определяется следующим образом:

$$M_{if} = \int \int d\mathbf{r}_a d\mathbf{r}_b \chi^{(-)}(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b) \langle \Psi_B \Psi_b | \mathbf{V} | \Psi_A \Psi_a \rangle \chi^{(+)}(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a), \quad (20)$$

где $\chi^{(-)}(\mathbf{k}\mathbf{r})$ — искаженные волны во входном и выходном каналах реакции, $\Psi_B, \Psi_b, \Psi_A, \Psi_a$ — внутренние волновые функции соответствующих ядер.

Матричный элемент (20) ядерной реакции $A(a, b)B^*$ в МИВОКОР рассматривается в приближении задачи трех тел. Поэтому механизм протекания реакции определяется разбиением системы ядер на кластеры и учетом их пространственного расположения. Соответственно прямыми процессами будем называть механизмы, связанные с диссоциацией падающей частицы $a \rightarrow b + X$ ($B \rightarrow A + X$), а обменными процессами — механизмы, связанные с диссоциацией ядра-мишени: $A \rightarrow b + X$ ($B \rightarrow a + X$). Поскольку в трехтельном приближении прямые и обменные процессы отвечают разным кластерным разбиениям, то их матричные элементы должны складываться некогерентно и формально отличаться заменой A на a и угла θ_b в системе центра масс на угол $\pi - \theta_b$.

В матричном элементе (20) потенциал V содержит два слагаемых. Для прямых процессов — это сумма потенциала взаимодействия кластеров x и b в налетающей частице a (механизм кластерного срыва или подхвата) и потенциала виртуального рассеяния частицы b на ядре A (механизм тяжелого замещения). Для обменных процессов — это сумма потенциала взаимодействия кластеров b и X в начальном ядре A (механизм тяжелого срыва или тяжелого подхвата) и потенциала виртуального рассеяния частиц a и b (механизм замещения).

Для вычисления матричного элемента для обменных процессов будем использовать следующие правила сложения угловых моментов:

$$I = \Lambda_1 + \Lambda_2, \quad I_1 = \Lambda_1 + I_X, \quad I_2 = \Lambda_2 + I_X, \quad (21)$$

где I — переданный угловой момент; Λ_1, Λ_2 — орбитальные, I_1, I_2 — полные моменты относительного движения ядер $a + X$ в конечном ядре B и $b + X$ в ядре-мишени A .

Окончательно запишем матричный элемент реакции $A(a, b)B$ в МИВОКОР для обменных процессов в виде

$$\begin{aligned} T_{if}(\Omega_b) = & \sum_{I_1 M_1 I_2 M_2} \langle I_a M_a I_1 M_1 | I_f M_f \rangle \langle I_b M_b I_2 M_2 | I_A M_A \rangle ((2I_1 + 1)(2I_2 + 1))^{1/2} \times \\ & \times \sum_{lm_l} i^{l+M_2} \langle I_2 - M_2 I_1 M_1 | lm_l \rangle \sum_{\Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X} (-1)^{\Lambda_1 + \Lambda_2} \Theta_{l \Lambda_1 \Lambda_2 I_1 I_2 I_X} \times \\ & \times \beta_{lm_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b). \end{aligned} \quad (22)$$

В формуле (22) $\Theta_{l\Lambda_1\Lambda_2 I_1 I_2 I_X E_X}$ — структурный множитель [5,33], в котором заключена информация о приведенных ширинах $\Theta_{\Lambda_1 I_1 I_X}^{B \rightarrow a+X}$ и $\Theta_{\Lambda_2 I_2 I_X}^{A \rightarrow b+X}$ распада ядер B и A по каналам $a+X$ и $b+X$ соответственно. Кинематические множители $\beta_{lm_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b)$ представляют собой интегралы перекрывания входящей и выходящей «искаженных» волн, волновых функций относительного движения и потенциала взаимодействия и содержат основную информацию о механизме реакции.

Объединяя выражения (4), (10) и (22) для спин-тензоров матрицы плотности ядра в состоянии I_f , в МИВОКОР получаем

$$\begin{aligned} \rho_{kk}(\theta_b) = & \frac{2I_f+1}{2I_a+1} \frac{1}{E_a E_b} \frac{k_b}{k_a} \sum_{I_1 I_1' I_2} (-1)^{I_f+I_2+I_a} w(I_1 I_f I_1' I_f; I_a k) \times \\ & \times ((2I_1+1)(2I_1'+1))^{1/2} \sum_{l l' m_l m_l'} (-1)^{l+l'+m_l'} \langle l m_l l - m_l | k k \rangle \times \\ & \times w(I_1 l I_1' I_2 k) ((2l+1)(2l'+1))^{1/2} \sum_{\substack{\Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X \\ \Lambda_1' \Lambda_2' I_X' E_X'}} \Theta_{l\Lambda_1\Lambda_2 I_1 I_2 I_X} \Theta_{l'\Lambda_1'\Lambda_2' I_1' I_2' I_X'} \times \\ & \times \beta_{lm_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b) \beta_{l' m_l' \Lambda_1' \Lambda_2' I_X' E_X'}^*(\theta_b). \end{aligned} \quad (23)$$

Для рассмотренного в предыдущем разделе частного случая, когда возбужденный уровень ядра B^* распадается с испусканием α -частицы, функция угловой корреляции (19) в МИВОКОР для механизма прямой передачи α -частицы (кластерного срыва), принимает вид

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \frac{\sqrt{2I_f+1}}{(2I_A+1)} \sum_{I_2 M_2 M_A} \left| \sum_{M_f} \mathbf{M}_{I_f I_2 M_2 M_A M_f}(\Omega_b) \mathbf{Y}_{I_f M_f}(\Omega_c) \right|^2, \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{I_f I_2 M_2 M_A M_f}(\Omega_b) = & \sum_{I_1 M_1} \langle I_A M_A I_1 M_1 | I_f M_f \rangle (2I_1 + 1)^{-1/2} (2I_A + 1)^{-1/2} \times \\ & \times \sum_{l m_l} i^l \langle I_2 - M_2 I_1 M_1 | l m_l \rangle \sum_{\Lambda_1 \Lambda_2} (-1)^{l + \Lambda_1 + \Lambda_2} \Theta_{l \Lambda_1 \Lambda_2 I_1 I_2 I_X} \times \\ & \times \beta_{l m_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b), \quad \Phi_b = 0. \end{aligned}$$

Вычислительная реализация EFR DWBA и МИВОКОР осуществлена в ряде компьютерных программ [41,57—61,85], позволяющих проводить расчеты дифференциальных сечений одно- и многонуклонных передач. Кратко остановимся здесь на особенностях программ OLYMP-5 [41]. Эта программа, наиболее последовательно реализующая МИВОКОР, позволяет вычислять, кроме дифференциальных сечений реакций многонуклонных передач, также спин-тензоры матрицы плотности и тензоры поляризации возбужденного ядра, функции угловой корреляции, заселенности магнитных подуровней возбужденных состояний конечного ядра. При этом в матричном элементе реакции учитываются все четыре одноступенчатых механизма реакции, относящиеся к прямым и обменным процессам. В матричном элементе для обменных процессов, в соответствии с формулой (22), возможно проведение когерентного суммирования по различным моментам Λ_1 и Λ_2 относительного движения, что соответствует учету возбужденных состояний промежуточного ядра.

Программа OLYMP-5 может использоваться для анализа реакций с полутяжелыми ионами, в которых образуются высоколежащие квазистационарные состояния. Поэтому численная процедура нахождения волновых функций связанных состояний, обычно используемая в программах по EFR DWBA, в программе OLYMP-5 модифицирована. Далее в п.5.2 будет рассмотрен метод нахождения волновых функций гамовского типа, описывающих квазистационарные состояния с положительной энергией связи и отличной от нуля шириной распада.

Известно, что реакции, вызванные полутяжелыми ионами, с образованием сильновозбужденных высоколежащих состояний должны быть периферичными, так как полутяжелые ионы относительно небольших энергий не могут проникать глубоко в ядро. Как отмечалось выше, специфика вычислений в EFR DWBA и МИВОКОР связана с расчетами кинематических множителей $\beta_{l m_l \Lambda_1 \Lambda_2 I_X E_X}(\theta_b)$ [34,60]. В частности, кинематические множители содержат суммы по парциальным орбитальным моментам L_a и L_b вход-

ного и выходного каналов двукратных радиальных интегралов перекрывания парциальных искаженных волн и ядерных формфакторов. Правильное вычисление радиальных интегралов в периферической области ядра, отражающее особенности взаимодействия полутяжелых ионов, обеспечивается правильной асимптотикой гамовских волновых функций. Однако во внутренней области ядра при $r \rightarrow 0$ скорость убывания волновых функций относительного движения кластеров в возбужденном ядре часто не соответствует реальному процессу взаимодействия полутяжелых ионов. В результате при использовании численной процедуры нахождения волновых функций квазисвязанных состояний внутренняя область ядра может давать завышенный вклад в радиальный интеграл. Одним из способов исправления этого положения в расчетах по МИВОКОР является обрезание суммы по парциальным орбитальным моментам L_a и L_b во входном и выходном каналах со стороны малых L , т.е. введение $L_{\min}$. Как будет показано ниже при обсуждении конкретных результатов, процедура обрезания по L позволяет согласовать расчеты с экспериментальными данными при изучении не только взаимодействия полутяжелых ионов ^{12}C и ^{14}N , но и тензора поляризации легкого ядра ^6Li .

4.2. Формализм расчета спин-тензоров матрицы плотности в модифицированной модели составного ядра. Модель ядерной реакции, проходящей стадию образования составного ядра, базируется на идее независимости двух процессов: образования составного ядра и его распада. Предполагается, что энергия падающей частицы распределяется согласно законам статистической механики по всем степеням свободы ядра, т.е. в системе устанавливается термодинамическое равновесие. В том случае, когда реакция идет под действием частиц достаточно высокой энергии, возбужденные уровни составного ядра лежат в области непрерывного спектра. Особенности реакций, идущих с образованием составного ядра в непрерывном спектре, в значительной мере определяются тем, что имеется много способов распада составного ядра. Статистическая теория, развитая первоначально в работах [35—37], так называемый формализм Хаузера — Фешбаха, успешно описывает сечения таких реакций, которые характеризуются плавной, нерезонансной зависимостью от энергии.

Расчет сечения реакции $A(a, b)B$ в приближении статистической модели сводится к вычислению коэффициентов проницаемости T_{ll}^{Ic} различных каналов, которые определяются как отношение числа частиц, прошедших ядерный барьер во внутреннюю область ядра, к числу падающих частиц.

Схема вычисления сечения реакции в формализме Хаузера — Фешбаха была реализована в ряде компьютерных программ, таких как STATIC [38],

HELGA [39]. В этих программах коэффициенты проницаемости $T_{II}^{I_C}$ рассчитывались в рамках оптической модели без учета спин-орбитального взаимодействия с помощью S -матрицы упругого рассеяния. Вероятность распада составного ядра должна учитывать все возможные открытые каналы. При вычислении этой величины обычно учитывается ограниченное число наиболее важных каналов распада (например, в программе HELGA — до 10 каналов), а также вклад непрерывного спектра остаточных ядер, для расчета которого используются формулы плотностей уровней в различных моделях.

В работе [40] была предложена модернизация стандартной модели составного ядра по следующим направлениям: непосредственный учет структуры участвующих в реакции ядер, учет механизма тяжелого срыва (прямой передачи тяжелого кластера от ядра-мишени к налетающей частице) при вычислении T_I — коэффициентов проницаемости и спин-орбитального взаимодействия.

Рассмотрим вывод формул для спин-тензоров матрицы плотности в модифицированной статистической модели составного ядра.

Учитывая, что механизм реакции, идущей через составное ядро, предполагает независимость образования и распада компаунд-ядра, матричный элемент реакции запишем как произведение двух сомножителей, один из которых соответствует образованию квазистационарного состояния составного ядра со спином I_C , а другой — его распаду:

$$M_{if} = \langle \Psi_f | \Psi_C \rangle \langle \Psi_C | \Psi_i \rangle, \quad (25)$$

где Ψ_i , Ψ_f , Ψ_C — волновые функции начального, конечного и промежуточного квазистационарных состояний.

В представлении спина канала определим следующие правила сложения угловых моментов:

$$\mathbf{I}_1 = \mathbf{I}_a + \mathbf{I}_A, \quad \mathbf{I}_2 = \mathbf{I}_b + \mathbf{I}_B, \quad \mathbf{I}_C = \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_a = \mathbf{I}_2 + \mathbf{I}_b,$$

где l_a , l_b — орбитальные моменты относительного движения частиц во входном и выходном каналах, I_1 , I_2 — спины входного и выходного каналов.

В этом представлении волновые функции имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_i &= \Psi_A(\mathbf{g}_A) \cdot \Psi_a(\mathbf{g}_a) \cdot \chi(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a), \\ \Psi_f &= \Psi_B(\mathbf{g}_B) \cdot \Psi_b(\mathbf{g}_b) \cdot \chi(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b), \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned}
\Psi_C &= \sum_{I_1 M_1 I_C M_C} \langle I_a M_a I_A M_A | I_1 M_1 \rangle \langle I_1 M_1 l_a m_a | I_C M_C \rangle \times \\
&\quad \times \Theta_{l_a I_1 I_a} \Psi_A(\mathbf{g}_A) \Psi_a(\mathbf{g}_a) \Phi_{la}(\mathbf{r}_a) = \\
&= \sum_{I_2 M_2 I_C M_C} \langle I_b M_b I_B M_B | I_2 M_2 \rangle \langle I_2 M_2 l_b m_b | I_C M_C \rangle \times \\
&\quad \times \Theta_{l_b I_2 I_b} \Psi_B(\mathbf{g}_B) \Psi_b(\mathbf{g}_b) \Phi_{lb}(\mathbf{r}_b).
\end{aligned}$$

В выражениях (26) волновые функции ядер зависят от своих внутренних переменных $\mathbf{g}_i$; $\chi(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a)$, $\chi(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b)$ — волновые функции относительно-го движения — искаженные волны — во входном и выходном каналах реакции; $\Phi_{la}(\mathbf{r}_a)$, $\Phi_{lb}(\mathbf{r}_b)$ — волновые функции относительного движения кластеров в связанном состоянии; $\Theta_{l_a I_1 I_a}$, $\Theta_{l_b I_2 I_b}$ — амплитуды приведенной ширины распада составного ядра по каналам $A + a$ и $B + b$.

С помощью определения парциальных ширин распада квазистационарного состояния и формулы разложения искаженных волн по парциальным волнам вычислим в матричном элементе (25) интеграл по внутренним переменным, в результате чего матричный элемент (25) преобразуется к виду

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}_{if} &= \sum_{\substack{I_1 M_1 I_2 M_2 I_C M_C \\ l_a m_a l_b m_b}} \langle I_b M_b I_B M_B | I_2 M_2 \rangle \langle I_2 M_2 l_b m_b | I_C M_C \rangle \times \\
&\quad \times \langle I_a M_a I_A M_A | I_1 M_1 \rangle \langle I_1 M_1 l_a m_a | I_C M_C \rangle \gamma_{l_b I_b I_2}^{C \rightarrow B+b} \gamma_{l_a I_a I_1}^{C \rightarrow A+a} \times \\
&\quad \times Y_{l_b m_b}(\theta_{k_b}, \varphi_{k_b}) Y_{l_a m_a}^*(\theta_{k_a}, \varphi_{k_a}). \quad (27)
\end{aligned}$$

Выберем систему координат так, чтобы ось z была направлена вдоль импульса падающей частицы, а $\varphi_b = 0$.

Объединяя выражения (4), (10) и (27) и выполняя необходимые преобразования, получаем следующее выражение для матрицы плотности:

$$\rho_{I_f}(M_f, M'_f) = \frac{1}{2k_a^2(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_{k\kappa} \langle I_B M_B I_B - M_B | k\kappa \rangle \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \sum_{\substack{I_1 I_2 I_C I_2' I_b I_a I_b' I_a' \\ l m_l l' m_l'}} (2I_C + 1)^2 \times \\
& \times \sqrt{(2I_2 + 1)(2I_2' + 1)(2I + 1)(2I' + 1)(2I_a + 1)(2I_a' + 1)} \times \\
& \times (-1)^{2I_C + I_B - I_1 + I_b} \langle l_a 0 l_b m_b | l m_l \rangle \langle l_a' 0 l_b' m_b' | l' m_l' \rangle \langle l' m_l' l' - m_l | k \kappa \rangle \times \\
& \times w(I_1 l_a I_2 l_b; I_C l) w(I_1 l_a' I_2' l_b'; I_C l) w(I_B I_2 I_B I_2'; I_b k) \times \\
& \times w(I_2 l_2' l'; I_1 k) Y_{l_b m_b}(\theta_{k_b}, 0) Y_{l_b' m_b'}^*(\theta_{k_b}, 0) (\gamma_{l_b I_b I_2}^{C \rightarrow B+b})^2 (\gamma_{l_a I_a I_1}^{C \rightarrow A+a})^2. \quad (28)
\end{aligned}$$

В формуле (28) матрица плотности $\rho_{I_f}(M_f, M'_f)$ определяется только одним резонансом. В области квазинепрерывного спектра, где резонансы сильно перекрываются, необходимо усреднить вклад каждого из них и просуммировать по всем резонансам в интервале усреднения.

Поскольку мы рассматриваем квазистационарные состояния λ составного ядра, которые удовлетворяют экспоненциальному закону распада, то матрица плотности $\bar{\rho}_{I_f}(M_f, M'_f)$, усредненная по распределению энергии, описывается следующей формулой:

$$\bar{\rho}_{I_f}(M_f, M'_f) = \frac{1}{\Delta E} \int_{E - \frac{\Delta E}{2}}^{E + \frac{\Delta E}{2}} \frac{\rho_{I_f}(M_f, M'_f)}{(E' - E_\lambda)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^2} dE', \quad (29)$$

где E_λ — энергия уровня λ , Γ_λ — полная ширина уровня λ , E — энергия падающей частицы.

Просуммировав по всем резонансам в интервале усреднения, перейдем к коэффициентам проницаемости $\mathbf{T}_{II}^{I_C}$, которые связаны со средней

парциальной шириной $\Gamma_{II}^{I_C}$ и средним расстоянием между уровнями D_{I_C} следующим соотношением:

$$\mathbf{T}_{II}^{I_C} = 2\pi \frac{\Gamma_{II}^{I_C}}{D_{I_C}}.$$

Окончательно спин-тензоры матрицы плотности в статистическом пределе модели составного ядра имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_{kk}(\theta_b) = & \frac{1}{2k_a^2} \frac{\sqrt{I_f+1}}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \sum_{I_1 I_2 I_C I_2'} (-1)^{2I_C+I_f-I_b} \times \\ & \times (2I_C+1)^2 \sqrt{(2I_2+1)(2I_2'+1)} w(I_f I_2 I_f I_1'; I_b k) \times \\ & \times \sum_{lm_l l'm_l' l_a l_a' l_b l_b'} \sqrt{(2l+1)(2l'+1)(2l_a+1)(2l_a'+1)} \times \\ & \times \langle l_a 0 l_b m_b | lm_l \rangle \langle l_a' 0 l_b' m_b' | l'm_l' \rangle \langle lm_l l'm_l' | kk \rangle \times \\ & \times w(l_1 l_a I_2 l_b; I_C l) w(l_1 l_a' I_2' l_b'; I_C l') w(I_2 l_2 I_1' l'; I_1 k) \times \\ & \times \frac{\mathbf{T}_{l_a l_1 l_a' l_1'}^{I_C} \mathbf{T}_{l_b l_2 l_b' l_2'}^{I_C}}{g(I_C)} \bar{P}_{l_b m_l}(\theta_b) \bar{P}_{l_b' m_l'}(\theta_b), \end{aligned} \quad (30)$$

где $\bar{P}_{l_b m_l}(\theta_b)$ — присоединенные полиномы Лежандра.

Знаменатель в формуле (30) называется общей шириной распада составного ядра и включает в себя все энергетически возможные каналы распада составного ядра:

$$\begin{aligned} g(I_C) = & \sum_n \sum_{l_2} \sum_{I_2=|l_2-I_C|}^{l_2+I_C} \sum_{I_f=|I_2-I_b|}^{I_2+I_b} \left\{ \sum_{E_f=0}^{E_C} \mathbf{T}_{l_2 I_2}^{I_C} + \right. \\ & \left. + \int_{E_C}^{E_f^*} \mathbf{T}_{l_2 I_2}^{I_C} \rho(E_B^*, I_B) dE_B \right\}, \end{aligned} \quad (31)$$

n — количество открытых каналов, E_f^* — энергия возбужденного уровня ядра-остатка B , E_C — энергия, выше которой лежит непрерывный спектр (граница непрерывного спектра).

Для проведения расчетов спин-тензоров матрицы плотности, заселенностей магнитных подуровней, функций угловой корреляции и дифференциальных сечений в модифицированной статистической модели составного ядра в приложении к реакциям с полутяжелыми ионами нами была создана оригинальная компьютерная программа CNCOR [41]. Наиболее принципиальными вопросами реализации этой программы являются задачи вычисления коэффициентов проницаемости $\mathbf{T}_{II}^{I_C}$ и общей ширины распада $g(I_C)$.

Коэффициенты проницаемости $\mathbf{T}_{II}^{I_C}$ можно выразить через элементы матрицы рассеяния во входном и выходном каналах следующим образом:

$$\mathbf{T}_{II}^{I_C} = 1 - |\mathbf{S}_{II}^{I_C}|^2. \quad (32)$$

В программе CNCOR элементы $\mathbf{S}$ -матрицы определяются в рамках оптической модели путем решения уравнения Шредингера с соответствующим комплексным спин-орбитальным потенциалом.

Ядерный спин-орбитальный потенциал, учитывающий нецентральные взаимодействия, имеет вид

$$V_{II}(r) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right) \left[-\frac{1}{r} \frac{df_4}{dr} V_{II} - i \frac{1}{r} \frac{df_5}{dr} W_{II} \right], \quad (33)$$

где $\frac{\hbar}{m_\pi c}$ — комптоновская длина волны пиона, V_{II} , W_{II} — глубины действительной и мнимой частей спин-орбитального потенциала. Радиальные зависимости f_4 и f_5 выбраны в стандартной вудс-саксоновской форме. Детали вычисления коэффициентов $\mathbf{T}_{II}^{I_C}$ можно найти в работах [42,43].

Вычисление общей ширины распада $g(I_C)$ требует знания энергии, спина и четности всех состояний ядра-остатка во всех каналах распада. Составное ядро со спином I_C , распадаясь по определенному каналу, может образовывать ядро, возбужденные уровни которого лежат в области как дискретного, так и непрерывного спектра. Первое слагаемое в (31) учитывает долю, приходящуюся на уровни, лежащие в области дискретного спектра. Учесть эту долю нетрудно, просуммировав коэффициенты проницаемости по

энергии всех низколежащих дискретных уровней до энергии E_C , которая называется границей непрерывного спектра. Второе слагаемое в (31) определяет суммарный вклад всех уровней непрерывного спектра в общую ширину распада. При интегрировании по всей энергетической области непрерывного спектра необходимо учесть неравномерность распределения уровней на энергетическом интервале путем введения плотности уровней конечного ядра $\rho(E_B^*, I_B)$. Интегрирование во втором слагаемом формулы (31) проводится от энергии E_C до E_f^* — максимально возможной энергии возбуждения конечного ядра, определяемой по формуле

$$E_f^{* \max} = E_{\text{лаб}} \frac{m_a}{m_a + m_A} + Q,$$

где $E_{\text{лаб}}$ — энергия падающей частицы в л.с.к., m_a , m_A — массы падающей частицы a и ядра-мишени A , Q — тепловой эффект реакции.

Значение E_C как границы непрерывного спектра можно определить по появлению малой вероятности испускания частицы с помощью таблиц экспериментальных данных о структуре спектров и распаде возбужденных уровней ядер, например, в [44].

Интегрирование Т-коэффициентов в непрерывном спектре проводится с использованием конкретных выражений для плотности уровня ядра. В программе CNCOR используется модель, в которой ядро рассматривается как вырожденный ферми-газ. В этом случае плотность уровней ядра с энергией возбуждения E^* и спином I имеет вид [45]:

$$\rho(E^*, I) = (2I + 1) \exp \left[- \left(I + \frac{1}{2} \right)^2 / 2\sigma^2 \right] \rho(E^*), \quad (34)$$

$$\text{где } \rho(E^*) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12a^{1/4}(U)^{5/4}(2\sigma^2)^{3/2}}.$$

Плотность уровней определяется эффективной энергией возбуждения и двумя параметрами модели: параметром плотности уровня a и параметром спиновой зависимости σ^2 . Эффективная энергия U определена следующим образом:

$$U = E^* - P(Z) - P(N),$$

где $P(Z)$, $P(N)$ — энергии спаривания протонных и нейтронных компонент, которые вычислены с помощью полуэмпирических формул атомных

масс и затабулированы (см., например, [46]). Параметр спиновой зависимости определяется в программе по формуле:

$$\sigma^2 = 0,1459 \sqrt{aU} A^{2/3} \quad (35)$$

для ядер с массовым числом A [47,48]. Значение параметра плотности уровней a выбиралось на основе формул, предложенных в работах Джильберта и Камерона [47,48].

Обрезание ираст-линии в каждом открытом канале проводилось с использованием соотношения

$$E^{\text{ираст}}(I) = [I(I+1) - K^2] \frac{h^2}{2F_{TB}}, \quad (36)$$

где K — спин основного состояния ядра-остатка, $F_{TB} = 2/5mAR^2$ — момент инерции сферического жесткого поля, $R = r_0 A^{1/3}$ фм, m — масса нуклона в МэВ, $I^{\text{ираст}}$ обозначает угловой момент сферического жесткого вращательного тела при данной энергии возбуждения $E^{\text{ираст}}$, которая определяется соотношением (36).

5. ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ α-КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ, ВЫЗВАННЫХ ИОНАМИ ${}^6\text{Li}$, С ПОМОЩЬЮ УГЛОВЫХ $d-\alpha$ - И $t-\alpha$ -КОРРЕЛЯЦИЙ

5.1. Экспериментальное исследование функций угловой $d-\alpha$ - и $t-\alpha$ -корреляций. Реакции передачи α -частичного кластера, вызванные полутяжелыми ионами, уже более 20 лет являются источником новой информации об α -частичных вращательных состояниях ядер $1p$ -, $2s$ - и $1d$ -оболочек [49—51]. Не останавливаясь детально на множестве результатов исследований различных типов реакций α -передачи, сошлемся на обширную обзорную литературу [12,52] и монографию, посвященную спектроскопическим и кластерным аспектам реакций многонуклонных передач [53]. Отметим, что реакции α -передачи непосредственно связаны с кластерными представлениями о структуре легких ядер и наличии в ядрах p - и sd -оболочек возбужденных квазистационарных состояний α -кластерной природы. Особое место в этом ряду занимают ядерные реакции α -передачи под действием ионов лития: (${}^6\text{Li}$, d) и (${}^7\text{Li}$, t). Именно для этих ионов была впервые экспериментально обнаружена [49—51] и многократно подтверждена исключительная избирательность в заселении конечных состояний в ядрах. Эксперименталь-

ные исследования сечений этих реакций, а также реакций α -передачи, вызванных появившимися позже пучками ионов ^{16}O [54], ^{11}B , $^{12,13}\text{C}$ [55] были, в основном, направлены на открытие и изучение спектроскопических свойств возбужденных кластерных состояний. В этой связи теоретический анализ результатов приобрел особое значение, поскольку, в рамках выбранной модели реакции, позволил сравнить спектроскопические факторы, полученные из эксперимента, с предсказаниями теории. Большие возможности для такого анализа открылись в результате разработки теоретического метода и создания соответствующих компьютерных программ [57—61] на основе борновского приближения с искаженными волнами и точным учетом потенциалов и размеров области взаимодействия и эффектов отдачи (EFR DWBA).

В то же время исследование реакций передачи совпало с интенсивным развитием теоретических методов построения кластерных волновых функций ядер и расчетов кластерных спектроскопических множителей, таких как антисимметризованная кластерная модель [62,63], метод резонирующих групп (MPG) [64], методы решения задачи трех и более тел [65—67].

Экспериментальные исследования реакций α -передачи, вызванных ионами $^{6,7}\text{Li}$, и теоретический анализ сечений возбуждения ряда низколежащих кластерных состояний в ядрах ^{12}C , ^{16}O , ^{18}F , ^{20}Ne в рамках EFR DWBA и модели составного ядра в формализме Хаузера — Фешбаха были проведены в работах [68—72]. Отметим, что если для ядра ^{20}Ne были получены спектроскопические факторы, хорошо согласующиеся между собой и с теоретическими расчетами по модели оболочек и кластерной модели, то для ^{16}O согласованных значений получить не удалось [44].

Угловые распределения вылетающих частиц в случаях, когда конечное ядро образуется в высоковозбужденных состояниях, теряют характерные для прямых реакций черты — направленность вперед, осциллирующую структуру — и становятся малоинформативными. В работе [11] был предложен метод измерения двойных дифференциальных сечений — функций угловой корреляции частица-частица, лежащий в основе нового направления, более продуктивного с точки зрения спектроскопии высоковозбужденных α -кластерных состояний и исследования роли различных механизмов реакций с легкими тяжелыми ионами [13,73,74]. Авторами было показано, что в реакции $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$ угловая $d-\alpha$ -корреляция, измеренная в плоскости реакции при малых углах вылета дейтронов относительно направления пучка ($\theta_d = 10^\circ$), может быть аппроксимирована простой функцией

$$W(\theta_d, \theta_\alpha) = \frac{2I_f + 1}{4\pi} [P_{I_f}(\cos(\theta_\alpha - \theta_0))]^2, \quad (37)$$

где P_{I_f} — полиномы Лежандра, I_f — спин возбужденного состояния ^{16}O , θ_α — угол вылета α -частицы относительно направления импульса ядра ^{16}O в системе покоя этого ядра, θ_0 — сдвиг относительно этого направления.

С помощью измерения ФУК в реакции ($^6\text{Li}, d$) были открыты и идентифицированы по спину и четности новые высоколежащие (с энергией возбуждения E^* выше 10 МэВ и вплоть до $E^* = 30$ МэВ) α -кластерные состояния в ядрах ^{16}O [11], ^{20}Ne [75], ^{28}Si [76], ^{18}O [77], ^{18}F [78].

Экспериментальное исследование корреляций частица-частица в реакциях, вызванных полутяжелыми ионами, является весьма трудоемким процессом, требующим большого времени для набора достаточной статистики. Поэтому измерения, выполненные до настоящего времени, проводились в одной плоскости вылета излучения, что недостаточно для восстановления компонентов спин-тензоров матрицы плотности. Тем не менее анализ функций угловой корреляции и дифференциальных сечений соответствующих реакций дает интересную информацию как о структуре кластерных высоколежащих состояний, так и о динамике и механизмах самих реакций.

Наблюдаемая при различных энергиях ионов ^6Li и для различных состояний ядер простая угловая зависимость ФУК в случае регистрации дейтрона при небольших углах относительно направления падающего пучка указывает на преимущественное заселение одной проекции спина возбужденного состояния конечного ядра, $m_f = 0$. Характерной особенностью функций $d - \alpha$ -корреляций является небольшой, зависящий от конкретного состояния, сдвиг на угол θ_0 оси симметрии ФУК (37) относительно направления отдачи конечного ядра.

Интерпретация механизма реакции как прямой передачи α -частичного кластера и простая форма ФУК дали основание провести первые расчеты угловых корреляций с помощью МИВ для механизма срыва [79]. Расчеты показали, что сдвиг на угол θ_0 оси симметрии ФУК (37) относительно направления переданного импульса в приближении плоских волн, может быть объяснен влиянием искажений плоских волн во входном и выходном каналах реакции. Расчеты функции $d - \alpha$ -корреляции для состояния 10,35 МэВ (4^+), образованного в реакции $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$, проводились в рамках EFR DWBA по программам LOLA [58] и CORELA [80]. Точный учет искажений плоских волн, реальных потенциалов и волновых функций позволил объяснить наблюдаемое смещение оси симметрии ФУК, получить согласие с экспериментом и исследовать зависимость величины сдвига θ_0 от многих

параметров расчета. Рассчитанное смещение первого максимума ФУК относительно направления переданного импульса оказалось особенно чувствительно к изменениям параметров действительной части оптического потенциала взаимодействия $d + {}^{16}\text{O}$ в выходном канале, а также к параметрам волновой функции относительного движения $\alpha + {}^{12}\text{C}$ в ${}^{16}\text{O}$. Расчеты ФУК продемонстрировали известные в упругом рассеянии дискретную и непрерывную неоднозначности оптических потенциалов. Следует подчеркнуть, что, в отличие от упругого рассеяния, анализ ФУК дает возможность исследовать параметры оптических потенциалов ядер в возбужденных состояниях, а также подбирать параметры волновых функций относительного движения кластеров в возбужденных ядерных состояниях.

Однако описанная выше ясная экспериментальная картина, имеющая простую теоретическую интерпретацию, была нарушена при наблюдении подавления первого максимума в функции αd -корреляции для высоколежащего уровня ядра ${}^{16}\text{O}$ 20,9 МэВ (7^-) в реакции $({}^6\text{Li}, d)$ [81]. Этот факт стимулировал продолжение исследований высоколежащих α -кластерных состояний при помощи как $d - \alpha$ -, так и $t - \alpha$ -корреляций, а также более детального теоретического анализа с применением метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия.

Чтобы лучше понять особенности динамики реакций $({}^6\text{Li}, d)$ и $({}^7\text{Li}, t)$ в приближении искаженных и плоских волн, следуя работе [82], запишем в приближении плоских волн (ППВ) амплитуду, входящую в формулу (24), для функции угловой корреляции:

$$\begin{aligned} M_{I_f I_2 M_2 M_A M_f}^{\text{ППВ}}(\Omega_b) = & \sum_{I_1 M_1} \langle I_A M_A I_1 M_1 | I_f M_f \rangle (2I_f + 1)^{1/2} (2I_A + 1)^{-1/2} \times \\ & \times \sum_{l m_l} \langle I_2 - M_2 I_1 M_1 | l m_l \rangle \sum_{\Lambda_1 \Lambda_2} (-1)^l \Theta_{l \Lambda_1 \Lambda_2 I_1 I_2 I_x} (2l + 1)^{-1/2} \times \\ & \times \sum_{\mu_1 \mu_2} (-1)^{\mu_2} \langle \Lambda_1 \mu_1 \Lambda_2 - \mu_2 | l m_l \rangle F_{\Lambda_1}(q) A_{\Lambda_2}(p) Y_{\Lambda_1 \mu_1}^*(\mathbf{q}) Y_{\Lambda_2 \mu_2}(\mathbf{p}). \end{aligned} \quad (38)$$

Амплитуда (38) записана через ядерные формфакторы $F_{\Lambda_1}(q)$ и $A_{\Lambda_2}(p)$, зависящие от импульсов q и p :

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_a - \frac{A}{B} \mathbf{k}_b, \quad \mathbf{p} = \mathbf{k}_b - \frac{b}{a} \mathbf{k}_a. \quad (39)$$

Рассмотрим случай, когда реакция происходит на ядрах с нулевым спином $I_A = 0$, а спин передаваемой частицы x $I_x = 0$ (для реакций прямой передачи α -частицы на ядрах ^{12}C , ^{16}O). В силу упрощения выражения для структурного множителя $\Theta_{I\Lambda_1\Lambda_2 I_1 I_2 I_x}$ [82], амплитуда (38) принимает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{I_f \Lambda_2 M_2 M_f}^{\text{ППВ}}(\Omega_b) &= \sum_{lm_l} \langle \Lambda_2 - M_2 I_f M_f | lm_l \rangle (2\Lambda_2 + 1)^{-1/2} \times \\ &\times \sum_{\mu_1 \mu_2} (-1)^{I + \mu_2} \langle I_f \mu_1 \Lambda_2 - \mu_2 | lm_l \rangle F_{I_f}(q) A_{\Lambda_2}(p) \mathbf{Y}_{I_f \mu_1}^*(\mathbf{q}) \mathbf{Y}_{\Lambda_2 \mu_2}(\mathbf{p}). \end{aligned} \quad (40)$$

Таким образом, если конечная частица b вылетает по направлению падающего пучка, то есть $\theta_b = 0^\circ$, то $\mu_1 = \mu_2 = 0$, соответственно $m_l = 0$, $M_f = M_2$. В силу ортонормированности коэффициентов Клебша — Гордона для амплитуды (40) получаем

$$\mathbf{M}_{I_f \Lambda_2}^{\text{ППВ}}(\theta_b = 0^\circ) = (-1)^{\Lambda_2} (2\Lambda_2 + 1)^{-1/2} F_{I_f}(q) A_{\Lambda_2}(p) \delta_{M_2 0}.$$

Упрощенное выражение для функции угловой корреляции (24) в этом случае имеет вид

$$W^{\text{ППВ}}(\theta_b = 0^\circ, \theta_\alpha) = N |P_{I_f}(\theta_\alpha)|^2, \quad N = \sum_{\Lambda_2} |\mathbf{M}_{I_f \Lambda_2}^{\text{ППВ}}(\theta_b = 0^\circ)|^2, \quad (41)$$

т.е. содержит квадрат полинома Лежандра порядка I_f и не зависит от момента Λ_2 относительного движения ядер в вершине $a \rightarrow b + x$. Это означает, что ФУК как для реакций ($^6\text{Li}, d$), так и для ($^7\text{Li}, t$) в приближении плоских волн под малыми углами вылета дейтрона или тритона должна иметь полиномиальный вид.

Экспериментальное исследование функций угловой $t - \alpha$ -корреляции в реакции $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t) ^{16}\text{O}^*(\alpha) ^{12}\text{C}$, при $E_{\text{Li}} = 45$ МэВ, проведенное в работе [83], показало, что для уровней 20,9 (7^-), 16,3 (6^+), 14,6 (5^-) МэВ наблюдается нормальное полиномиальное поведение ФУК, то есть, в функциях угловой $d - \alpha$ и $t - \alpha$ -корреляций в реакциях ($^6\text{Li}, d$) и ($^7\text{Li}, t$) с образованием высоколежащих α -кластерных состояний проявляется специфическая динамика прямых ядерных реакций α -передачи.

Теоретическое исследование влияния искажений плоских волн на форму ФУК было продолжено также и для реакций $(^7\text{Li}, t)$ [82,84]. Первые расчеты $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$ с учетом искажений плоских волн в реакции $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, t)^{20}\text{Ne}^*(\alpha)^{16}\text{O}$, при $E_{\text{Li}} = 20$ и 24 МэВ, для ряда возбужденных состояний ядра ^{20}Ne (от 3^- до 8^+) [84] показали, что влияние оптических искажающих потенциалов настолько существенно, что даже при угле вылета тритона в направлении падающего пучка ($\theta_t = 0^\circ$), а также при $\theta_t = 180^\circ$, $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$ деформируется (наблюдаются сдвиги максимумов по углу и изменения их относительной интенсивности), и форма рассчитанной функции $t - \alpha$ -корреляции отличается от квадратов полинома Лежандра.

В работе [82] мы провели теоретическое исследование функций угловой $t - \alpha$ -корреляции в реакциях $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$ и $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, t)^{20}\text{Ne}^*(\alpha)^{16}\text{O}$ для различных энергий ионов ^7Li и нескольких возбужденных α -кластерных состояний ядер ^{16}O и ^{20}Ne в рамках МИВОКОР, с использованием программ OLYMP5 [85] и CORELA [80]. Расчеты подтвердили вывод о сильном влиянии искажающих потенциалов на форму функции $t - \alpha$ -корреляции в реакциях $(^7\text{Li}, t)$, а также обнаружили зависимость $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$ от энергии ^7Li . Рассчитанная зависимость функции $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$ в реакциях $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$ для уровня $14,6$ МэВ ($I_f = 5^-$) от глубины действительной V_0 и мнимой W_0 частей оптического потенциала $V_{t-^{16}\text{O}}$ в выходном канале показывает, что при энергии $E_{\text{Li}} = 35$ МэВ учет взаимодействия тритона с ядром ^{16}O приводит к подавлению переднего максимума $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$, который появляется только при полном «выключении» ядерного взаимодействия. Аналогичный результат получен и в реакции $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, t)^{20}\text{Ne}^*(\alpha)^{16}\text{O}$ при $E_{\text{Li}} = 24$ МэВ для уровня $10,26$ МэВ ($I_f = 5^-$) в ядре ^{20}Ne в подтверждение результатов работы [84]. Рассчитанные $W(\Omega_t, \Omega_\alpha)$ при $^7\text{Li} = 45$ МэВ и $\theta_t = 0^\circ$ имеют максимум при малых углах θ_α , хотя соотношение и положение максимумов ФУК соответствует квадрату полинома Лежандра только при отсутствии оптического взаимодействия в выходном канале.

Однако все эти оценки влияния искажений в реакциях $(^6\text{Li}, d)$ и $(^7\text{Li}, t)$ проводились в предположении, что возбужденные состояния конечных ядер — продуктов реакции могут быть описаны волновыми функциями дискретного спектра с минимальной энергией связи. В качестве первого приближения это допустимо, тем более что в работе [82] была про-

анализирована чувствительность расчета к выбору параметров потенциала такого квазисвязанного состояния (волновая функция этого состояния находилась с помощью численной процедуры, известной как «well-depth prescription» — WDP [86]). Численные расчеты показали, что $W(\Omega_i, \Omega_\alpha)$ при $E = 45$ МэВ зависит от радиуса потенциала связанного состояния $\alpha + {}^{12}\text{C}$. Увеличение радиуса потенциала приводит к большей пространственной вытянутости волновой функции связанного состояния $\alpha + {}^{12}\text{C}$, что влияет на увеличение вероятности отделения частицы, и, таким образом, может эффективно моделировать квазистационарное состояние.

Тем не менее разработка методов более корректного описания волновых функций высоколежащих квазистационарных состояний оставалась одной из важных задач для теоретического анализа угловых корреляций. Действительно, в ядрах p -, sd -оболочек основная часть α -частичных состояний лежит выше порога отделения α -частиц, т.е. эти состояния являются несвязанными или квазистационарными. Волновые функции, описывающие такие состояния, должны иметь асимптотику, в которой бы учитывалась вероятность вылета α -частиц, т.е. конечная ширина уровня относительно α -распада.

Кластерные волновые функции для несвязанных состояний с расходящейся асимптотикой, так называемые гамовские волновые функции, использовались в работах [56] для расчетов сечений реакций α -передачи по EFR-DWBA. Для анализа функций угловой корреляции гамовские волновые функции использовались в работе [78] в реакции $({}^6\text{Li}, d)$ и нами [87] в реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}^*(\alpha){}^{12}\text{C}$. Ниже кратко изложим основные положения метода расчета волновых функций связанных и квазистационарных состояний.

5.2. Метод расчета волновых функций связанных и квазистационарных кластерных состояний. При построении волновых функций относительного движения кластеров в вершинах распада для связанных и квазистационарных состояний ядер должны быть учтены следующие факторы. Во-первых, волновые функции должны быть совместимы с правилами отбора по спинам и законам сохранения в вершинах, а также с принципом Паули по перестановкам нуклонов между кластерами. Во-вторых, должна быть правильно выбрана асимптотика волновой функции, поскольку реакции передачи, вызванные полутяжелыми ионами сравнительно невысоких энергий, происходят, главным образом, в периферийной области ядер. В-третьих, спектроскопические характеристики ядра (приведенные ширины различных кластерных конфигураций) должны быть согласованы с полученными волновыми функциями. Кроме того, образование высоковозбужденных состояний требует учета явлений, связанных с их нестабильностью.

Начиная с работы Г.А.Гамова [88], посвященной теории α -распада, исследование различных аспектов и свойств квазистационарных состояний в ядрах занимает значительное место в ядерной спектроскопии и теории ядерных реакций. В 60-е годы интенсивно изучались аналитические свойства волновых функций квазистационарных состояний, распад и рождение нестабильных частиц [89].

Теоретические расчеты сечений реакций, вызванных ионами лития, с образованием высоколежащих α -кластерных состояний проводились по методу искаженных волн с нулевым радиусом взаимодействия с использованием различных методов регуляризации радиальных интегралов перекрытия «искаженных» волн и волновых функций резонансных состояний. Для узких низколежащих резонансов процедура, разработанная в [90], применялась в работе [91]. Для высоколежащих резонансов оригинальный способ вычисления был развит в работе Винсента и Форчуна [92].

Для расчета сечений реакций, связанных с образованием высоковозбужденных α -частичных уровней, в работах [56] были введены так называемые волновые функции гамовского типа, являющиеся численным решением стационарного уравнения Шредингера с комплексной собственной энергией.

При анализе угловых корреляций в реакциях с полутяжелыми ионами, в которых возбуждаются высоколежащие состояния, представляет несомненный интерес задача численного решения уравнения Шредингера с комплексной энергией для нахождения волновых функций гамовского типа и построение алгоритма вычисления ширины узкого резонанса, соответствующего данному энергетическому квазистационарному уровню. Подобная процедура, при сравнении рассчитанной ширины с экспериментальной, позволяет находить спектроскопический фактор в заданном канале распада квазистационарного состояния [93,94]. Такое решение должно описывать квазидискретные уровни в энергетическом спектре ядра, для которых выполняется условие: ширины уровней меньше расстояния между ними. Найденное решение — гамовская волновая функция, естественно, является слабо расходящимся, поэтому оно не может быть нормировано во всем пространстве. Однако, как показано в [89], в ограниченной области пространства ненормируемая функция всегда приближается к нормированной. Если допустить, что искомая волновая функция сохраняет свою нормировку в конечном, достаточно большом объеме, то можно выбрать верхний предел в нормировочном интеграле.

Основой численного метода решения уравнения Шредингера с комплексной энергией является математический метод WDP, предложенный в работе [86], на основе которого проводится численное моделирование волновых функций связанных состояний, обладающих определенной симметрией, удовлетворяющих заданным правилам отбора и имеющих правильное асимптотическое поведение. WDP-процедура является общепринятым мето-

дом и используется в большинстве современных компьютерных программ, в которых рассчитываются характеристики прямых ядерных реакций.

Рассмотрим обобщение этого метода на случай комплексной энергии и волновых функций [41,87].

Итак, необходимо найти численное решение уравнения Шредингера с комплексной энергией $E = E_0 - \frac{i\Gamma}{2}$. Действительная часть $E_0 > 0$ определяет энергетическое положение возбужденного уровня ядра, а ее мнимая часть Γ — ширину этого уровня. Если рассматриваемое состояние имеет выраженную кластерную структуру, т.е. волновая функция описывает квазистационарное состояние двух ядер-кластеров A и x в ядре B , то энергия E_0 выражается через энергию связи $\mathcal{E}_{Ax}$ кластеров A и x в ядре B и энергию возбужденного состояния E_B ядра B :

$$E_0 = \mathcal{E}_{Ax} + E_B^* = \mathcal{E}_B - \mathcal{E}_A - \mathcal{E}_x + E_B^*. \quad (42)$$

Уравнение для радиальной волновой функции $u_l(\rho)$ с энергией E и определенным орбитальным моментом l имеет вид

$$\frac{d^2 u_l(\rho)}{d\rho^2} - \left[\frac{V_N(\rho)}{E} - \frac{V_C(\rho)}{E} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} - 1 \right] u_l = 0. \quad (43)$$

В уравнении (43) используются следующие обозначения: $\rho = kr$, где $k = \sqrt{2mE}/\hbar$, m — приведенная масса частиц, $V_C(\rho)$ — кулоновский потенциал, соответствующий потенциалу равномерно заряженной сферы радиуса R_C (кулоновский радиус ядра)

$$\frac{V_C(\rho)}{E} = \begin{cases} \frac{2\gamma}{\rho}, & \rho > \rho_c, \rho_c = kR_c, R_c = r_c A^{1/3}; \\ \frac{\gamma}{\rho} \left(3 - \frac{\rho^2}{\rho_c^2} \right), & \rho < \rho_c; \end{cases}$$

$\gamma = Z_1 Z_2 e^2 / \nu$ — кулоновский параметр, $V_N(\rho)$ — ядерный потенциал, имеющий стандартную вудс-саксоновскую форму.

Волновая функция $u_l(\rho)$ удовлетворяет условию нормировки:

$$\frac{1}{k^3} \int \rho^2 u_l^2(\rho) d\rho = 1. \quad (44)$$

Рис.1. Схематичное изображение потенциала, включающего ядерную, кулоновскую и центробежную части

Решение уравнения (43) должно описывать квазидискретные уровни в энергетическом спектре ядра, для которых выполняется условие: ширины уровней меньше расстояния между ними. Так как ширина уровня связана с его временем жизни, то ква-

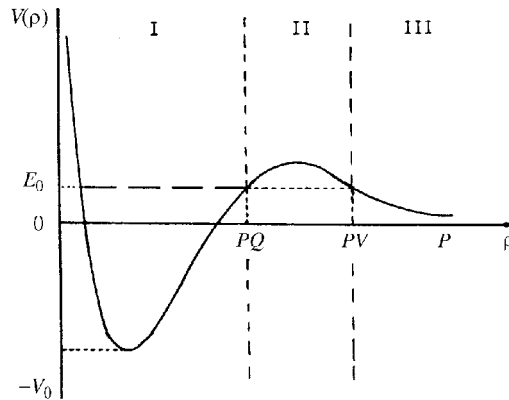
зистационарное состояние характеризуется конечным временем жизни (хотя и большим), т.е. ядро испытывает распад с вылетом частицы.

Вид потенциала, в котором движется частица с массой m , можно схематично изобразить в виде немонотонной кривой, изображенной на рис.1. С учетом характерного поведения потенциала $V(\rho)$, все пространство взаимодействия можно разбить на три области. В каждой из этих областей волновые функции имеют определенный вид и гладко сшиваются на границах.

В области I волновая функция описывает движение частицы внутри потенциальной ямы до точки отражения частицы от кулоновского барьера (точки PQ), с граничным условием $u_l(\rho) \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow 0$. При малых ρ $u_l^I(\rho)$ определяется в виде разложения $u_l^I(\rho) \cong \rho^{l+1}$. Далее методом итераций подбирается глубина потенциальной ямы при заданных геометрических параметрах потенциала $V(\rho)$ таким образом, чтобы волновая функция $u_l^I(\rho)$ в области I соответствовала квантовому состоянию с заданной энергией E , определенным значением орбитального момента l и заданным числом узлов N ($N = ((n-l)/2) + 1$), где n — главное квантовое число). Отметим, что поскольку ρ — комплексная величина, то функция $u_l(\rho)$ также является комплексной.

В области II, соответствующей нахождению частицы под кулоновским и центробежным барьером, решение уравнения (43) находится в виде

$$u_l^{II}(\rho) = e^{-\rho} \rho^{-\gamma} \left(1 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{a_{i+1}}{\rho^{i+1}} \right), \quad (45)$$



где

$$a_{i+1} = \frac{l(l+1) - (\gamma+i)(\gamma+i+1)}{2(\gamma+1)} a_i, \quad a_0 = 1.$$

Начальное значение на внешней границе области II в точке PV определяется с помощью выражения (45). Далее проводится последовательное интегрирование уравнения (43) в обратном направлении, от точки PV в сторону уменьшения ρ до точки PQ . Полученная функция $u_l^{\text{II}}(\rho)$ сшивается в точке PQ с решением $u_l^{\text{I}}(\rho)$.

В области III частица выходит из-под потенциального барьера и отрывается от ядра. Поскольку частица рождается в результате распада квазистационарного состояния, то решение в этой области должно описываться волновой функцией, содержащей только расходящуюся волну. Введем обозначение: $\rho = \rho_R - i\rho_{\text{Im}}$, тогда во внешней области III $u_l^{\text{III}}(\rho)$ записывается в виде

$$u_l^{\text{III}}(\rho) = [F_l(\rho_R) + iG_l(\rho_R)] e^{i\eta_l} e^{\rho_{\text{Im}}},$$

$F_l(\rho_R)$, $G_l(\rho_R)$ — регулярные и нерегулярные кулоновские функции соответственно, η_l — кулоновская фаза рассеяния.

На границе областей II и III функция $u_l^{\text{III}}(\rho)$ сшивается с соответствующим значением функции $u_l^{\text{II}}(\rho)$.

Найденная таким образом функция $u_l(\rho)$ нормируется условием (44). В асимптотике $u_l(\rho)$ слабо расходится, поэтому такая функция не может быть нормирована во всем пространстве. Однако можно считать, что $u_l(\rho)$ сохраняет нормировку в конечном, достаточно большом объеме, и выбрать в качестве верхнего предела интеграла в (44) точку PV .

На рис.2 приведены радиальные зависимости плотности вероятности несвязанных высоколежащих α -кластерных состояний — членов вращательных полос с $K^\pi = 0^+$ и 0^- в ядре ^{16}O для гамовских волновых функций и волновых функций относительного движения кластеров, связанных с фиктивной отрицательной энергией связи $\epsilon_{\text{св}} = -0,1$ МэВ. Из рис.2 видно, что значительная протяженность и величина гамовских волновых функций в асимптотической области за счет учета мнимой части волновой функции, моделирующей проникновение α -частицы через потенциальный барьер, более адекватно отражает представление о кластерной структуре возбужденных уровней легких ядер.

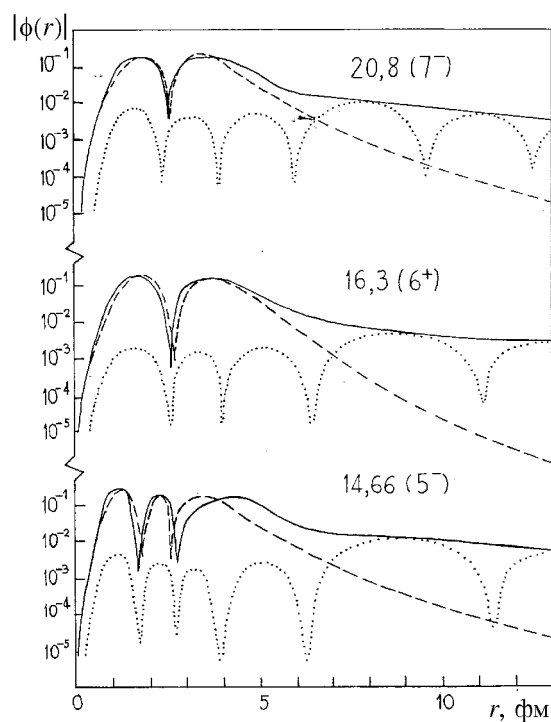


Рис.2. Сравнение гамовских и WDP-волновых функций $\phi_l(r) = u_l(r)/r$. Сплошные кривые — абсолютные значения действительной части гамовских волновых функций. Штриховые кривые — абсолютные значения мнимой части гамовских волновых функций. Штрихпунктирные кривые — WDP-волновые функции с фиктивной энергией связи, равной $-0,1$ МэВ. Параметры расчета приведены в табл.1

Согласно R -матричной теории α -ширина Γ_l^α резонансного состояния выражается в терминах приведенной ширины Θ_l^2 и проницаемости P_l : $\Gamma_l^\alpha = 2P_l \Theta_l^2$.

Приведенная ширина связана со спектроскопическим фактором и квадратом радиальной части волновой функции относительного движения в точке $r = a_c$, где a_c — радиус канала, известным образом [92]:

$$\Theta_l^2 = S_l \frac{2}{2\mu a_c} |u_l(a_c)|^2.$$

Таким образом, вычисляя так называемую однокластерную α -ширину [92]:

$$\Gamma_l^\alpha = \frac{2}{2\mu a_c} |u_l(a_c)|^2 2P_l \quad (46)$$

и сравнивая ее с экспериментальным значением $\Gamma^{\text{эксп}}$ ширины резонансного состояния, можно получить значение спектроскопического фактора S_l для данного состояния:

$$S_l = \Gamma^{\text{эксп}} / \Gamma_l^\alpha. \quad (47)$$

После того как волновая функция рассчитана во всем пространстве, проводится вычисление ширины уровня Γ_l по формуле (46), в которой коэффициент проницаемости P_l , равный $ka_c / (F_l^2(a_c) + G_l(a_c))$, и волновая функция $u_l(\rho)$ берутся при $r = a_c$, что соответствует условной границе области ядерного взаимодействия.

В компьютерных программах процесс вычисления ширины уровня обычно реализуется следующим образом. Задается любое разумное значение Γ_l^0 и находится волновая функция $u_l^0(\rho)$ во всех трех областях. В следующем приближении используется уже ширина Γ_l^1 , найденная по формуле (46), и вновь определяется волновая функция $u_l^1(\rho)$, и так далее. Итерационный процесс заканчивается, если два последовательных значения Γ_l^n отличаются меньше, чем на заданную малую величину.

В описанной выше процедуре вычисления одностичной ширины уровня важно подчеркнуть следующие моменты. Во-первых, алгоритм расчета Γ_l является вполне устойчивым, быстро сходящимся, и однозначно определяет величину $\Gamma_l(a_c)$ при заданных параметрах задачи. Во-вторых, использование численной процедуры расчета волновой функции, в которой геометрические параметры ядерного потенциала являются подгоночными величинами, приводит к значительной неопределенности в расчетах Γ_l . Изменение геометрии потенциальной ямы при заданном положении уровня приводит к существенному изменению глубины ямы и высоты потенциального барьера. Это, безусловно, влияет и на величину Γ_l . На рис.3 представлена зависимость ширины Γ_l от радиуса r_0 и диффузности a ядерного

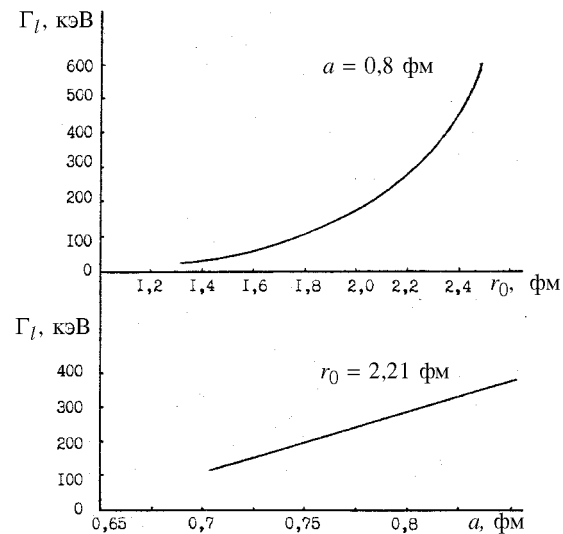


Рис.3. Зависимость ширины Γ_l от геометрических параметров ядерного потенциала. Расчет для уровня 7^- , $E^* = 13,69$ МэВ, $r = r_0 A^{1/3}$

потенциала $V_N(r)$. Из рисунка видно, что при увеличении r_0 и a , т.е. при уменьшении V_0 , значение Γ_l увеличивается. Однако при заданных параметрах потенциала значение ширины Γ_l может быть определено достаточно точно, т.е. устранена неопределенность в расчетах Γ_l , связанная с выбором радиуса канала a_c , характеризующего границу ядра или границу области действия ядерного потенциала. На рис.4 показана зависимость ширины $\Gamma_l(r)$, рассчитанной по формуле (46), от выбора точки a_c . Здесь же показано поведение в этой области ядерного потенциала $V_N(r)$ (в процентном отношении к V_0). Немонотонная кривая, описывающая зависимость $\Gamma_l(r)$, имеет максимум в области экспоненциального (приблизительно десятикратного) спада ядерного потенциала. Положение этого максимума определяет точку a_c , в которой и вычисляется ширина $\Gamma_l(a_c)$.

Несмотря на отмеченную зависимость рассчитанных Γ_l от параметров расчета, существуют различные способы согласования задаваемых параметров с физическими представлениями о волновых функциях квазистационар-

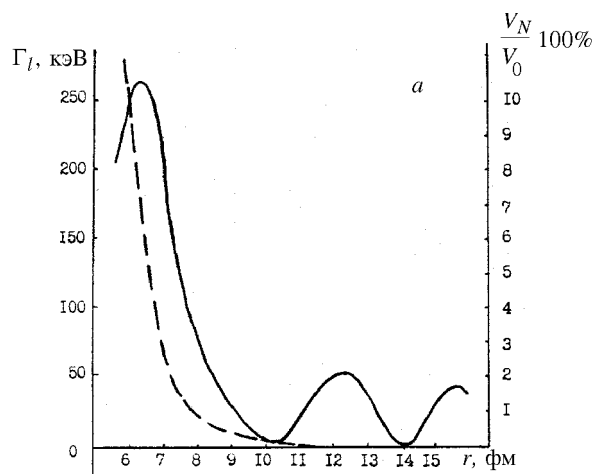


Рис.4. Зависимость рассчитанной ширины Γ_l от радиуса r области ядерного взаимодействия (сплошная кривая). Штриховая линия — зависимость ядерного потенциала взаимодействия от r (в процентном отношении к глубине V_0)

ных состояний. Один из них — связь рассчитанной ширины распада α -частичного квазистационарного состояния, вычисленной по описанному выше методу, $\Gamma_\alpha^{\text{экс}}$ — экспериментальной ширины этого уровня относительно испускания α -частицы и спектроскопического фактора S_l , установленная формулой (47).

В табл.1,2 приведены значения рассчитанных α -ширин Γ_l^α , полученных спектроскопических факторов S_l , радиусов канала a_c , при которых вычислялись Γ_l^α , а также геометрических параметров и глубины V_0 ядерного потенциала вудс-саксоновской формы для несвязанных α -кластерных состояний — членов полос с $K^\pi = 0^+$ и 0^- в ядре ^{16}O и трех полос с $K^\pi = 0^-$, 0_1^+ и 0_2^+ в ядре ^{20}Ne . Значения $\Gamma^{\text{экс}}$ и S^{DWBA} взяты из работы [44].

Из табл.1 видно, что, несмотря на значительный разброс экспериментальных ширин для разных уровней с $K^\pi = 0^+$ и 0^- , расчетные значения спектроскопических факторов оказываются весьма устойчивой величиной, характеризующей уровни данной полосы.

Таблица 1. Параметры α -кластерных состояний в ядре ^{16}O , потенциалов и волновых функций относительного движения $V(r) = V_0 f(r)$, где $f(r) = (1 + \exp(r))^{-1}$, $r = (r - R_0)/a$, $R_0 = 2,52$ фм

K^π	I^π	N	E^* , МэВ	$\mathcal{E}$, МэВ	V_0 , МэВ	a , фм	a_c , фм	Γ , кэВ [44]	Γ^α , кэВ	$S = \Gamma/\Gamma_\alpha$
0^+	4^+	2	10,35	3,19	169,5	0,65	6,2	30	18,5	1,60
	6^+	1	16,30	9,14	163,0	0,65	5,2	300	246,5	1,22
0^-	3^-	3	11,59	4,43	188,0	0,60	5,6	700	716,0	0,98
	5^-	2	14,66	7,50	195,4	0,60	5,0	500	457,0	1,09
	7^-	1	20,80	3,64	196,0	0,60	5,0	500	519,0	0,96

N — число узлов радиальной волновой функции.

Таблица 2. Параметры α -кластерных состояний в ядре ^{20}Ne , потенциалов и волновых функций относительного движения $V(r) = V_0 f(r)$, где $f(r) = (1 + \exp((r - r_0)/a))^{-1}$, $r = r_0(A^{1/3} + x^{1/3})/a$

K^π	I^π	E^* , МэВ	$\mathcal{E}$, МэВ	V_0 , МэВ	r_0 , фм	R , фм	a , фм	Γ , кэВ [44]	Γ^α , кэВ	S	S^{DWBA} [44]
0^-	1^-	5,78	1,05	90,13	0,95	9,30	0,80	0,028	0,061	0,46	0,54
	3^-	7,16	2,43	86,27	0,95	6,80	0,80	8,20	33,7	0,24	0,26
	5^-	10,26	5,53	78,23	0,95	7,20	0,80	145,0	604,0	0,24	0,15
	7^-	13,36	8,96	74,81	0,95	6,40	0,80	310,0	590,0	0,53	
0_1^+	6^+	8,78	4,05	130,68	0,70	7,50	0,75	0,11	0,46	0,24	0,20
	8^+	11,95	7,22	154,74	0,65	7,10	0,70	0,035	0,077	0,45	0,51
0_2^+	2^+	7,42	2,68	50,21	0,85	6,80	0,80	15,0	113,0	0,13	0,13
	4^+	9,99	5,26	50,23	0,85	6,40	0,80	155,0	584,0	0,27	
	6^+	12,59	7,86	50,49	0,85	5,80	0,80	72,0	145,0	0,49	
	6^+	13,11	8,38	48,87	0,85	5,60	0,80	102,0	256,0	0,40	

Данные табл.2 показывают, что для значительного интервала энергий возбуждения ядра ^{20}Ne удастся достигнуть хорошего согласия рассчитанных S_I с экспериментальными значениями, оставаясь в пределах разумного изменения параметров ядерного потенциала.

В последующих расчетах сечений реакций мы будем ориентироваться на эти значения S_I и сравним с ними значения спектроскопических факторов, получаемых в результате нормировки экспериментального и расчетного сечений.

5.3. Теоретический анализ дифференциальных сечений и функций угловой корреляции в реакциях (${}^6\text{Li}, d$) и (${}^7\text{Li}, t$) с образованием квазистационарных α -кластерных состояний. Теоретический анализ угловой $d-\alpha$ - и $t-\alpha$ -корреляций в реакциях (${}^6\text{Li}, d$) и (${}^7\text{Li}, t$) с образованием высоколежащих α -кластерных состояний в ядрах p -, sd -оболочек основывается на современных моделях ядерных реакций и компьютерных программах и позволяет разобраться в существе проблем, поставленных в экспериментальных работах. Наиболее существенной из них является проблема согласования экспериментальных функций угловой корреляции с имеющимися данными по дифференциальным сечениям реакций (${}^6\text{Li}, d$) и (${}^7\text{Li}, t$). При этом необходимо объяснить природу простой угловой зависимости ФУК, наблюдаемой в большинстве экспериментов, исследовать роль искажений плоских волн в зависимости от энергии налетающих ионов и возбуждения конечного ядра, понять особенности взаимодействия полутяжелых ионов, в результате которого образуются высоколежащие кластерные состояния.

Как было отмечено выше, наиболее адекватными и распространенными в настоящее время моделями для описания ядерных реакций рассматриваемого типа являются модель прямой передачи α -частичного кластера и статистическая модель образования составного ядра.

Такой анализ был проведен нами в работе [87] и включал комплексное исследование дифференциальных и двойных дифференциальных сечений (функций угловой $t-\alpha$ -корреляции) в реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}^*(\alpha){}^{12}\text{C}$ с целью получения ответа на поставленные выше вопросы, а также изучения спектроскопических характеристик квазистационарных состояний — членов вращательных полос с $K=0^+$ и 0^- в ядре ${}^{16}\text{O}$ и исследования механизма взаимодействия полутяжелых ионов, приводящего к образованию высоколежащих α -кластерных состояний.

Основой для нашего анализа явились следующие экспериментальные данные: дифференциальные сечения реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$, измеренные в работе [71] при $E_{\text{Li}} = 38$ МэВ для различных возбужденных состояний в ${}^{16}\text{O}$ вплоть до $E^* = 7^-$ (20,7 МэВ), и функции угловой $t-\alpha$ -корреляции из этой реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}^*(\alpha){}^{12}\text{C}$ при $E_{\text{Li}} = 45$ МэВ, измеренные в работе [83]. Особенностью экспериментальных ФУК для уровней с I_f , равными $5^-(14,66 \text{ МэВ})$, $6^+(16,3 \text{ МэВ})$ и $7^-(20,7 \text{ МэВ})$, является то, что при углах

вылета тритона θ_t , близких к 0° (в эксперименте $\theta_t^{\text{lab}} = 10^\circ$), форма ФУК хорошо описывается квадратом полинома Лежандра порядка I_f , что соответствует приближению плоских волн (ППВ). Как было показано в работе [14], расчеты по DWBA, в которых во входном и выходном каналах учитывались «искажающие» оптические потенциалы, не могут воспроизвести этот экспериментальный факт.

Таким образом, одновременный анализ всех экспериментальных данных необходим для того, чтобы понять, возможно ли адекватное описание дифференциальных сечений и экспериментальных ФУК при одном и том же наборе параметров оптических потенциалов и функций относительного движения кластеров.

Исследования дифференциального сечения $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$ с образованием низколежащих уровней в ^{16}O , связанных относительно вылета α -частицы [71,72], показали, что основным механизмом протекания реакции в этом случае является прямая передача α -частичного кластера. В то же время необходимо достаточно корректно учесть вклад статистического механизма в сечение этой реакции, поскольку при углах вылета тритона $\theta_t > 90^\circ$ именно он доминирует и определяет поведение дифференциального сечения.

Начнем с определения параметров, используемых в расчетах. Оптический потенциал взаимодействия ^7Li и ^{12}C при $E_{\text{Li}} = 36$ МэВ, подобранный в работе [95], использовался также в [72,96] при расчетах сечений данной реакции и был взят нами в качестве исходного. Оптический потенциал взаимодействия в выходном канале реакции является менее определенной величиной, поскольку, вообще говоря, должен изменяться в зависимости от степени возбуждения конечного ядра. В данных расчетах мы исходим из наиболее общих рекомендаций [97]. Параметры оптических потенциалов приведены в табл.3.

Для того чтобы с достоверностью оценить величины спектроскопических факторов $\alpha + ^{12}\text{C}$ в разных состояниях ^{16}O , а также описать сечение реакции при углах $\theta_t > 90^\circ$, необходимо в качестве первого шага рассчитать вклад в сечение статистического механизма образования составного ядра. Подобные расчеты для реакции $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ проводились в [71] для состояний ^{16}O вплоть до $E^* = 20,7$ МэВ (7^-) и в [96] до $E^* = 11,10$ МэВ. В работе [71] была проведена нормировка расчетного сечения относительно уровня $2^-(8,87 \text{ МэВ})$, в [96] проводилось эффективное нормирование, а именно уменьшение сечения с помощью обрезания суммы парциальных сечений по критическому угловому моменту l_c . Как показано в [98],

критический угловой момент l_C , а также полный критический угловой момент $I_C = I_C + I_a + I_A$ в полуклассическом представлении характеризуют максимальный угловой момент во входном канале, при котором еще может произойти полное слияние начальных ядер, т.е. образоваться составное ядро.

Вклад механизма образования составного ядра в сечение реакции нами рассчитывался по программе CNCOR [41], особенности которой мы рассмотрели в п.4.2. Отметим, что при вычислении общей ширины распада $g(I_f)$ составного ядра во все открытые каналы (формула (31)), суммировался вклад отдельных известных дискретных уровней, а вклад непрерывного спектра вычислялся путем интегрирования по энергии с учетом плотности уровней, начиная с энергии E_C , которая определяет границу непрерывного спектра. Конкретное значение E_C соответствует той энергии возбуждения ядра, при которой становится возможным отделение одной из частиц ядра. Обрезания по ираст-линии проводились с учетом соотношения $E_I = Y \cdot I(I+1)$, где $Y = \frac{2h}{F_{мс}}$, $F_{мс} = \frac{2}{5} r_0^2 A^{5/3}$ — момент инерции твердого тела.

Для описания плотности уровней ядра применялась модель ферми-газа с параметрами, предложенными в работе [47]. Все использованные параметры для вычисления общей ширины распада, плотности уровней, а также оптические потенциалы приведены в табл.3.

Отправной точкой вычислений является расчет сечения реакции для возбужденного состояния 2^- (8,87 МэВ) в ^{16}O , заселение которого с помощью прямых одноступенчатых механизмов запрещено правилами отбора. Определив таким образом параметры модели, мы провели расчеты сечений некоторых состояний в ^{16}O в предположении, что для данной энергии налетающих частиц критический угловой момент l_C не превышает $12h$ [96].

На рис.5 представлены рассчитанные нами по статистической модели дифференциальные сечения (точечные кривые) реакции $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ в сравнении с экспериментальными данными из работы [71]. Характерное статистическое угловое распределение тритонов с возбуждением уровня 2^- (8,87 МэВ) хорошо воспроизводится как по форме, так и по абсолютной величине. Кроме того, наши вычисления могут объяснить дифференциальные сечения на больших углах θ_t для тех состояний, которые являются сильнозаселенными на передних углах. Однако сечения на малых углах θ_t не могут быть объяснены в рамках статистической теории, и для их описания требуется привлечение теории прямых реакций.

Таблица 3. Параметры оптических потенциалов и параметры для вычислений в формализме Хаузера — Фешбаха

Канал	V , МэВ	R_V , фм	a_V , фм	W_I , МэВ	R_I , фм	a_I , фм	Тип	$R_{\text{кул}}$, фм	a , МэВ ⁻¹	Δ , МэВ	Y	E_c , МэВ
$n + {}^{18}\text{F}$	38,62	3,380	0,660	7,93	3,284	0,480	sur	0,00	2,818	0,00	0,27	5,86
$p + {}^{18}\text{O}$	35,43	3,280	0,650	13,50	3,284	0,470	sur	3,28	3,167	6,73	0,27	8,38
$d + {}^{17}\text{O}$	89,27	2,707	0,752	6,52	3,500	0,812	sur	3,34	2,630	2,30	0,30	6,02
$t + {}^{16}\text{O}$	170,00	2,870	0,723	20,00	4,030	0,800	vol	3,125	1,890	4,37	0,33	10,4
$\alpha + {}^{15}\text{N}$	130,00	3,380	0,625	44,92	3,377	0,350	vol	3,45	2,558	0,28	0,37	11,5
${}^5\text{He} + {}^{15}\text{N}$	17,36	5,560	0,450	3,48	5,560	0,450	vol	3,13	2,030	0,00	0,41	8,63
${}^5\text{Li} + {}^{14}\text{C}$	17,18	5,560	0,450	3,43	5,560	0,450	vol	3,05	2,177	3,23	0,41	8,87
${}^6\text{Li} + {}^{13}\text{C}$	234,00	2,770	0,760	10,30	4,580	0,640	sur	5,87	2,372	3,44	0,47	8,21
${}^7\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	245,00	2,770	0,759	14,70	4,580	0,909	vol	2,98	1,050	10,33	0,53	11,2
${}^8\text{Be} + {}^{11}\text{B}$	26,20	5,280	0,950	25,00	5,280	0,950	vol	5,55	1,674	3,02	0,62	10,1

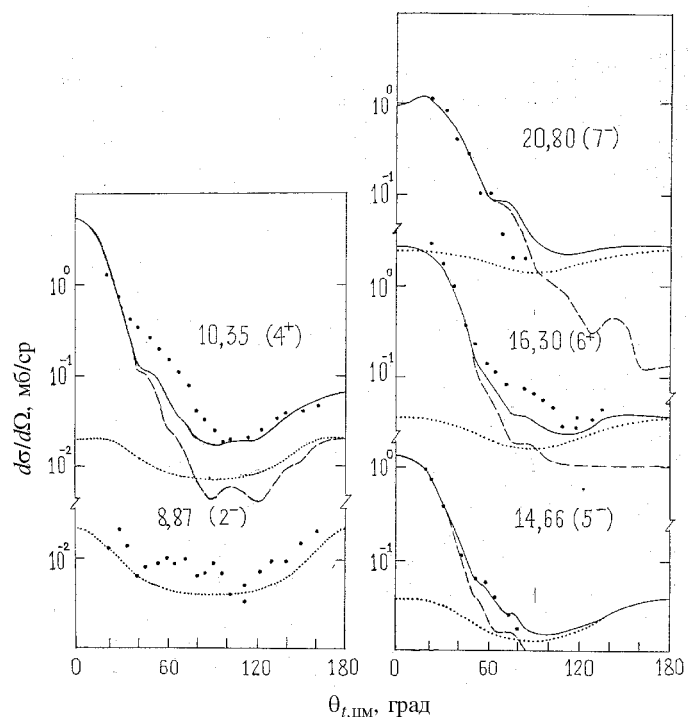


Рис.5. Дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$ при $E_{\text{Li}} = 38$ МэВ. Суммарное теоретическое сечение — сплошные, вклад механизма прямой α -передачи — штриховые, вклад механизма образования составного ядра — точечные кривые. Экспериментальные точки — данные работы [71]

Расчеты характеристик реакции $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ для механизма прямой α -передачи проводились по методу искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР) с помощью программы OLYMP-5 [41]. Основное внимание было уделено исследованию высоколежащих квазистационарных α -кластерных состояний в ^{16}O , принадлежащих вращательным полосам с $K^\pi = 0^+$ и 0^- .

Проведенный нами ранее [99] анализ этой реакции при энергии налетающих ионов ^7Li , равной 21 МэВ, для основного состояния и состояния 4^+ (10,35 МэВ) показал, что из двух одноступенчатых прямых механизмов, свя-

занных с развалом ${}^7\text{Li}$, наиболее существенным является кластерный срыв, а тяжелое замещение подавлено на несколько порядков. При рассматриваемых более высоких энергиях ионов ${}^7\text{Li}$ этот вывод сохраняется, поэтому дальнейшие расчеты мы будем проводить только для механизма кластерного срыва α -частицы.

Рассмотрим, как влияет выбор волновых функций относительного движения кластеров на дифференциальное сечение и функцию угловой корреляции, а также сравним значения спектроскопических факторов S_I^α , полученных в п.5.2 и при расчете сечений реакции.

Кластерная волновая функция ${}^7\text{Li}$ и ее перекрытие с потенциалом $\alpha + t$ -взаимодействия детально исследовалась многими авторами. В том числе в работе [100] проведено сравнение функций перекрытия $\Phi(\mathbf{r}_{bx}) = \langle \Phi_b \Phi_x | V_{bx} | \Phi_a \rangle_{\mathbf{r}_{bx}}$ потенциала V_{bx} взаимодействия ядер b и x с внутренними волновыми функциями Φ ядер, вычисленных в микроскопической модели генераторных координат с различными нуклон-нуклонными силами и в DWBA с использованием локальных феноменологических потенциалов и функций связанных состояний. Кроме того, сравнивались сечения реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$, вычисленные в DWBA с феноменологическими и микроскопическими потенциалами. Расчеты показали, что, несмотря на значительные различия в поведении $\Phi(\mathbf{r}_{bx})$, сечения, рассчитанные с различными потенциалами, удивительно хорошо согласуются между собой, особенно в передней полусфере вылета тритонов. Только при больших углах θ_t наблюдаются расхождения как по величине, так и по форме сечений. Сравнение результатов наших расчетов с результатами, приведенными в [100], подтвердило сделанный там вывод о слабой чувствительности сечения реакции ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{16}\text{O}$ в передней полусфере к выбору параметров $\alpha - t$ -взаимодействия, и обосновало возможность применения параметров, подобранных нами ранее при анализе реакций с α -частицами на ядрах лития [101]: $V_0 = 46$ МэВ, $R_0 = 3,18$ фм, $a = 0,9$ фм. Соответствующий $\alpha - t$ -спектроскопический фактор в дальнейших расчетах был взят, как и в работе [71], равным 0,95. Параметры потенциала и волновой функции связанного состояния $\alpha + {}^{12}\text{C}$ в ядре ${}^{16}\text{O}$ приведены в табл.1.

На рис.5 представлены теоретические дифференциальные сечения (сплошные линии) в сравнении с экспериментальными данными из работы [71] (кружки). Как видно из рис.5, угловые распределения тритонов для состояний в ${}^{16}\text{O}$, принадлежащих полосам $K^\pi = 0^+$ и 0^- , определяются в передней полусфере углов θ_t механизмов срыва α -частичного кластера. При

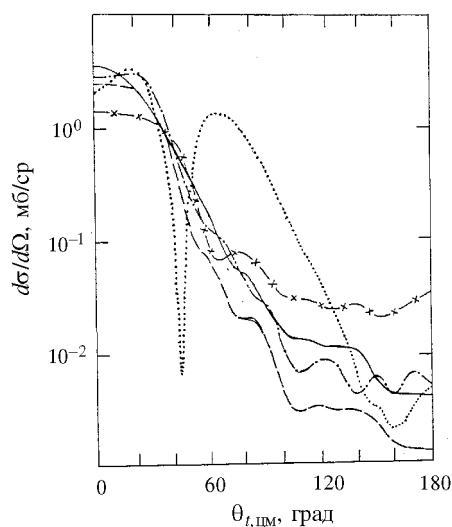


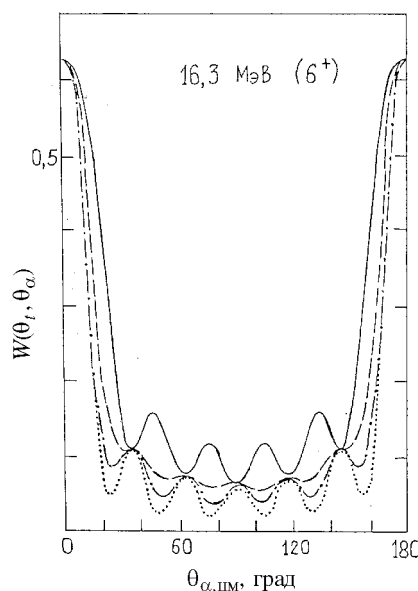
Рис.6. Дифференциальное сечение реакции $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$, $I_f = 6^+$ (16,30 МэВ), при $E_{\text{Li}} = 38$ МэВ. Расчет по МИВОКОР для механизма прямой передачи α -частицы с разными параметрами ОП из табл.4. Кривые: сплошная – для варианта 1, штриховая – вариант 1 (слабосвяз. волновая функция), штрихпунктирная – вариант 2, кривые с крестами – для варианта 2 (слабосвяз. волновая функция), точечная – для приближения плоских волн

углах $\theta_t > 90^\circ$ основной вклад вносит статистический механизм образования составного ядра. Наиболее плохое согласие с экспериментом существует в области средних углов вылета тритона, что может быть связано с неучтенной примесью промежуточных между прямыми и статистическими процессами.

Проведенное нами исследование роли оптических потенциалов, «искажающих» входящую и выходящую плоские волны в случае образования сильновозбужденного конечного ядерного состояния, показало, что рассчитанные дифференциальные сечения данной реакции для механизма прямой передачи α -кластера проявили слабую чувствительность к значительному изменению параметров модели.

Проиллюстрировать это утверждение можно на примере расчета дифференциального сечения реакции для уровня 6^+ (16,30 МэВ) (рис.6). Дифференциальные сечения, представленные на рис.6, рассчитаны в МИВОКОР для механизма срыва α -частицы и отнормированы на эксперимент. Из рис.6 видно, что форма углового распределения тритонов при углах $\theta_t < 90^\circ$ мало чувствительна к сильному ослаблению и даже полному «выключению» взаимодействия в выходном канале, а также к уменьшению глубины V_0 действительной части оптического потенциала во входном канале. Сечение на углах $\theta_t > 90^\circ$ более чувствительно к выбору параметров, в частности, уменьшение глубины W_0 мнимой части, т.е. ослабление поглощения во входном канале приводит к значительному повышению сечения в задней полусфере вылета тритонов. Однако на углах $\theta_t > 90^\circ$ значительную или даже основную роль играют другие, не прямые механизмы реакции. Отметим, что сечение,

Рис.7. Функции угловой $t-\alpha$ -корреляции в реакции $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$, $E_{\text{Li}} = 45$ МэВ. Расчет по МИВОКОР для механизма прямой передачи α -частицы с разными наборами параметров ОП из табл.4. Кривые: сплошная — для варианта 1, штриховая — для варианта 2, штрихпунктирная — для варианта 3, точечная — для приближения плоских волн



рассчитанное в ППВ, а также при наличии только кулоновского взаимодействия во входном и выходном каналах кардинально отличается от экспериментального. Приведенные на рис.5 сечения имеют различные абсолютные значения, что видно из представленных в табл.4 спектроскопических факторов, полученных в результате нормировки суммарного (прямой плюс статистический механизм) сечения к экспериментальному. Значения S_l систематически убывают по мере ослабления ядерного взаимодействия.

Отметим также, что рассчитанные дифференциальные сечения мало чувствительны и к замене гамовских волновых функций относительного движения на слабосвязанные волновые функции с фиктивной энергией связи $\mathcal{E}_{\text{св}} = -0,1$ МэВ.

Таким образом, основываясь только на анализе угловых распределений, невозможно дать четкий критерий для выбора параметров оптических потенциалов, функций относительного движения и, в конечном счете, спектроскопического фактора S_l .

Перейдя к анализу функций угловой $t-\alpha$ -корреляции, мы наблюдаем качественное изменение ситуации.

На рис.7 приведены ФУК для уровня 6^+ (16,30 МэВ), рассчитанные при $E_{\text{Li}} = 45$ МэВ в тех же приближениях, что и дифференциальные сечения, представленные на рис.6. Из рис.7 видно, что получить удовлетворительное согласие с экспериментом удастся при отсутствии в выходном канале не только ядерного, но и кулоновского взаимодействия, т.е. в приближении плоских волн в выходном канале, а также при ослаблении ядерного взаимодействия во входном канале.

Наши расчеты показали, что функции угловой $t - \alpha$ -корреляции являются величинами, значительно более чувствительными к «искажениям» плоских волн при образовании высоколежащих состояний, чем дифференциальные сечения. В то же время заселенность магнитных подуровней состояния с моментом I_f , которая в нашем случае на основе формулы (24) определяется следующим образом:

$$P_{M_f}^{I_f} = \frac{\sum_{M_2} |\mathbf{M}_{I_f M_2 M_f}|^2}{\sum_{M_2 M_f} |\mathbf{M}_{I_f M_2 M_f}|^2}, \quad (48)$$

непосредственно связана с поведением ФУК и также чувствительна к выбору взаимодействия во входном и выходном каналах.

Как было показано в п.5.1, в ППВ в реакциях прямой α -передачи на ядрах с нулевым спином при $\theta = 0^\circ$, в выражении (40) для $\mathbf{M}_{I_f M_2 M_f}$ остается

только слагаемое с $M_2 = M_f = 0$. При этом $P_{M_f}^{I_f} = P_0^{I_f} = 1$, т.е. заселена только проекция спина вылетающей частицы, равная нулю, а ФУК пропорциональна квадрату полинома Лежандра порядка I_f . Таким образом, степень заселенности нулевой проекции момента I_f характеризует полиномиальное поведение ФУК при $\theta = 0^\circ$.

В табл.4 представлены результаты расчетов заселенности $P_{M_f}^{I_f}$ для $M_f = 0$ (P_0), выполненные с различными параметрами оптических потенциалов (ОП), с использованием гамовских или слабосвязанных волновых функций для высоколежащих состояний в ядре ^{16}O при энергии E_{Li} , равной 38 и 45 МэВ соответственно. В тех случаях, когда P_0 ($\theta_t = 0$) больше 50%, форма $W(0, \theta_\alpha)$ приближается к виду, пропорциональному $[P_{I_f}(\cos \theta_\alpha)]^2$.

Расчеты проводились в следующих вариантах: 1) с использованием ОП из табл.3 во входном и выходном каналах реакции, 2) ОП во входном и отсутствие ОП в выходном канале, 3) ОП во входном и плоские волны в выходном канале, а также двух- (4), (5) и четырехкратное (6) ослабление ОП во входном канале реакции и отсутствие ОП (4) или плоские волны (5), (6) в выходном канале реакции.

Функции угловой корреляции для состояния 4^+ (10,35 МэВ) при $E_{\text{Li}} = 38$ и 45 МэВ в присутствии ОП имеют гладкую, почти не осциллирую-

Таблица 4. Зависимость спектроскопического фактора S_I и заселенности нулевой проекции P_0 ($\theta_t = 0^\circ$) от глубины действительной V_0 и мнимой W_0 части ОП во входном и выходном каналах реакции $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*$ при $E_{\text{Li}} = 38$ и 45 МэВ

№ ОП	I_f	E^* , МэВ	Тип $\Psi(^{16}\text{O})$	38 МэВ		45 МэВ
				S_I	P_0 , %	P_0 , %
1	4^+	10,35	гамов.	3,00	52,6	56,7
1			слабосв.	2,50	37,3	49,5
2			гамов.	1,80	76,5	85,0
2			слабосв.	1,00	63,9	70,9
3			гамов.	1,30	86,5	91,2
1	5^-	14,66	гамов.	0,46	18,5	39,6
1			слабосв.	1,00	18,7	30,0
2			гамов.	0,26	44,0	76,9
2			слабосв.	0,36	32,3	49,1
3			гамов.	0,21	61,0	82,0
1	6^+	16,30	гамов.	1,23	27,1	35,6
1			слабосв.	1,60	11,7	22,4
2			гамов.	0,59	30,2	54,3
2			слабосв.	0,80	18,5	32,6
3			гамов.	0,56	47,9	66,3
4			гамов.	0,53	35,7	66,9
5			гамов.	0,50	59,5	76,3
5			слабосв.	0,75	42,0	71,0
1	7^-	20,80	гамов.	0,80	7,3	12,8
3			гамов.	0,19	12,6	41,3
5			гамов.	0,10	23,8	57,3
6			гамов.			69,6

щую форму. Если ОП в выходном канале нет, то ФУК для $I_f = 4^+$ приобретают полиномиальную форму, дифференциальное сечение при этом достаточно хорошо описывает экспериментальные точки (см. рис.5), а спектроскопический фактор, полученный из нормировки теоретического сечения к экспериментальному (табл.4, вариант 2), равный 1,8 для гамовских волновых функций, хорошо согласуется с S -фактором табл.1, равным 1,6.

Для более высоколежащего состояния 5^- (14,66 МэВ) полиномиальная форма ФУК при $E_{\text{Li}} = 45$ МэВ достигается в отсутствие ядерного взаимодействия в выходном канале (на рис.8,а расчетная кривая соответствует

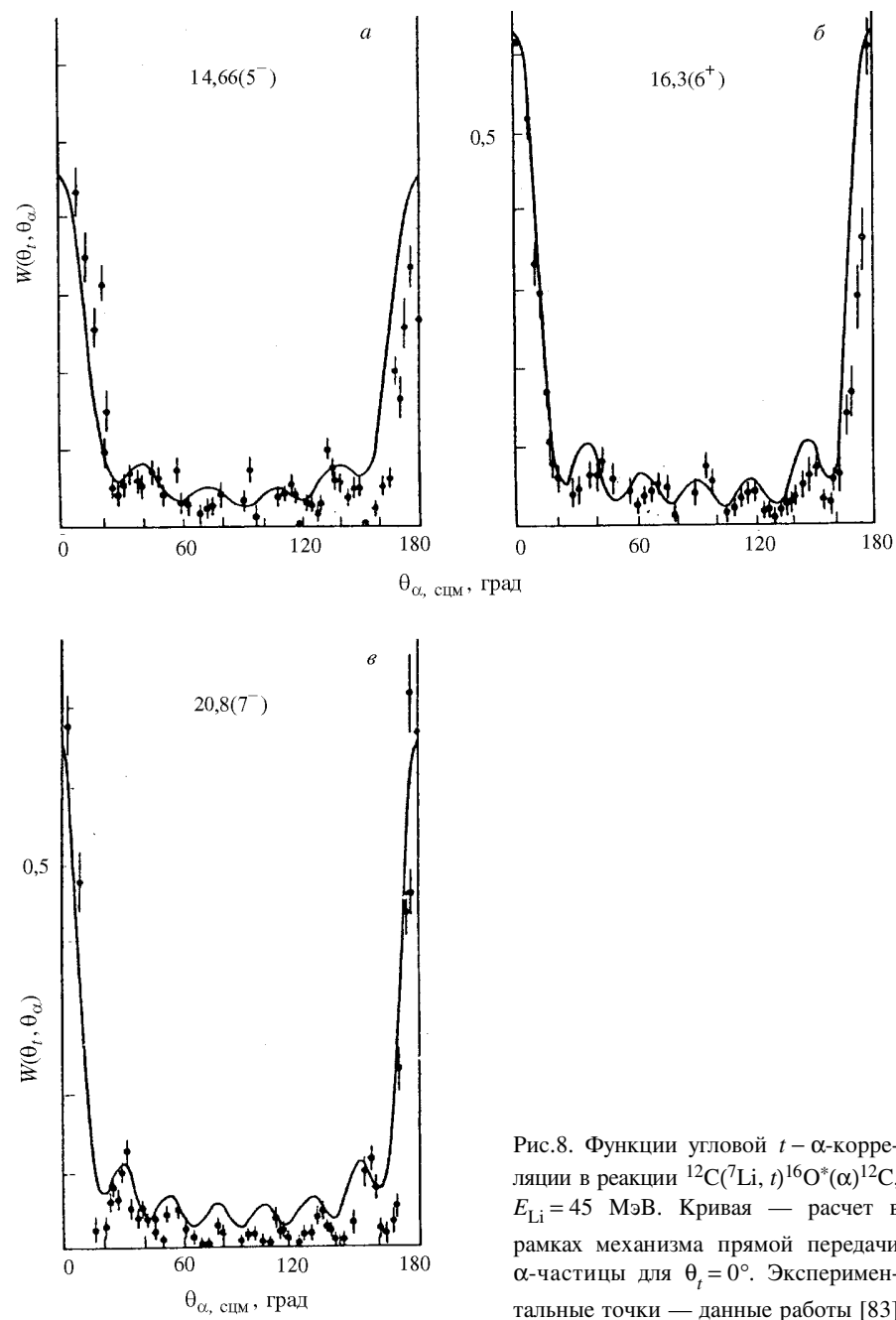


Рис.8. Функции угловой t - α -корреляции в реакции $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}^*(\alpha)^{12}\text{C}$, $E_{\text{Li}} = 45$ МэВ. Кривая — расчет в рамках механизма прямой передачи α -частицы для $\theta_t = 0^\circ$. Экспериментальные точки — данные работы [83]

варианту 2 из табл.4), а при $E_{Li} = 38$ МэВ только в приближении плоских волн в выходном канале. Форма и величина дифференциального сечения при этом мало изменяются. Теоретическое угловое распределение для состояния 5^- , представленное на рис.5, соответствует варианту 3 из табл.4 и $S_l = 0,21$.

Функции угловой корреляции для состояния 6^+ (16,30 МэВ) при $E_{Li} = 45$ МэВ, представленные на рис.8,б, соответствуют вариантам 3 и 4 из табл.4. Видно, что получить удовлетворительное согласие с экспериментом удастся только в том случае, если ядерное взаимодействие отсутствует в выходном канале и ослаблено во входном канале. При $E_{Li} = 38$ МэВ полиномиальная форма ФУК достигается, когда используется ППВ в выходном канале, а во входном канале ядерное взаимодействие ослаблено более чем в два раза (вариант 5 из табл.4). Дифференциальное сечение для состояния 6^+ на рис.5, соответствующее этому варианту, имеет спектроскопический фактор $S_l = 0,50$.

Для наиболее высоколежащего α -кластерного состояния 7^- (20,8 МэВ) полиномиальную форму ФУК и заселенность $P_0^7 \approx 70\%$ при $E_{Li} = 45$ МэВ можно получить при значительном уменьшении глубины V_0 действительной части оптического потенциала во входном канале и при отсутствии ядерного и кулоновского взаимодействий в выходном канале. Дифференциальное сечение при $E_{Li} = 38$ МэВ для таких параметров существенно отличается от экспериментального. Теоретическое дифференциальное сечение для уровня 7^- (рис.5) можно получить в том случае, если во входном канале учитывается оптический потенциал, а в выходном канале его нет (это соответствует варианту 3 из табл.4 и $S_l = 0,19$). При $E_{Li} = 38$ МэВ нулевая проекция спина заселена только на 12%, а ФУК не имеет максимума при $\theta_l = 0$, то есть не описывается квадратом полинома Лежандра.

На основании этого анализа можно сделать следующие выводы.

1. Чтобы описать наблюдаемую полиномиальную форму ФУК при $E_{Li} = 45$ МэВ для высоколежащих состояний в ^{16}O , необходимо предположить ослабление ядерного взаимодействия во входном и выходном каналах реакции. Степень ослабления зависит от уровня возбуждения конечного ядра: при увеличении энергии возбуждения уровня наблюдается не только ослабление, но и отсутствие ядерного взаимодействия в выходном канале, а для наиболее высоколежащих состояний в ^{16}O ($I_f > 5$) наблюдается все большее ослабление ОП также и во входном канале реакции.

2. При более низкой энергии налетающих ионов $E_{Li} = 38$ МэВ для тех же высоколежащих состояний в ^{16}O полиномиальная форма ФУК может быть получена только при большем ослаблении ядерного взаимодействия, чем при $E_{Li} = 45$ МэВ. В этом случае возможно также достаточно адекватное описание дифференциальных сечений. Однако для α -кластерного состояния 7^- (20,8 МэВ) в ^{16}O адекватное описание дифференциального сечения и полиномиальную форму ФУК для $\theta_t = 0$ при $E_{Li} = 38$ МэВ получить невозможно. Таким образом, мы предполагаем, что для этого состояния (ввиду отсутствия данных при этой энергии для $(^7Li, t)$ -реакции) существует подавление интенсивности первого максимума в функции $\alpha - t$ -корреляции, аналогичное наблюдаемому в реакции $(^6Li, d)$ [81].

3. Использование гамовских волновых функций вместо слабосвязанных заметно улучшает согласие рассчитанных ФУК с экспериментом. Применение же слабосвязанных волновых функций при $E_{Li} = 38$ МэВ возможно только для состояния 4^+ (10,35 МэВ), а для более высоколежащих состояний с $I_f = 5^-, 6^+$ и 7^- является некорректным, поскольку требует введения ППВ как в выходном, так и во входном каналах.

Таким образом, проведенный анализ дает основание говорить о том, что, во-первых, заселенность P_0 и форма ФУК в реакциях $(^7Li, t)$ зависит от энергии налетающего ядра (это можно проверить экспериментально, хотя до сих пор данных по ФУК при различных энергиях лития нет), во-вторых, для реакции α -передачи с образованием высоколежащих кластерных состояний сила взаимодействия во входном канале зависит от степени возбуждения ядра, а для определенного возбужденного состояния — от энергии налетающего иона.

Сравнивая спектроскопические факторы S_l отделения α -частицы от ядра ^{16}O в высоколежащих состояниях, полученные модельным способом при расчете гамовских волновых функций (табл.1) и из сопоставления теоретических и экспериментальных сечений (табл.4), можно отметить, что в обоих случаях разброс их значений невелик, хотя полученные из сравнения с экспериментом значения S_l в несколько раз меньше, чем модельные. Для наиболее низколежащего из рассматриваемых — уровня 4^+ (10,35 МэВ) (успешное описание характеристик реакции в этом случае, как отмечалось выше, возможно и при использовании обычной «слабосвязанной» волновой функции) оба полученных значения S_l являются наиболее близкими.

Проведенный комплексный анализ дифференциальных сечений и функций угловой $t - \alpha$ -корреляции из реакции $^{12}C(^7Li, t)^{16}O^*(\alpha)^{12}C$ с образо-

ванием высоколежащих α -кластерных состояний в ^{16}O показал, что в этой реакции отчетливо проявляются черты квазиупругого механизма, ответственного за образование быстрых фрагментов в реакции α -передачи. Его интерпретация возможна в рамках спектаторной модели [102,103], в которой не учитывается взаимодействие вылетающего фрагмента (в нашем случае тритона) с образованной в конечном состоянии системой $(x + A)$, т.е. с ядром ^{16}O . Это свойство реакции $(^7\text{Li}, t)$, связанное с ярко выраженной кластерной структурой ядра ^7Li , отмечалось ранее при изучении угловых корреляций в реакции $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, t)^{20}\text{Ne}(\alpha)^{16}\text{O}$ [13], а также в работе [74]. Естественно, что при усилении возбуждения конечного ядра спектаторные свойства вылетающего фрагмента более проявляются, вплоть до того, что его волновая функция становится плоской волной.

Следует отметить другую особенность рассмотренного процесса. При увеличении энергии возбуждения конечного ядра ослабляется не только взаимодействие между ним и вылетающей частицей, также ослабляется и взаимодействие во входном канале. На это указывает поведение функции угловой $t - \alpha$ -корреляции при малых углах вылета тритона. Дифференциальные сечения реакции, рассчитанные с учетом такого уменьшения глубины оптического потенциала во входном канале, также удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Для DWBA как стационарной модели ядерной реакции, в которой схема протекания реакции разделена на три не связанных между собой этапа: входной канал, мгновенное воздействие и выходной канал, такой результат может показаться парадоксальным. Мы видим, что вторая стадия реакции — образование возбужденной системы $(x + A)$ влияет на взаимодействие на первой стадии $a + A$ во входном канале. По-видимому, здесь речь идет о переходе от стационарного описания реакции к динамическому, явно учитывающему временную зависимость взаимодействия. В процессе сильного возбуждения ядра возникает следующий механизм самовоздействия. Налетающий ион, находясь в поле ядра, меняет его самосогласованный потенциал, который вновь действует на налетающий ион. В стационарной картине мы модулируем этот механизм путем уменьшения глубины оптического потенциала во входном канале относительно тех параметров ОП, которые получены для упругого рассеяния ионов и пригодны для описания взаимодействия со слабовозбужденными системами.

Понятно, что такой механизм самовоздействия зависит от энергии налетающего иона, именно с ним связана довольно значительная энергетическая зависимость полученных в расчете функций угловой корреляции.

6. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО И ПРЯМОГО МЕХАНИЗМОВ В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ МЕТОДОМ УГЛОВЫХ $d-\alpha$ -КОРРЕЛЯЦИЙ

Первые результаты по исследованию ядерных реакций, вызванных ускоренными ионами азота при энергиях налетающих частиц до 100 МэВ, на ядрах $1p$ -, $2s-1d$ -оболочек, выполненные в начале 70-х годов [104,105], трактовались как реакции передачи больших групп нуклонов. Тем не менее на основании дальнейшего анализа спектров, функций возбуждения и угловых распределений, и, в частности, наблюдения корреляций резонансоподобной структуры в функциях возбуждения из упругого рассеяния и из реакций, был сделан вывод о доминирующей роли механизма образования составного ядра в этих реакциях [38,106,107].

Основное внимание в статистической модели образования составного ядра в формализме Хаузера — Фешбаха уделялось понятию критического углового момента во входном канале $I_{\text{кр}}$ как предельного углового момента, возможного при слиянии двух ядер [98,108]. Введение $I_{\text{кр}}$ в расчеты позволило получить количественное согласие теоретических вычислений с экспериментальными данными. Данная интерпретация механизма реакций, вызванных ионами азота в широком диапазоне налетающих энергий, является разумной и вполне очевидной, ввиду большого числа открытых каналов распада и высокой плотности уровней составного ядра.

Однако уже при анализе дифференциальных сечений реакций в широкой области углов вылетающих частиц в работе [107] и далее в [109] отмечалось наличие слабо осциллирующей структуры угловых распределений. Так, в реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ гладкую, симметричную относительно 90° форму имеют только дифференциальные сечения для состояний $5,23 (3^+)$ и $7,75 (7^+)$, $81 (1^+, 5^+)$ в ^{24}Mg [107], заселенность которых действительно не связана с процессами прямой передачи группы нуклонов вследствие ограничений, вызванных правилами отбора по спину и четности. Это говорит о том, что расчет по статистической модели образования составного ядра описывает только гладкий фон, на который накладываются осцилляции или нерегулярности, связанные с другими механизмами реакции, вклад которых может быть сопоставим с вкладом механизма составного ядра.

Новая волна интереса к реакциям, вызванным ионами азота, была связана с появлением достаточно противоречивых данных о поведении функций угловой $d-\alpha$ -корреляции (ФУК) в реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}(\alpha)^{20}\text{Ne}$ [14,15]. Для одного из состояний в ^{24}Mg , а именно для уровня 13,45 МэВ (6^+), в работе [14] были обнаружены осцилляции ФУК, форма которых

хорошо описывалась квадратом полинома Лежандра 6-го порядка, что было интерпретировано как непосредственное доказательство образования этого состояния путем прямой передачи 12 нуклонов. Несмотря на то, что результаты измерений ФУК в работе [15] не обнаружили выраженных осцилляций и не подтвердили вывода о прямом механизме образования некоторых уровней в ^{24}Mg , консенсус между этими экспериментальными группами был найден в проведенных совместно измерениях ФУК, результаты которых были недавно опубликованы в работе [16].

Проведенные измерения [16] угловой $d - \alpha$ -корреляции в реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}(\alpha)^{20}\text{Ne}$ для состояния 13,45 МэВ (6^+) в ^{24}Mg достоверно подтвердили существование осцилляций ФУК, не имеющих полного объяснения в модели составного ядра. Авторы интерпретировали свои результаты как проявление механизма прямой передачи ядра ^{12}C в первом возбужденном состоянии 2^+ . Проблема теоретического объяснения осцилляций ФУК с помощью механизма прямой массивной передачи поставлена достаточно давно, и до настоящего времени этот вопрос нельзя считать закрытым. Очевидно, что исследование ФУК в реакциях массивной передачи является одним из наиболее перспективных направлений физики ядерных реакций.

В работе [109] в качестве первого шага последовательного изучения механизма реакций, вызванных ионами азота, были проведены измерения угловых распределений дейтронов из реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ и расчеты по МИВ и формализме Хаузера — Фешбаха с параметрами, полученными в [107]. Проведенный анализ показал, что рассчитанные кривые, полученные в модели Хаузера — Фешбаха, в среднем воспроизводят экспериментальные данные. Однако для низколежащих уровней сечение Хаузера — Фешбаха, как правило, завышено (особенно в области малых углов), а для высоколежащих уровней значительно меньше экспериментального. Расчеты в рамках EFR DWBA по программе LOLA [58] для механизма прямой передачи углерода показали, что в этом случае угловые распределения обладают более богатой структурой и в ряде случаев более успешно воспроизводят экспериментальные данные, в особенности в области малых углов. Однако без оценки спектроскопических множителей сделать окончательные выводы невозможно.

В работе [99] мы продолжили анализ этой реакции по МИВОКОР с целью довести достигнутое в работе [109] качественное согласие с экспериментом до количественного уровня и получить спектроскопическую информацию. Для этого была проведена оценка приведенных ширин в модели оболочек с промежуточной связью для вершины $^{14}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + d$ с орбитальным моментом относительного движения дейтрона Λ_2 , равным 0 и 2. Вообще говоря, в МИВОКОР в матричном элементе (22) амплитуды этих двух

состояний складываются когерентно. Однако, если учитывать передачу ^{12}C в основном состоянии с $I_C = 0$, то сложение компонент с $\Lambda_2 = 0$ и 2 при любом значении спина I_f конечного ядра ^{24}Mg можно проводить некогерентно. В этом случае упрощается выражение для структурных множителей

$$\Theta_{l\Lambda_1\Lambda_2 I_1 I_2 I_C=0} = \Theta_{\Lambda_1 I_1 I_C=0}^{B \rightarrow A+C} \Theta_{\Lambda_2 I_2 I_C}^{a \rightarrow b+C} (-1)_{l+\Lambda_1+\Lambda_2} \times \\ \times \sqrt{\frac{2l+1}{(2\Lambda_1+1)(2\Lambda_2+1)}} \delta_{\Lambda_1 I_1} \delta_{\Lambda_2 I_2}, \quad (49)$$

где $\Theta_{\Lambda_1 I_1 I_C=0}^{B \rightarrow A+C}$, $\Theta_{\Lambda_2 I_2 I_C}^{a \rightarrow b+C}$ — приведенные ширины, способы вычисления которых подробно изложены в [6,33,34]. При этом орбитальный момент относительного движения ядер углерода Λ_1 равен I_f , а сечение определяется суммой парциальных сечений с различными переданными орбитальными моментами в соответствии с правилами отбора (21). Из сравнения рассчитанных сечений с экспериментом [109] были выделены значения квадратов приведенных ширин $\Theta_{\Lambda_1}^{^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}}$ для $\Lambda_1 = 0$ и 6. Расчеты

показали, что большие значения приведенных ширин для отделения ^{12}C от магния, а также возможность передать как осциллирующее угловое распределение для основного состояния, так и гладкое (за счет многих парциальных сечений с разными l) для состояния 6^+ (13,4 МэВ), дают возможность достаточно обоснованно рассматривать механизм реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ как массивную передачу большой группы нуклонов.

Дальнейшие теоретические исследования этой реакции были посвящены более детальному определению вклада механизма составного ядра, а также возможности описания наблюдаемых осцилляций ФУК.

Так, в работе [110] был проведен анализ не только дифференциальных сечений, но и функций угловой корреляции в реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}(\alpha)^{20}\text{Ne}$ при энергии налетающего иона азота $E_{^{14}\text{N}} = 29$ и 35 МэВ в лабораторной системе с целью определения количественной доли механизма образования составного ядра.

На основе формализма, рассмотренного в п.4.2, и с помощью программы CNCOR [41] были проведены расчеты спин-тензоров матрицы плотности, заселенностей магнитных подуровней конечных ядер, а также функций угловой корреляции конечных частиц в статистической модели составного ядра.

Известно, что расчеты по статистической модели составного ядра весьма чувствительны к выбору параметров оптических потенциалов. Тем не менее, если оптические потенциалы хорошо описывают угловые распределения упругорассеянных частиц при данной энергии, то замена одного набора параметров другим не ведет к существенному изменению поперечного сечения. При вариации параметров оптического потенциала сохраняется общая форма сечения — максимумы вперед, назад, симметричные относительно $\theta = 90^\circ$, а изменяется лишь абсолютное значение дифференциального сечения в пределах 30—40%. Наши предыдущие расчеты показали, что качественное изменение формы дифференциального сечения возможно при варьировании параметров спин-орбитального взаимодействия [40]. В данных расчетах использовались параметры оптических потенциалов из работ [107,111] (см. табл.5).

Абсолютное сечение реакции, рассчитанное по модели Хаузера — Фешбаха, наиболее существенно зависит от величины $g(I)$ — общей ширины распада составного ядра во все открытые каналы, которая, в свою очередь, сильно зависит от таких параметров, как плотность уровней $\rho(E^*, I)$ и критический угловой момент $I_{кр}$. При вычислении $\rho(E^*, I)$ наиболее существенны два параметра: параметр плотности уровней a и парные энергии Δ . Параметр a входит в формулу (34) под знаком экспоненты, поэтому его влияние особенно велико. Так, при увеличении a примерно на 20% абсолютное значение сечения уменьшается более чем в три раза.

Увеличение парных энергий Δ для наиболее важных каналов реакции (соответствующие значения Δ вычислены в работах [45,47,48]) приводит к увеличению сечения взаимодействия. Наши расчеты показали, что неопределенность в 1—2 МэВ в выборе граничной энергии E_C мало сказывается на абсолютном значении сечения. Это объясняется тем, что вклад непрерывного спектра в общую ширину распада $g(I)$ значительно превышает вклад дискретного спектра и близок к максимально возможному. Использование выражения (36) для оценки ираст-линии ведет к неопределенности вычислений из-за неоднозначности выбора радиуса ядра и его момента инерции. В программе выбрана модель, в которой момент инерции ядра равен моменту инерции сферического твердого тела $F_{ТВ}$ с массой mA и радиусом $R = 1,25 A^{1/3}$ фм. Некоторые авторы выбирают радиус ядра несколько больше или момент инерции ядра, несколько отличающийся от $F_{ТВ}$, например, $R = 1,4 A^{1/3}$ фм и $F = 0,8 F_{ТВ}$ [47] или $R = 1,5 A^{1/3}$ фм, а $F = 0,7-0,8 F_{ТВ}$ [38]. Увеличение радиуса ядра ведет к увеличению момента инерции и, как следствие, к увеличению плотности высокоспиновых уровней в остаточных ядрах и к уменьшению сечения взаимодействия для отдельного состояния.

**Таблица 5. Параметры оптических потенциалов
и параметры для вычислений в формализме Хаузера — Фешбаха**

Канал	V , МэВ	R_V , фм	a_V , фм	W_I , МэВ	R_I , фм	a_I , фм	Тип по- тенц.	$R_{\text{кул}}$, фм	a , МэВ ⁻¹	Δ , МэВ	Y	E_C , МэВ	Число дискр. уровней
$\alpha + {}^{22}\text{Na}$	53,15	4,33	0,58	10,80	4,33	0,580	об.	3,36	4,00 3,67	0,00	0,194	4,36	19
$p + {}^{25}\text{Mg}$	53,00	3,71	0,66	6,60	3,50	0,660	об.	3,71	4,56 4,17	2,46	0,157	5,01	18
$n + {}^{25}\text{Al}$	40,00	3,65	0,70	11,00	3,65	0,700	об.	0,00	4,56 4,17	2,67	0,157	5,07	25
$d + {}^{24}\text{Mg}$	50,00	4,33	0,59	16,00	4,33	0,590	об.	4,33	4,38 4,00	5,13	0,168	10,06	40
${}^{14}\text{N} + {}^{12}\text{C}$	100,00	5,60	0,48	27,00	5,92	0,260	об.	6,58					5
${}^{12}\text{C} + {}^{14}\text{N}$									2,03	0,00	0,412	8,98	18
${}^6\text{Li} + {}^{20}\text{Ne}$	65,50	4,02	0,41	12,00	3,87	1,480	об.	6,79					14
${}^{20}\text{Ne} + {}^6\text{Li}$													6
${}^3\text{He} + {}^{23}\text{Na}$	11,84	5,79	0,45	1,756	5,79	0,450	об.	5,79	3,84	1,35	0,180	5,77	19
${}^5\text{Li} + {}^{21}\text{Na}$	11,62	6,03	0,45	1,690	6,03	0,450	об.	6,03	3,41	2,37	0,210	5,78	35
${}^8\text{Be} + {}^{18}\text{F}$									2,82	0,00	0,270	4,96	23
${}^{18}\text{F} + {}^8\text{Be}$	11,67	6,24	0,45	1,700	6,24	0,450	об.	6,24					3
${}^{10}\text{B} + {}^{16}\text{O}$									3,85	2,46	0,330	8,87	6
${}^{16}\text{O} + {}^{10}\text{B}$	11,07	6,31	0,45	1,510	6,31	0,450	об.	6,31					24
${}^5\text{He} + {}^{21}\text{Na}$	54,40	4,76	0,53	9,80	4,76	0,530	об.	3,92	3,19	2,90	0,210	6,51	50
${}^7\text{Be} + {}^{19}\text{F}^*$	35,40	4,64	1,05	11,50	5,68	0,620	пов.	6,79	2,89	1,28	0,250	4,68	15

*Тип потенциала поверхностный.

Однако заметный вклад увеличение радиуса ядра и момента инерции будет давать лишь при больших энергиях падающих частиц, когда образуется много высоковозбужденных состояний. При малых энергиях налетающих частиц ($E_{с.м.} \lesssim 10$ МэВ) изменения параметров на 20—40% слабо сказываются на величине поперечного сечения.

В статистической модели важную роль играет критический угловой момент $I_{кр}$, который определяет возможность слияния ядер во входном канале, и образование составного ядра зависит от динамики входного канала и определяет максимальный угловой момент ядра I_C в данной реакции: $I_C = I_{кр}$.

В представлении спина канала спин составного ядра определяется правилами отбора (25), поэтому от $I_{кр}$ зависит максимальный угловой момент ядра I_C в данной реакции: $I_{кр} = I_C^{\max} = I_1 + I_a^{\max}$. Чтобы изучить чувствительность абсолютного значения сечения к выбору $I_{кр}$, расчеты проводились при разных $I_a^{\max}$. Вариации $I_{кр}$ очень сильно сказываются на поперечном сечении. Так, увеличение $I_{кр}$ на $1\hbar$ приводит к увеличению сечения примерно на 20%. Чувствительность поперечного сечения к $I_{кр}$ падает с уменьшением энергии падающих частиц. Более детально зависимость сечения взаимодействия от критического момента для реакций подобного типа изучалась в работах [38,39,108]. Обобщая приведенный выше анализ, заметим, что вариация параметров второй группы приводит к изменению лишь абсолютного значения поперечного сечения, сохраняя характерную форму угловых распределений.

При расчете характеристик реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ по программе CNCOR учитывалось 12 открытых каналов, по которым мог произойти распад составного ядра ^{26}Al . Эти каналы вносят неравноценный вклад в общую ширину распада $g(I)$. Наиболее важными являются следующие четыре канала: $p + ^{25}\text{Mg}$, $n + ^{25}\text{Al}$, $\alpha + ^{22}\text{Na}$, $d + ^{24}\text{Mg}$, по которым с наибольшей вероятностью может произойти распад ядра ^{26}Al в данной реакции. При энергии падающего пучка азота $E_{^{14}\text{N}} = 29$ МэВ их общий вклад составляет примерно 98%. Относительный вклад каждого из этих каналов с ростом энергии пучка ^{14}N изменяется. Так, при $E_{^{14}\text{N}} = 29$ МэВ вероятность распада распределялась следующим образом: $\alpha + ^{22}\text{Na}$ — 19%; $p + ^{25}\text{Mg}$ — 61%; $n + ^{25}\text{Al}$ — 15%; $d + ^{24}\text{Mg}$ — 3%, при энергии $E_{^{14}\text{N}} = 35$ МэВ доля каждого канала равна: $\alpha + ^{22}\text{Na}$ — 30%, $p + ^{25}\text{Mg}$ — 61%, $n + ^{25}\text{Al}$ — 2,5%, $d + ^{24}\text{Mg}$ — 3,5%.

На остальные каналы приходится всего около 2%. Заметим, что с увеличением энергии налетающего азота до 35 МэВ вклад этих 8 каналов увеличивается всего на 1%. Незначительный вклад каналов с выходом тяжелых частиц ${}^6\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ и т.п., которые могут унести больший момент количества движения, чем легкие частицы, объясняется низким тепловым эффектом реакции Q_0 и высоким значением кулоновского барьера. Эти каналы будут закрыты уже при достаточно низкой энергии возбуждения конечного ядра, где существуют только несколько дискретных уровней. Действительно, в канале ${}^6\text{Li} + {}^{20}\text{Ne}$ возможно заселение уровней ${}^{20}\text{Ne}$ не выше 9,2 МэВ, в канале ${}^8\text{Be} + {}^{18}\text{F}$ заселение уровней ${}^{18}\text{F}$ не выше 10,4 МэВ. В то же время легкие частицы могут заселять высоковозбужденные уровни в остаточных ядрах, где плотность этих уровней очень высока. Поэтому именно каналы с выходом легких частиц дают основной вклад в общую ширину распада $g(I)$ составного ядра.

Мы провели также оценку вероятности образования конечного ядра как в области непрерывного, так и в области дискретного спектра для каждого из каналов. Для данной реакции в каналах, где распад составного ядра идет с испусканием легких частиц, таких как p , n , d , α , вероятность образования конечного ядра в непрерывном спектре много больше, чем в дискретном. По нашим оценкам, например, в канале $p + {}^{25}\text{Mg}$ это различие достигает сотен и даже тысяч раз. В каналах, где испускаются тяжелые ядра, вероятность образования конечного ядра в непрерывном спектре в сотни раз меньше, чем в дискретном. Например, для канала ${}^8\text{Be} + {}^{18}\text{F}$ эти вероятности соотносятся как 1:10 при энергии $E_u = 35$ МэВ, а при $E_u = 29$ МэВ уже как 1:1000.

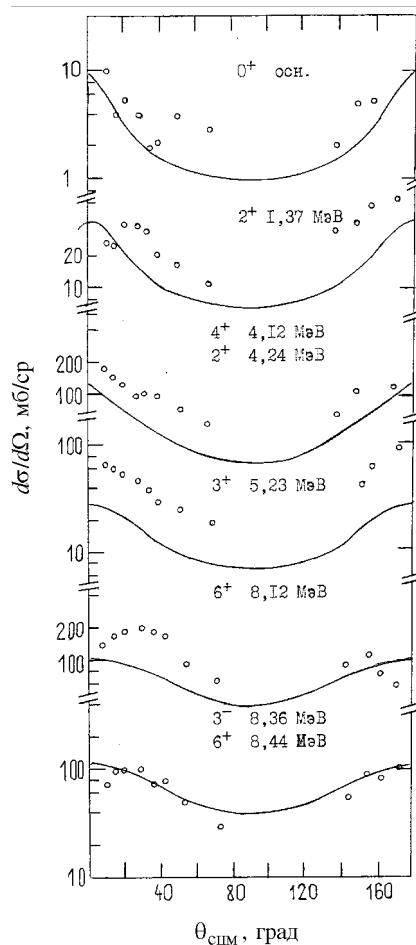
Угловые распределения дейтронов из реакции ${}^{12}\text{C}({}^{14}\text{N}, d){}^{24}\text{Mg}$ для ряда состояний в ${}^{24}\text{Mg}$ при $E_{{}^{14}\text{N}} = 35$ МэВ с параметрами, взятыми из [107], хорошо описывают эксперимент для состояний $4,12(4^+) + 4,24(2^+)$ и $5,23(3^+)$. Для остальных состояний в ${}^{24}\text{Mg}$ расчетные сечения превышают экспериментальные. Расчет при $E_{{}^{14}\text{N}} = 29$ МэВ при тех же параметрах систематически превышает эксперимент. Это заставило нас провести возможные изменения параметров модели с тем, чтобы уменьшить абсолютное значение сечения. Так как угловые распределения для ряда состояний имеют осциллирующую форму, вклад составного ядра не должен превышать минимум сечения. Наилучшего согласия с экспериментом при обеих энергиях удалось достигнуть в результате изменения двух параметров: параметра плотности уровней a (см. (34)) и критического углового момента составного ядра $I_{\text{кр}}$.

Рис.9. Дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ при $E_{\text{Li}} = 35$ МэВ. Кривые — расчеты по статистической модели образования составного ядра. Точки — данные работы [107]

Примерно одинаковые результаты расчета дают следующие комбинации этих параметров: $a = A/5,48$ и $I_{\text{кр}} = 10$ при $E_{^{14}\text{N}} = 29$ МэВ и 12 при $E_{^{14}\text{N}} = 35$ МэВ, а также $a = A/5,98$ и $I_{\text{кр}} = 9$ при $E_{^{14}\text{N}} = 29$ МэВ и 11 при $E_{^{14}\text{N}} = 35$ МэВ. Из рис.9 и 10 видно, что наибольший вклад механизм составного ядра вносит в сечение реакции с образованием основного и нижних возбужденных состояний в ^{24}Mg . Хотя также очевидно, что теоретические кривые не могут воспроизвести структуру угловых распределений. Для высоколежащих состояний ($E_f^* > 8$ МэВ) вклад механизма составного ядра составляет меньшую долю в сечении, несмотря на то, что теоретические кривые имеют такую же гладкую форму, как и экспериментальные угловые распределения.

Действительно, наши предыдущие расчеты по DWBA [99] показали, что в сечение реакции с образованием высоколежащих возбужденных состояний в ^{24}Mg значительный вклад дает механизм прямой передачи группы нуклонов. В этом случае абсолютное сечение имеет большую величину за счет вклада многих парциальных сечений с разными переданными угловыми моментами.

Таким образом, наши расчеты дифференциальных сечений в модели составного ядра дают дополнительные аргументы в пользу того, что необходимо согласованно учитывать как механизм составного ядра, так и прямую передачу большой группы нуклонов — реакцию массивной передачи.



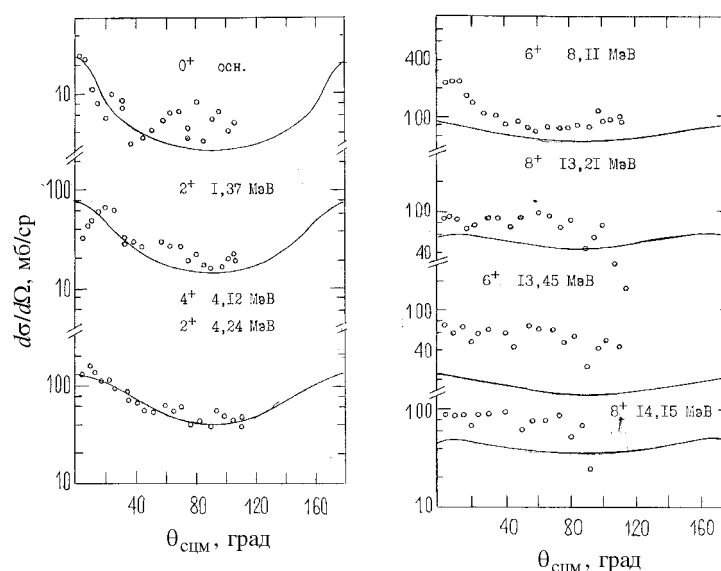


Рис.10. Дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ при $E_{\text{Li}} = 29$ МэВ. Кривые — расчеты по статистической модели образования составного ядра. Точки — данные работы [109]

Дальнейшие наши исследования [112] реакции $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ для ряда состояний в ^{24}Mg в рамках МИВОКОР показали, что особенностью механизма прямой передачи в этой реакции является то, что при усилении возбуждения конечного ядра ^{24}Mg резко усиливается периферичность процесса. При расчетах по DWBA это проявляется в недостаточно точном описании поведения волновых функций относительного движения кластеров внутри ядра при малых r . В этом случае возникает необходимость обрезания малых значений орбитальных парциальных волн во входном и выходном каналах. Расчет функции угловой $d - \alpha$ -корреляции по МИВОКОР с двухкомпонентной волновой функцией ^{14}N с относительными моментами, равными 0 и 2, и рассчитанными в модели оболочек приведенными ширинами позволил воспроизвести наблюдаемые осцилляции ФУК в рамках прямой передачи ядра ^{12}C в основном состоянии.

7. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕНЗОРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА

Этот раздел посвящен той области исследований угловых корреляций частиц, которая связана с непосредственным восстановлением компонентов спиновой матрицы плотности, спин-тензоров или тензоров поляризации из экспериментальных данных, а также теоретическому анализу этих результатов.

Экспериментальные исследования тензоров поляризации конечного ядра проводились в реакции $^{13}\text{C}(p, d)^{12}\text{C}^*(15,11 \text{ МэВ}, 1^+) \rightarrow ^{12}\text{C} (\text{g.s.})$ методом измерения $d-^{12}\text{C}$ -корреляции [23], а также при исследовании неупругого рассеяния [24] и реакций передачи с тяжелыми ионами [74].

В работе [113] были проведены экспериментальные и теоретические исследования тензора поляризации конечного ядра $^6\text{Li}^* (2,186 \text{ МэВ}, 3^+)$ из реакции $^9\text{Be}(p, \alpha_1)^6\text{Li}$ при $E_p = 40 \text{ МэВ}$. Это состояние с шириной $0,024 \text{ МэВ}$ распадается на дейтрон и α -частицу, что дает возможность провести измерение функций угловой корреляции между α_1 и α -частицей распада.

Выражение (13) для функции угловой корреляции $W(\Omega_b, \Omega_c)$ можно записать в виде

$$W(\Omega_b, \Omega_c) = \sum_{kk} \mathbf{t}_{kk}(\theta_b) \left(\frac{4\pi}{2k+1} \right)^{1/2} A_k \mathbf{Y}_{kk}^*(\theta_c), \quad (50)$$

определив тензоры поляризации $\mathbf{t}_{kk}(\theta_b)$ как спин-тензоры матрицы плотности ρ_{kk} , нормированные на первый элемент ρ_{00} . Обычно тензоры поляризации измеряются в плоскости, перпендикулярной плоскости реакции. В выражении (50) константы A_k представляют собой компоненты тензора эффективности (16), нормированные на первый элемент ε_{00} . При распаде состояния 3^+ на дейтрон и α -частицу, согласно правилам моментов (14), возможны следующие значения угловых моментов: спин канала $S=1$, орбитальный момент относительного движения продуктов распада l может иметь два значения: 2 и 4, $k \leq 6$. Предполагается, что вклад углового момента $l=4$ значительно меньше, чем вклад $l=2$. Тогда k принимает значения, не большие 4, а константы A_k имеют следующие значения: $A_0=1$, $A_2=-0,99$, $A_4=0,67$. Из законов симметрии и определения тензора поляризации следует, что $\mathbf{t}_{00}=1$, $\mathbf{t}_{kk}=0$ при нечетных k , $\mathbf{t}_{kk}^* = (-1)^k \mathbf{t}_{k-k}$.

Поскольку измерений в одной плоскости регистрации фрагментов распада недостаточно для определения тензора поляризации ядра в состоянии 3^+ , то фрагменты регистрировались с помощью двух детекторов, расположенных горизонтально в плоскости реакции, и двух детекторов, расположенных перпендикулярно этой плоскости. Функция угловой корреляции (50) представляет собой линейную комбинацию сферических гармоник Y_{kk} , поэтому обработка экспериментальных угловых зависимостей ФУК по методу Монте-Карло позволила выделить искомые компоненты тензора поляризации. Независимое измерение дифференциальных сечений реакции ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$ для основного и возбужденного состояний ${}^6\text{Li}$ дало возможность провести полный теоретический анализ этих результатов.

Вычисления [114] проводились на основе изложенного выше формализма МИВОКОР с помощью программы OLYMP [41]. Расчеты дифференциального сечения обратной реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, p){}^9\text{Be}$ при $E_\alpha = 20,7$ МэВ, проведенные нами ранее в работе [101], показали, что все четыре одноступенчатых прямых механизма играют важную роль в этой реакции. Поэтому при анализе поляризации вклад прямых процессов (кластерного срыва-подхвата и тяжелого замещения) и обменных процессов (тяжелого срыва-подхвата и замещения), был определен с использованием вычисленных в модели оболочек с промежуточной связью приведенных ширин.

Из рис.11, на котором представлено сравнение теоретических дифференциальных сечений (сплошные кривые) с экспериментальными данными (кружки), видно, что для основного состояния прямые процессы вносят вклад в сечение на передних углах ($\theta_\alpha < 60^\circ$) вылета α -частицы, тогда как обменные процессы вносят основной вклад на углах $\theta_\alpha > 60^\circ$. Этот результат, аналогичный полученному в [101], говорит о большой вероятности $(\alpha + {}^5\text{He})$ -кластерной конфигурации в основном состоянии ${}^9\text{Be}$. Характерной особенностью рассчитанных дифференциальных сечений является их слабая чувствительность к значительным изменениям параметров модели, в частности, к выбору параметров волновых функций относительного движения. Важное значение при расчете обменных процессов имеет интерференция состояний с различными моментами Λ_1 относительного движения в вершине ${}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^5\text{He}$. Деструктивная интерференция амплитуд с $\Lambda_1 = 0$ и 2, вызванная противоположными по знаку значениями приведенных ширин, приводит к уменьшению суммарного сечения по сравнению с вкладом каждого из состояний.

Дифференциальное сечение для состояния (2,186 МэВ, 3^+) определяется в основном прямыми процессами, обменные процессы вносят вклад лишь

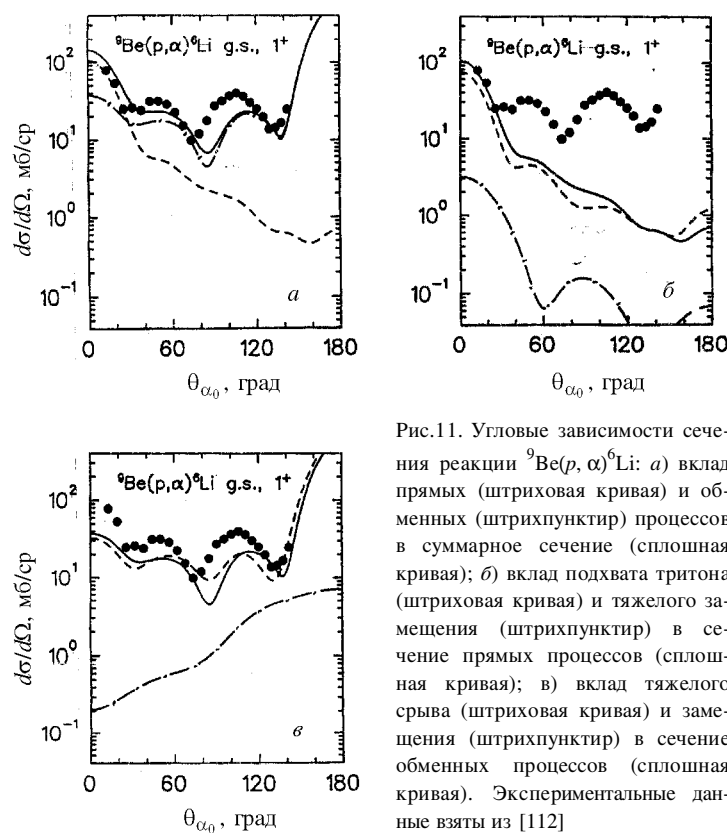
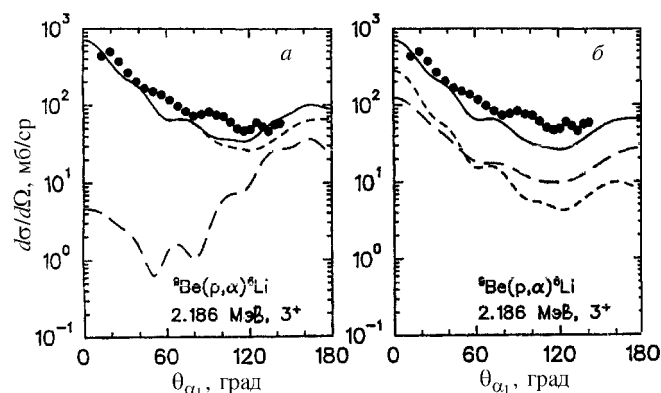


Рис.11. Угловые зависимости сечения реакции ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$ g.s., 1^+ : а) вклад прямых (штриховая кривая) и обменных (штрихпунктир) процессов в суммарное сечение (сплошная кривая); б) вклад подхвата тритона (штриховая кривая) и тяжелого замещения (штрихпунктир) в сечение прямых процессов (сплошная кривая); в) вклад тяжелого срыва (штриховая кривая) и замещения (штрихпунктир) в сечение обменных процессов (сплошная кривая). Экспериментальные данные взяты из [112]

на углах $\theta_\alpha > 120^\circ$. Уменьшение относительной роли обменных процессов для 3^+ -состояния по сравнению с основным состоянием ${}^6\text{Li}$ связано, во-первых, с уменьшением приведенных ширин для амплитуд с переданным орбитальным моментом $l=3$, которые вносят основной вклад в сечение. Другой особенностью рассмотренной реакции является необходимость введения обрезания по угловому моменту L_a , парциального разложения искаженных волн в канале $p + {}^9\text{Be}$, которое связано с поверхностным характером реакции. Вырезание малых парциальных волн с $L_a < 3$ оказывает слабое влияние на форму дифференциальных сечений, но приводит к изменению относительной роли механизмов подхвата и замещения, а также ярко проявляется при вычислении угловых зависимостей тензора поляризации.

Рис.12. То же, что на рис.11, а, б, для состояния 3^+ ядра ${}^6\text{Li}$

Относительная роль механизмов подхвата тритона и тяжелого замещения (учет перерасеяния протона на ${}^6\text{Li}$) в реакции с образованием основного состояния ${}^6\text{Li}$ и состояния 3^+ меняется. Для основного состояния тяжелое замещение подавлено на порядок величины по сравнению с подхватом. Вклад тяжелого замещения в сечение реакции для состояния 3^+ (как видно из рис.12) весьма значителен, а вклад интерференционного члена сравним по величине с вкладом от подхвата. В этом факте, возможно, отражается отличие кластерной структуры возбужденного состояния (2,186 МэВ, 3^+) в ${}^6\text{Li}$ от основного состояния ${}^6\text{Li}$.

Теоретический анализ тензоров поляризации возбужденных состояний легких ядер и, в частности, ${}^6\text{Li}$ дает больше информации о структуре этих состояний и динамике реакций, чем анализ дифференциальных сечений, не только благодаря большому количеству изучаемых угловых распределений, но, главным образом, благодаря большей чувствительности угловых зависимостей компонентов t_{kk} от параметров моделей. Эта особенность тензоров поляризации (и, как отмечалось в п.2, спин-тензоров матрицы плотности) связана с наличием когерентного суммирования по переданному орбитальному моменту l и некогерентного суммирования по полному переданному спину s и спину канала j . Использование этих промежуточных моментов, определяемых правилами отбора:

$$s = S_a + S_b, \quad j = I_f + l = I_A + s,$$

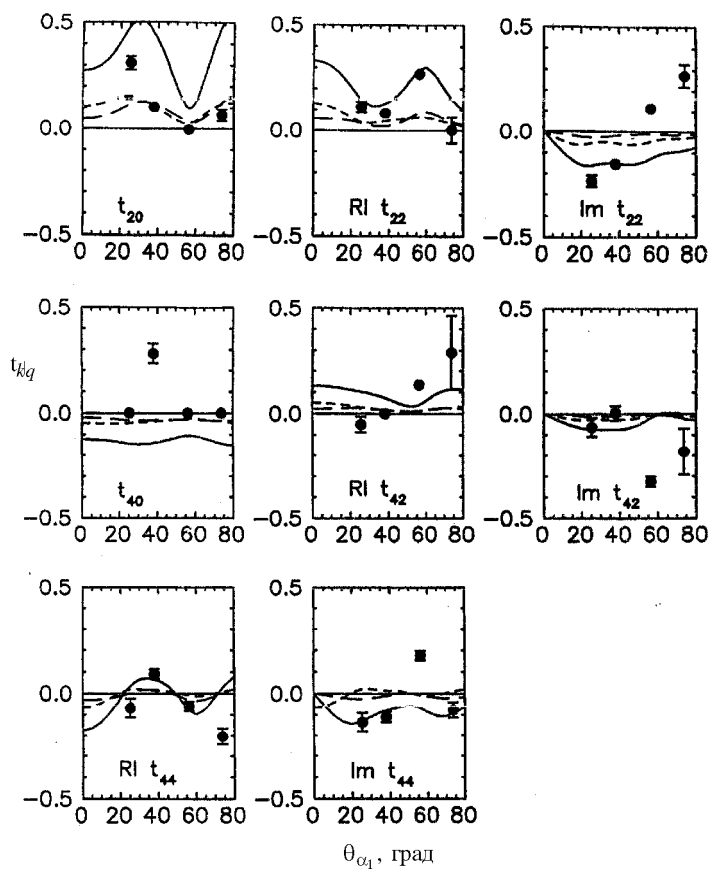


Рис.13. Поляризационные тензоры t_{kq} для ${}^6\text{Li}^*(3^+)$. Экспериментальные данные взяты из [112]. Сплошные кривые — результат расчета, штриховые и штрихпунктирные кривые показывают вклады подхвата и тяжелого срыва соответственно

вместо моментов I_1 и I_2 удобно для реакций, вызванных частицами не тяжелее ${}^4\text{He}$, когда полные моменты I_a и I_b заменяются их спинами S_a и S_b . Тогда в выражении для спин-тензоров (23) вместо когерентного суммирования по I_1 и I_2 проводится некогерентное суммирование по s и j . В частности, для рассматриваемой реакции ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$ $s = 1/2$, а j имеет два значения: 1 и 2.

На рис.13 представлены экспериментальные и теоретические угловые распределения компонентов тензора поляризации состояния $(2,186 \text{ МэВ}, 3^+)$ в ${}^6\text{Li}$. Поскольку данные для $t_{kk}(\theta_\alpha)$ получены только при $\theta_\alpha < 80^\circ$, теоретические кривые учитывают вклад только прямых процессов (вклад обменных процессов на этих углах очень мал), включающих когерентную сумму подхвата и тяжелого замещения.

Теоретический анализ показал, что угловые распределения компонентов тензора поляризации весьма чувствительны к параметрам волновой функции относительного движения $\Psi_{{}^9\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li}(3^+) + t}$. Подгонка параметров

этой функции, описывающей относительное движение t и ${}^6\text{Li}$ в состоянии 3^+ в ядре ${}^9\text{Be}$, показала, что она значительно отличается от соответствующей функции для ${}^6\text{Li}_{\text{g.s.}}$ и от предсказаний оболочечной модели, в частности, более вытянута и содержит большее число узлов. Приведенные ширины, выделенные из сравнения расчетных и экспериментальных распределений, также несколько отличаются от модельных.

Трудности описания угловой зависимости лидирующей компоненты тензора поляризации t_{20} были преодолены в результате обрезания малых парциальных угловых моментов L_a в канале $p + {}^9\text{Be}$, вклад которых значительно искажал угловые зависимости и смещал экспериментально наблюдаемые осцилляции. К сожалению, угловые зависимости мнимой части компонент t_{kk} с $k=4$ описываются гораздо хуже, возможно, в силу необходимости учета спин-орбитального взаимодействия, влияние которого на мнимую часть тензора поляризации может быть велико.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение подчеркнем, что угловые корреляции частица-частица при возбуждении определенного уровня конечного ядра всегда описывают только выстроенные системы, поскольку k всегда четно. Тем не менее исследование таких корреляций интересно с точки зрения избирательности ФУК к типу распадающегося состояния, т.к. угловые корреляции оказываются существенными, только если волновая функция состояния обладает большой вероятностью (приведенной шириной) распада по данному каналу.

Таким образом, функции угловой корреляции частица-частица должны быть особенно чувствительны не только к механизму реакции, но и к виду

волновых функций. В частности, при исследовании ФУК частиц, образованных при распаде высоколежащих состояний, требуется аккуратное описание волновых функций квазистационарных состояний. Один из таких методов компьютерного моделирования волновых функций гамовского типа описан в данном обзоре.

Другой особенностью исследования ФУК в реакциях с полутяжелыми ионами и изучения высоковозбужденных состояний ядер является корректный расчет интегралов перекрывания волновых функций и потенциалов взаимодействия частиц во внутренней области ядра. Как правило, стандартные подходы в расчетах по DWBA приводят к завышению роли внутренней области ядра, поскольку модельные волновые функции относительного движения частиц, стремящиеся к нулю как r^l , не соответствуют поведению истинных волновых функций относительного движения полутяжелых ионов внутри ядра, в силу наличия существенного поглощения этих ионов (не вудс-саксоновского экспоненциального типа). Рассмотренные в обзоре случаи введения обрезания малых парциальных орбитальных волн позволили в какой-то степени учесть это поглощение и значительно улучшить интерпретацию ряда экспериментальных данных.

Трудности, возникающие при описании угловых зависимостей мнимых компонентов тензоров поляризации, указывают на необходимость учета спин-орбитального взаимодействия, а также влияния связи каналов за счет неупругих возбуждений начальной и конечной ядерных систем. Их влияние на мнимую часть тензора поляризации может быть весьма велико.

Наконец, еще раз подчеркнем, что в данном обзоре мы рассмотрели два предельно возможных механизма протекания ядерных реакций. Мы ограничились этими механизмами потому, что для рассматриваемого круга реакций прямые взаимодействия являются наиболее значимыми (и надеемся, что проведенный в обзоре анализ экспериментов убедительно продемонстрировал это утверждение). С другой стороны, только для этих механизмов существуют апробированные и стабильно работающие компьютерные программы, позволяющие рассчитать теоретические характеристики реакций достаточно надежно и обоснованно. Тем не менее можно ожидать, что отдельные характеристики ФУК могут оказаться чувствительными к другим механизмам, в частности, к механизмам реакции, учитывающим запаздывание. Как показали качественные оценки, проведенные в [115], такие механизмы мало влияют на характер углового распределения вылетающих частиц (за исключением области самых малых углов), но могут изменять поведение ФУК, в частности, угол симметрии ФУК или ее начальную фазу. Однако количест-

венный учет влияния механизмов запаздывания или многоступенчатых механизмов требует, прежде всего, создания современных компьютерных программ, адекватно описывающих амплитуды именно этих механизмов (без введения приближения нулевого радиуса взаимодействия, с корректным учетом функций Грина промежуточной системы), и в силу этих причин в настоящее время остается только перспективной задачей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Biedenharn L.C., Rose M.E. — Rev. Mod. Phys., 1953, v.25, p.729.
2. Fano U. — Phys. Rev., 1953, v.90, p.577.
3. Coester F., Jauch J.M. — Helv. Phys. Acta, 1953, v.26, p.3.
4. Гольдфарб Л. — В сб.: Ядерные реакции (под ред. Эндта П.М. и Демера М.), М.: Госатомиздат, 1962, т.1, с.154.
5. Немец О.Ф., Ясногородский А.М. — Поляризационные явления в ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1980.
6. Зеленская Н.С., Теплов И.Ю. — Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях. М.: Энергоатомиздат, 1995.
7. Tyren H., Hillman P., Maris Th. A. — Nucl. Phys., 1958, v.7, p.10.
8. Balashov V.V., Bojarkina A.N. — Nucl. Phys., 1962, v.38, p.629.
9. Beregi P., Zelenskaya N.S., Neudatchin V.G., Smirnov Ju.F. — Nucl. Phys., 1965, v.66, p.513.
10. Комаров В.И. — ЭЧАЯ, 1974, т.5, с.419.
11. Artemov K.P., Goldberg V.Z., Petrov I.A. et al. — Phys. Lett., 1971, v.37B, p.61.
12. Оглоблин А.А. — ЭЧАЯ, 1972, v.3, p.936.
13. Panagiotou A.D., Cornell J.C., Anyas-Weiss N. et al. — J. of Phys., 1974, v.7, p.1748.
14. Artemov K.P., Goldberg V.Z., Golovkov M.S. et al. — Phys. Lett., 1984, v.149B, p.325.
15. Wuosmaa A.H., Saini S., Kutt P.H. et al. — Phys. Lett. B, 1986, v.172, p.297.
16. Zurmuhle R.W., Liu Z., Benton D.R. et al. — Phys. Rev. C, 1994, v.49, p.2549.
17. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, т.4, с.960.
18. Zelenskaya N.S., Teplov I.B. — Nucl. Phys. A, 1983, v.406, p.306.
19. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.1283.
20. Васильева О.И., Гуревич Г.С., Игнатенко А.В. и др. — ЯФ, 1987, т.45, с.312; ЯФ, 1989, т.49, с.625.
21. Игнатенко А.В., Лебедев В.М., Орлова Н.В. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1988, т.52, с.996; Изв. РАН, сер. физ., 1994, т.58, с.188; 1996, т.60, с.189; ЯФ, 1992, т.55, с.597; 1994, т.57, с.195; 1995, т.58, с.208.

22. **Campbell J.R., Falk W.R., Davison N.E. et al.** — Nucl. Phys. A, 1987, v.470, p.349.
23. **Wust P., Von Oertzen W., Ossenbrink H. et al.** — Phys. Lett. B, 1979, v.80, p.208.
24. Теоретический практикум по ядерной физике (под ред. В.В.Балашова). М.: Энергоатомиздат, 1984.
25. **Блум К.** — Теория матрицы плотности и ее приложения. Пер. с англ., М.: Мир, 1983.
26. **Биденхарн Л., Лаук Дж.** — Угловой момент в квантовой физике. Пер. с англ., М.: Мир, 1984, т.2.
27. **Sheldon E.** — Rev. Mod. Phys., 1963, v.35, p.795.
28. **Tobocman W.** — Theory of Direct Nuclear Reaction. Oxford University Press, 1961.
29. **Tamura T.** — Phys. Reports, 1974, v.14, p.59.
30. **Austern N.** — Phys. Rev. B, 1964, v.136, p.1743.
31. **Satchler G.R.** — Nucl. Phys., 1964, v.55, p.1.
32. **Austern N., Dusko R.M., Halbert E.C., Satchler G.R.** — Phys. Rev. B, 1964, v.133, p.3.
33. **Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.342.
34. **Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — Обменные процессы в ядерных реакциях. М.: МГУ, 1985.
35. **Feshbach H., Weisskopf V.I.** — Phys. Rev., 1949, v.76, p.1550.
36. **Wolfenstein L.** — Phys. Rev., 1951, v.82, p.690.
37. **Hauser W., Feshbach H.** — Phys. Rev., 1952, v.87, p.366.
38. **Hanson D.L., Stokstad R.G., Erb K.A. et al.** — Phys. Rev. C, 1974, v.9, p.929.
39. **Penny S.K.** — Fortran Program HELGA (unpublished).
40. **Богданова Н.А., Зеленская Н.С., Теплов И.Б.** — ЯФ, 1990, т.51, с.986.
41. **Belyaeva T.L., Zelenskaya N.S., Odinson N.V.** — Comput. Phys. Commun., 1992, v.73, p.161.
42. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Исмаил Л.З. и др.** — В сб.: Обработка и интерпретация физических экспериментов. М., МГУ, 1979, с.84.
43. **Беляева Т.Л., Богданова Н.А., Зеленская Н.С., Одинцов Н.В.** — Препринт НИИЯФ МГУ, 1992, 92-40/289.
44. **Ajzenberg-Selove F.** — Nucl. Phys. A, 1986, v.460, p.1; 1987, v.475, p.1.
45. **Bethe H.** — Phys. Rev., 1936, v.50, p.332.
46. **Кравцов В.А.** — Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
47. **Gilbert A., Cameron A.G.** — Can. J. Phys., 1965, v.43, p.1446.
48. **Gilbert A., Chen F.S., Cameron A.G.** — Can. J. Phys., 1965, v.43, p.1248.
49. **Bethge K., Meier-Ewert K., Pfeiffer K.O., Bock R.** — Phys. Lett. B, 1967, v.24, p.663.
50. **Middleton R., Rosner B., Pullen D.J., Polsky L.** — Phys. Rev. Lett., 1968, v.20, p.118.
51. **Гольдберг В.З., Давыдов В.В., Оглоблин А.А. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1969, т.33, с.566.

52. Anyas-Weiss N., Cornell J.C., Fisher P.S. et al. — Phys. Rep., 1974, v.12, p.201.
53. Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т. и др. — Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач, Киев: Наукова думка, 1989.
54. Mallet-Lemaire M.C. — AIP Conf. Proc. N.47, Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Winnipeg, 1978, p.271.
55. Greenwood L.R., Segel R.E., Raghunatan K. et al. — Phys. Rev. C, 1975, v.12, p.156.
56. Bradlow H.S., Rae W.D.M., Fisher P.S. et al. — Nucl. Phys., 1979, v.A314, pp.171; 207.
57. Charlton L.A., Robson D. — Computed Code MERCURY. Bull. Amer. Phys. Soc., 1972, v.17, p.508.
58. De Vries R.M. — Computed Code LOLA, Sacle, 1974.
59. Tamura T., Low R.S. — Computed Code MARS-SATURN, Comput. Phys. Commun., 1974, v.8, p.349.
60. Беляева Т.Л., Заикин П.Н., Зеленская Н.С. и др. — Программа OLYMP для расчета сечений реакций со сложными частицами методом искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия. М.: МГУ, 1981.
61. Рудчик А.Т., Добриков В.Н., Горюнов О.Ю. и др. — ЯФ, 1981, т.34, с.306.
62. Kudeyarov Yu.A., Kurdyumov I.V., Neudatchin V.G., Smirnov Yu.F. — Nucl. Phys. A, 1971, v.163, p.316.
63. Краснопольский В.М., Кукулин В.И. — ЯФ, 1974, т.20, с.883.
64. Кукулин В.И., Неудачин В.Г., Померанцев В.Н. — ЯФ, 1976, т.24, с.298.
65. Bergstrom J.S. — Nucl. Phys. A, 1979, v.327, p.458.
66. Kukulin V.I., Krasnopolsky V.M., Voronchev V.T., Sazonov P.B. Nucl. Phys. A, 1984, v.417, p.128.
67. Kanada H., Kaneko T., Saito S., Tang Y.C. — Nucl. Phys. A, 1985, v.444, p.209.
68. Meier-Ewert K., Bethge K., Pfeiffer K.O. — Nucl. Phys. A, 1968, v.110., p.142.
69. Puhlhofer F., Ritter H.G., Bock R. et al. — Nucl. Phys. A, 1970, v.147, p.258.
70. Kubo K.I., Hirata M. — Nucl. Phys., 1972, v.A187, p.186.
71. Cobern M.E., Pisano D.J., Parker P.D. — Phys. Rev.C, 1976, v.14, p.91.
72. Becchetti F.D., Flynn E.R., Hanson D.L., Sunier J.W. — Nucl. Phys. A, 1978, v.305, p.293.
73. Avril M., Lepareux M., Saunier N. et al. — J. de Phys., 1975, v.36, p.229.
74. Paugheon F., Raussel P., Bernas M. et al. — Nucl. Phys. A, 1979, v.325, p.481.
75. Артемов К.Р., Гольдберг В.З., Петров И.П. и др. — ЯФ, 1975, т.21, с.1157; 1975, т.22, с.242; 1976, т.23, с.489.
76. Артемов К.Р., Гольдберг В.З., Петров И.П. и др. — ЯФ, 1975, т.21, с.1169.
77. Артемов К.Р., Гольдберг В.З., Головков М.С. — ЯФ, 1983, т.37, с.1351.
78. Etchegoyen M.C., Sinclair D., Etchegoyen A. et al. — Nucl. Phys. A, 1983, v.402, p.87.
79. Головков М.С., Гольдберг В.З., Сидоренко А.Д. и др. — ЯФ, 1983, т.38, с.284.

80. Da Silva E.F. — These N1825. Orsay, 1977.
81. Артемов К.Р., Головков М.С., Гольдберг В.З. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.1331.
82. Беляева Т.Л., Зеленская Н.С. — Укр. физ. жур., 1989, т.34, с.1635.
83. Артемов К.Р., Головков М.С., Гольдберг В.З. и др. — ЯФ, 1988, т.48, с.935.
84. Da Silva E.F. — Contrib. XIV Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, 1976.
85. Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Теплов И.Б. — Госфонд алгоритмов и программ. 1985, №50850000734.
86. Buck B., Hodson P.E. — Phil. Mag., 1961, v.6, p.1371.
87. Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Одинцов Н.В. — ЯФ, 1993, т.56, с.50.
88. Gamov G.A. — Z. Phys., 1928, v.51, p.204.
89. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. — Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971, с.544.
90. Huby R., Mines J.R. — Rev. Mod. Phys., 1965, v.37, p.406.
91. Subbotin V.B., Semjonov V.M., Gridnev K.A., Hefter E.F. — Phys. Rev. C, 1983, v.28, p.1618.
92. Vincent C.M., Fortune H.T. — Phys. Rev. C, 1970, v.2, p.782.
93. Arima A., Yoshida S. — Phys. Lett. B, 1972, v.40, p.15.
94. Кадменский С.Г., Фурман В.И. — Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
95. Schumacher P., Ueta N., Duhm H.H. et al. — Nucl. Phys. A, 1973, v.212, p.573.
96. Dennis L.S., Roy A., Frawley A.D., Kemper K.W. — Nucl. Phys. A, 1981, v.359, p.455.
97. Garret J.D., Hansen O. — Nucl. Phys. A, 1973, v.212, p.600.
98. Klapdor H.V., Reiss H., Rosner G. — Nucl. Phys. A, 1976, v.262, p.157.
99. Беляева Т.Л., Зеленская Н.С. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1988, т.52, с.942.
100. Pal K.F., Lovas R.G., Nagarajan M.A. et al. — Nucl. Phys. A, 1983, v.402, p.114.
101. Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Теплов И.Б. — ЯФ, 1983, т.38, с.901.
102. Kerman A.K., McVoy K.W. — Ann. Phys., 1979, v.122, p.197.
103. Udagawa T., Tamura T. — Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.13.
104. Marquardt N., Garret J.D., Fortune H.T. — Phys. Lett. B, 1971, v.35, p.37.
105. Nagatani K., LeVine M.J., Belote T.A., Arima A. — Phys. Rev. Lett., 1971, v.27, p.1071.
106. Belote T.H., Anyas-Weiss N., Becker J.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1973, v.30, p.450.
107. Volant C., Conjeaud M., Harar S. et al. — Nucl. Phys. A, 1975, v.238, p.120.
108. Klapdor H.V., Reiss H., Rosner G., Schrader M. — Nucl. Phys., 1975, v.244, p.157.
109. Артемов К.Р., Головков М.С., Гольдберг В.З. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.579.
110. Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Одинцов Н.В. — Изв. РАН, 1994, т.58, с.112.
111. Perrey C.M., Perrey F.G. — Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1976, v.17, p.1.
112. Беляева Т.Л., Зеленская Н.С., Одинцов Н.В. — Тез. докл. 43 С)уовещения по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра. СП, 1993, с.306.

- 113. **Falk W.R., Aryaeiejad R., Campbell J.R. et al.** — Proc. Int. Conf. Nucl. Phys., San Paulo, 1989, P7-18.
- 114. **Беляева Т.Л., Зеленская Н.С.** — Тез. докл. 45 Совещания по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра, СП, 1995, с.308.
- 115. **Зеленская Н.С.** — ЯФ, 1977, т.25, с.51.

ДВАДЦАТЬ ПЕРВЫЙ ВЕК — ВЕК ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

В. И. Субботин

Российская Академия наук, Москва

Для нормальной жизнедеятельности развивающегося человеческого общества требуется все большее количество источников энергии. В настоящее время существует значительная разница в потреблении энергии странами, находящимися на разном уровне экономического развития. Углеводородное топливо — основной источник энергии в XX веке — не сможет удовлетворить потребности XXI века. Реально человечество в XXI веке может рассчитывать на солнечную энергию, энергию деления тяжелых ядер (атомная энергия) и синтез легких ядер (термоядерная энергия).

Все эти энергетические источники практически неиссякаемы. Везде, где это возможно, нужно использовать солнечную энергию, но на ней большую энергетику создать нереально. Для развития солнечной энергетики нужно решить глобальный вопрос об аккумуляции больших количеств энергии с хорошим коэффициентом полезного действия.

Реальным источником энергии, который может покрыть все потребности, является энергия тяжелых ядер. Существующие во всем мире атомные электростанции — конверсия военных программ — это реакторы на тепловых нейтронах, охлаждаемые легкой водой. По ряду причин, изложенных в данной работе, они не могут стать основой энергетики будущего.

В обзоре рассматриваются пути создания ядерной энергетики, использующей деление тяжелых ядер. Имеется реальная возможность создать следующее поколение атомных электростанций, лишенных недостатков ныне действующих АЭС. Эти атомные электростанции будут максимально безопасными, имеющими минимальное количество радиоактивных отходов, сжигающими почти весь природный уран, а при необходимости и торий, экономически целесообразными и защищенными от терроризма*.

Normal activity of developing human society demands constant growth of energy sources. Currently, essential difference in energy consuming exists between countries at different levels of economic development. Hydrocarbon fuel — basic energy source of the 20th century — will be unable to satisfy the necessities of the 21st century. In fact in the 21st century the humanity may rely on such sources as solar energy, energy of heavy nuclei fission (atomic energy) and energy of light nuclei fusion (thermonuclear energy).

All these power sources are practically inexhaustible. Solar energy could be used everywhere, where it is possible, but it does not permit one to create the Great Energetics: the global problem of massive energy accumulation with high efficiency should be solved first.

In reality it is the atomic energy that is capable to cover all the energy necessities. The atomic power stations existing all over the world are the product of military programmes. Most of them are

* Настоящая статья отражает личные взгляды академика В. И. Субботина, известного специалиста по ядерным реакторам, на проблемы современной ядерной энергетики. (Редакция журнала ЭЧАЯ).

thermal reactors with light water coolant. By some reasons discussed in the present work they cannot be looked upon as the basis of energetics of future.

The ways of future energetics creation based on heavy nuclei fission are considered in the paper. There is real possibility to develop the next generation of atomic power plants free from nowadays station defects. These stations will possess such advantages as: maximum safety, lowest radioactive wastes, deepest natural uranium (and thorium, if necessary) burn up, protection against terrorism.

*Здесь нужно, чтобы душа была тверда,
Здесь страх не должен подавать совета.*

А. Данте.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для современного общества источники энергии играют особо важную роль. Чтобы иметь высокий жизненный уровень, страна должна иметь в достаточном количестве разнообразные источники энергии для электроэнергетики, промышленности, сельского хозяйства, автомобильного, авиационного, морского транспорта, отопления и бытовых нужд. Многие развитые страны, не имея в достаточном количестве своих национальных источников энергии, вынуждены покупать их на мировом рынке. Спрос на углеводородное топливо во всем мире непрерывно растет. Ряд стран покупают для своей атомной электроэнергетики природный уран и ядерное топливо. Страна, которая не имеет в достаточном количестве источников энергии и не имеет средств покупать их, обречена на нищету.

Автомобильный и авиационный транспорт оказывают сильное воздействие на образ жизни современного человека. За время менее суток можно очутиться на другом континенте. Расстояние в сотни километров не является преградой для ежедневного общения людей.

Нефть, как источник энергии для транспорта, приобрела особое значение. В принципе, используя другие источники, можно сократить потребление нефтепродуктов. Так, например, электроэнергетика может в ряде случаев прямо заменить нефтепродукты, используя электроэнергию вместо жидкого топлива (например, электрификация железных дорог), и косвенно, вырабатывая аккумулирующие энергию вещества и, прежде всего, водород из воды. Для получения таких энергоносителей потребуется тратить первичную энергию с коэффициентом полезного действия меньше единицы.

Если современные люди за несколько десятилетий исчерпают все запасы нефти и природного газа, то это будет проявлением высшего эгоизма. Современное общество не на словах, а на деле должно подумать об обеспечении людей в недалеком будущем нефтью и природным газом — уникальными природными источниками энергии, на которые ориентирована большая часть энергопотребляющей деятельности человечества конца двадцатого века.

Очевидно, не правомочно при определении запасов нефти и природного газа рассматривать эти запасы до полного их изъятия. Надо обязательно оставлять неприкосновенный запас, которого хватило бы на достаточное количество лет, необходимых для коренной переориентации по источникам энергии. Если человечество извлечет нефть из Земли до конца, то оно поставит себя перед катастрофой более значительной, чем любые экологические катаклизмы.

Полезные ископаемые, запасов которых, при самом высоком темпе потребления, хватит на тысячелетия (как это имеет место с природным ураном и торием в литосфере), имеют принципиальные преимущества перед полезными ископаемыми (нефть и природный газ), которых хватит на десятилетия. Ошибки в прогнозировании запасов во втором случае критичны. В первом случае ошибки в прогнозировании даже на порядки величины не носят принципиального характера, т.к. запасы энергии в ядерном топливе колоссальны.

В конце XX века появились серьезные работы по экологии и законодательной защите природы. Культура добычи, транспортировки и использования источников энергии — основная составляющая часть защиты природы. Настоящие природоохранные мероприятия стоят очень больших денег. Чем ближе мы будем подходить к моменту исчерпания нефти, тем острее станут приоритеты ее использования. В старых нефтеносных районах добывать нефть, оставшуюся в недрах Земли из-за несовершенных методов извлечения, пока сложно технологически, а экономически не всегда целесообразно.

В самое ближайшее время станет жизненно важным сократить расход ценнейшего углеводородного топлива в электроэнергетике, осуществляя на деле жесткую энергосберегающую политику. Надо не затягивать переход электроэнергетики на большую, максимально безопасную во всех звеньях ядерную энергетику с замкнутым топливным циклом и экологически чистую электроэнергетику на каменном угле.

Средства, которые нужно затратить на большую ядерную энергетику, вполне соизмеримы с тем, что придется тратить при исчерпании нефти и переходе на другие источники энергии, прежде всего для транспорта. Разница только в том, что в первом случае деньги нужны сегодня, но мы сэкономим нефть для первоочередных потребителей; во втором случае деньги понадобятся через 20—30 лет и при этом нефть станет раритетом.

Переход с нефтепродуктов на вещества, аккумулирующие энергию, затронет большинство энергопотребителей, а для получения таких веществ все равно придется создавать большую ядерную энергетику.

Человечество, после ядерных взрывов и аварий на АЭС и радиохимических заводах со страхом и недоверием относящееся к ядерной энергетике, все-таки будет вынуждено максимально широко использовать ее в электроэнергетике, а в будущем (при создании максимально безопасных ядерных энергетических установок) и в других областях, потребляющих энергию. Дру-

гих таких концентрированных источников энергии в природе нет. заключенная в ядерном горючем энергия может обеспечить потребности человечества на тысячелетия.

При всей сложности настоящего времени следует внимательно отнестись к вопросам обеспечения страны источниками энергии в будущем. Россия имеет уникальные запасы углеводородного топлива, но и им когда-то придет конец.

2. ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ

При всем многообразии освоенных методов получения энергии электрические станции, вырабатывающие электроэнергию и тепло в промышленных масштабах, используют в настоящее время следующие источники энергии:

- 1) углеводородные — каменный уголь, природный газ, мазут;
- 2) гидроэнергию;
- 3) атомную энергию.

Ядерная энергетика должна стать главным источником энергии в XXI веке. В конце XX века этого не произошло по ряду причин, прежде всего из-за наличия достаточного количества нефти и природного газа на мировом рынке по умеренным ценам, аварий на атомных станциях, вызвавших недоверие к АЭС, а также из-за отсутствия убедительных концепций ядерной и радиационной безопасности.

Получение тепловой энергии при сжигании углеводородного топлива в тепловых машинах в силу простоты физических принципов таких процессов всегда будет дешевле, чем в ядерных и термоядерных реакторах, осуществляющих преобразование ядерной энергии в тепло. Самые тяжелые аварии на тепловых станциях не идут ни в какое сравнение по возможным последствиям с даже средними по тяжести авариями на атомных станциях. Современная ядерная энергетика оставляет после себя радиоактивное наследие, но не потребляет кислород из атмосферы и не усиливает парниковый эффект.

Сжигание углеводородного топлива в паровых котлах, автомобилях, самолетах влияет на увеличение содержания парниковых газов в атмосфере, и прежде всего углекислого газа. Возможны локальное снижение содержания в воздухе кислорода в плохо проветриваемых местах, выбросы в воздушный бассейн пыли, окислов серы и азота, не сгоревших углеводородов. Удержание, в пределах безопасной концентрации для людей и природы, пыли SO_2 , NO_x , не сгоревших углеводородов сильно повышает стоимость энергетических установок на углеводородном топливе. Использование углеводородного топлива без природоохранных мероприятий недопустимо. Удержание углекислого газа из-за его количества нереально.

Увеличение стоимости углеводородных источников энергии, их добычи и транспортировки, затрат на защиту окружающей среды может в экологическом плане сделать безопасную ядерную энергетику более выгодной, чем углеводородная. Уже в настоящее время в мире есть районы, где экономически выгоднее использовать атомную энергетику.

Нужна ли атомная энергетика? Можно ли ее сделать безопасной? Эти вопросы задают сегодня профессионалы, прямо или косвенно связанные с энергоресурсами, энергетикой, экологией и экономикой. Эти вопросы задают обыватели — потребители электроэнергии, тепла, моторного топлива, получающие хлесткую информацию из газет, по телевидению и радио.

У людей, живущих в конце XX века, имеется целый набор источников энергии. Одни из них привычны и хорошо освоены, например, нефть, природный газ, каменный уголь, энергия текущей воды. Другие, например, энергия деления тяжелых ядер, получили уже значительное применение. Солнечная энергия — в виде прямого использования — завоевывает свое место. Строго говоря, органическое топливо — это аккумуляция солнечной энергии предыдущих геологических эпох. В стадии научного поиска находится синтез легких ядер. Нет неизбежной необходимости иметь один источник энергии.

Начало XX века характеризуется глобальным использованием нефти. Нефть — лучший из всех известных человечеству источников энергии, ее легче, чем другие источники энергии, добывать из земли, и легко транспортировать на любые расстояния, используя танкерный флот и трубопроводный транспорт. Транспортировка нефти происходит при нормальных температурах и низких давлениях.

В середине XX века природный газ стал использоваться как источник энергии. Природный газ легко добывать из Земли. Под высоким давлением по газопроводам его можно транспортировать на большие расстояния. Природный газ — экологически самое чистое углеводородное топливо. При нормальном горении конечными продуктами являются пары воды и углекислый газ. Природный газ широко используется в быту, в городских котельных, тепловых электростанциях в черте крупных городов.

Магистральные газопроводы служат 25—30 лет, после чего они должны быть заменены новыми. Относительная эффективность в создании парникового эффекта CO_2 — 1; природный газ — 27. Потери газа при добыче, транспортировке по трубопроводам и использовании по месту назначения, так же, как и продукты сгорания, влияют на парниковый эффект. При авариях на газопроводах и газоперекачивающих станциях в атмосферу выбрасываются большие массы природного газа.

Каменный уголь, запасы которого значительно превосходят запасы нефти и природного газа, снова выходит в лидеры среди углеводородных источников энергии. Каменный уголь на месте добычи должен быть максимально освобожден от породы, ему сопутствующей. Это необходимо делать для це-

лесообразности его транспортировки на большие расстояния, а также исходя из экологических соображений. Породы содержат природные радиоактивные изотопы. Уловить пыль из дымовых газов котлов, если ее много, практически невозможно.

Нормально работающая современная атомная электростанция выбрасывает в окружающую среду меньше радиоактивных продуктов, чем нормально работающая тепловая электростанция той же мощности на каменном угле, содержащем много породы.

Остановимся на свойствах используемых энергетических ресурсов и объемах таких ресурсов в природе. В табл. 1 приведены значения энергии, выделяющейся при сжигании (для ядерного топлива — делении) единицы массы используемых веществ. Некоторые источники энергии остались за рамками табл. 1, как, например, ветер, солнечная радиация и др.

Таблица 1. Удельная теплота сжигания различных веществ

Материал	Теплота сгорания, Дж/кг
Условное топливо	$2,926 \cdot 10^7$
Каменный уголь	$(1,67 - 2,926) \cdot 10^7$
Нефть-сырец	$3,80 \cdot 10^7$
Природный газ	$3,89 \cdot 10^7$
Метан	$5,00 \cdot 10^7$
Водород газообразный	$1,20 \cdot 10^8$
Деление урана или тория	$\approx 8 \cdot 10^{13}$
Дейтерий и тритий при синтезе	$3,36 \cdot 10^{14}$
Дейтерий при синтезе	$3,46 \cdot 10^{14}$

Разумеется, распределение широко применяемых источников энергии географически крайне неоднородно. Оставляя этот вопрос открытым, рассмотрим объемы этих источников. Мировые запасы энергетических ресурсов представлены в табл. 2.

Для полного сжигания 1 кг углерода нужно 2,67 кг кислорода и при этом образуется 3,67 кг двуокиси углерода (CO_2). При полном сжигании 1 кг метана, состоящего из 0,75 кг углерода и 0,25 кг водорода, требуется 2 кг кислорода для сжигания углерода и 2 кг кислорода для сжигания водорода; в результате образуется 2,75 кг CO_2 и 2,25 кг воды. При получении 10^6 Дж тепла от сжигания углерода в атмосферу выбрасывается 0,109 кг CO_2 , а метана — 0,056 кг CO_2 .

Оксиды азота (NO_x) образуются в зоне горения из азота воздуха; SO_2 образуется в углеводородном топливе, если имеются примеси серы. Продукты сгорания CO_2 , SO_2 , NO_x попадают в окружающую среду. При этом SO_2 и NO_x , перемещаясь с воздушными массами на большие расстояния, вызывают закисление почв, водоемов и рек, приводящее к гибели флоры и фауны.

Таблица 2. Мировые запасы энергоресурсов

Источник энергии	Известные запасы и тепловая энергия	Возможные запасы и тепловая энергия
Уголь, т	$(4,80 - 5,90) \cdot 10^{11}$	$(3,20 - 7,60) \cdot 10^{12}$
Дж	$(9,50 - 11,8) \cdot 10^{21}$	$(6,40 - 15,2) \cdot 10^{22}$
Нефть, т	$(90,0 - 100) \cdot 10^9$	$(20,0 - 35,0) \cdot 10^{10}$
Дж	$(3,40 - 3,80) \cdot 10^{21}$	$(7,60 - 13,3) \cdot 10^{21}$
Газ, м ³	$(52,0 - 78,0) \cdot 10^{12}$	$330 \cdot 10^{12}$
Дж	$(2,00 - 3,00) \cdot 10^{21}$	$12,8 \cdot 10^{21}$
Уран, т	$(1,75 - 2,36) \cdot 10^6$	—
Дж	$(1,4 - 1,9) \cdot 10^{21 \ 1)}$ $(8,4 - 11,4) \cdot 10^{22 \ 2)}$	—

Примечание:

¹⁾ При сжигании 1 % природного урана в реакторах на тепловых нейтронах.

²⁾ При сжигании 60 % природного урана в реакторах-бридерах с замкнутым циклом.

Франция сегодня экологически самая чистая промышленно развитая страна вследствие самого широкого использования атомной энергии на электростанциях. В этой стране около 75% электроэнергии вырабатывается на АЭС, и выбросы CO₂ составляют в год 1,7 тонны на одного человека. Выбросы NO_x во Франции сократились в 5 раз. В Германии, где АЭС вырабатывают около 30% электроэнергии, выбрасывается 3,0 тонны CO₂. В США АЭС производят примерно ~21% электроэнергии, а на дорогах движется огромный автомобильный поток, выбрасывающий 5,0 т CO₂.

Парниковый эффект, как известно, это свойство земной атмосферы, содержащей CO₂ и пары воды, пропускать на Землю ультрафиолетовую компоненту солнечной радиации и задерживать инфракрасную компоненту земного излучения. Увеличение содержания CO₂, потери метана при добыче, транспортировке и сжигании природного газа могут вызвать нарушение теплового баланса Земли. Повышение ее температуры увеличивает испарение воды, увеличение содержания паров воды в атмосфере усиливает парниковый эффект. Вокруг парникового эффекта во всем мире ведутся большие политические и научные спекуляции. В то же время флуктуации климата Земли не дают однозначного ответа об истинном влиянии на парниковый эффект антропогенной составляющей.

С развитием науки, технологии и техники люди стали использовать новые источники энергии, имеющие больше потенциальной энергии в единице массы. Для высвобождения этой энергии надо было сооружать более сложные установки.

В XX веке наука открыла человечеству энергию деления и синтеза ядер, и в принципе вопрос об энергетическом кризисе снят. Но бездумное расхо-

дование энергии недопустимо. В развитых странах много делается для сбережения энергии, и там достигнуты существенные результаты. России в этом направлении предстоит еще пройти большой путь. Энергосбережение может скорректировать потребление энергии, сделать его более рациональным, но никакое сбережение не может заменить собственно источники энергии.

3. ГЛОБАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГИИ

Входящие в состав ядер нуклоны (протоны и нейтроны) находятся в связанном состоянии, что изменяет их массу (энергию) на некоторую величину, называемую дефектом масс. Поэтому слияние легких ядер в новое более тяжелое или получение двух более легких ядер из одного тяжелого всегда сопровождаются выделением части внутриядерной энергии.

В ядерных энергетических реакторах деление актиноидов осуществляется регулируемым потоком нейтронов, получаемым при делении. Возможна управляемая цепная ядерная реакция деления в подкритичной активной зоне, которую подсвечивают внешним источником нейтронов. Этот добавочный поток нейтронов управляет энерговыделением ядерного реактора.

Синтезу ядер препятствуют быстро увеличивающиеся при их сближении силы кулоновского отталкивания, поэтому исходным ядрам требуется сообщить значительную начальную энергию.

3.1. Реакции деления ядер. В природе уран встречается в виде трех изотопов: $^{238}_{92}\text{U}$, составляющий по весу 99,2745%, $^{235}_{92}\text{U}$ — 0,720% и $^{234}_{92}\text{U}$ — 0,0055%. Масса земной коры составляет примерно $2,8 \cdot 10^{22}$ кг, а масса гидросферы около $1,37 \cdot 10^{21}$ кг. Используемые в реакторах деления вещества составляют чрезвычайно малую часть земной коры и воды. Так, уран в земной коре содержится в количестве $(2,5 - 3,0) \cdot 10^{-4}$ вес. % или около $7,0 \cdot 10^{16}$ кг (урана-235 около $4,9 \cdot 10^{14}$ кг); в морской воде и того меньше — $3,4 \cdot 10^{-8}$ вес. %.

Содержание урана в мантии Земли не рассматриваем из-за малой доступности этого урана для техники обозримого будущего.

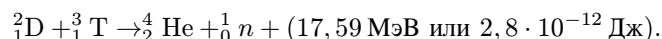
Природный торий имеет только один изотоп ^{232}Th и в земной коре составляет $1,3 \cdot 10^{-3}$ % по весу или $3,6 \cdot 10^{17}$ кг. При полном делении только урана-235 (без наработки из урана-238 плутония и прямого деления урана-238) в количестве примерно $4,9 \cdot 10^{14}$ кг выделится $3,9 \cdot 10^{29}$ Дж тепловой энергии, а всего природного урана $\approx 5,6 \cdot 10^{30}$ Дж. Полное деление содержащегося в земной коре тория равносильно освобождению $2,88 \cdot 10^{31}$ Дж тепловой энергии. Максимальная энергия при полном делении природного урана и тория $\approx 3,44 \cdot 10^{31}$ Дж.

3.2. Синтез легких ядер. В этих реакциях выделяется больше энергии на единицу массы реагентов, чем в реакциях деления. Рассмотрим те реакции

синтеза легких ядер, реализация которых наиболее доступна в обозримом будущем.

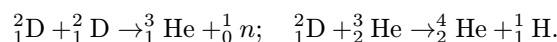
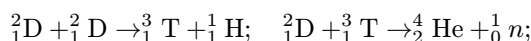
1. Водород имеет три изотопа, которые получили собственные имена: это протий (${}^1_1\text{H}$), дейтерий (${}^2_1\text{D}$) и тритий (${}^3_1\text{T}$). Первые два изотопа стабильны и содержатся в природной воде, тритий получают искусственно в ядерных реакциях.

При энергиях свыше 1 кэВ ($11,6 \cdot 10^6$ К) идет реакция



Около 80 % энергии уносят нейтроны — 14,07 МэВ, а остальные 20 % — энергия α -частицы (3,52 МэВ). В одном килограмме дейтерий-тритиевой смеси содержится 0,4 кг (${}^2_1\text{D}$) и 0,6 кг (${}^3_1\text{T}$) или $1,2 \cdot 10^{26}$ пар ядер; при этом 1 кг смеси может выделить $3,36 \cdot 10^{14}$ Дж тепла.

2. Синтез при более высоких энергиях — свыше 10 кэВ ($116 \cdot 10^6$ К) — может быть осуществлен с использованием только (${}^2_1\text{D}$) в следующей цепочке реакций:



Около 38,2 % энергии несут нейтроны (14,07 и 2,45 МэВ), 40,9 % энергии — протоны (14,67 и 3,0 МэВ) и 16,6 % энергии α -частицы (3,52 и 3,68 МэВ). В итоге два ядра ${}^2_1\text{D}$ выделяют 14,41 МэВ ($2,3 \cdot 10^{-12}$ Дж). В 1 кг ${}^2_1\text{D}$ содержится $1,5 \cdot 10^{26}$ пар ядер, следовательно, 1 кг дейтерия может дать $3,46 \cdot 10^{14}$ Дж, а в водах мирового океана находится $4,57 \cdot 10^{16}$ кг дейтерия.

Следующий легкий элемент — природный литий — имеет два стабильных изотопа: ${}^7_3\text{Li}$ составляет 92,58 % и ${}^6_3\text{Li}$ — 7,42 %. В земной коре $3,2 \cdot 10^{-3}$ вес.% природного лития или $\approx 8,96 \cdot 10^{17}$ кг, в том числе ${}^6_3\text{Li} \sim 6,65 \cdot 10^{16}$ кг, а ${}^7_3\text{Li}$ — $8,29 \cdot 10^{17}$ кг.

Для сжигания такого количества ${}^6_3\text{Li}$ потребуется около $2,22 \cdot 10^{16}$ кг ${}^2_1\text{D}$. Такая литий-дейтериевая смесь общим весом $8,87 \cdot 10^{16}$ кг способна выделить $2,39 \cdot 10^{31}$ Дж. В принципе можно сжечь один дейтерий гидросферы в количестве $\approx 4,57 \cdot 10^{16}$ кг, выделив при этом $1,58 \cdot 10^{31}$ Дж тепловой энергии.

От Солнца на Землю поступает $6,6 \cdot 10^{24}$ Дж/год лучистой энергии. Около 20 %, т.е. $1,32 \cdot 10^{24}$ Дж/год, солнечной энергии поглощается Землей, осуществляя цикл испарение — конденсация воды, перенос масс в атмосфере и гидросфере, фотосинтез в океане и на суше. Оценки антропогенного теплового засорения окружающей среды не допускают превышения значения 10^{22} Дж/год, т.е. около 1 % от поглощаемой лучистой энергии.

При таком темпе потребления энергии и при полном сжигании только одного урана-235 земной коры, считая, что других источников энергии нет, урана хватит примерно на $3,9 \cdot 10^7$ лет. При полном сжигании всего природного урана, как единственного источника энергии, его хватит на $5,6 \cdot 10^8$ лет, а тория — примерно на $2,88 \cdot 10^9$ лет. При полном сжигании лития-6 и части дейтерия гидросферы — $2,39 \cdot 10^9$ лет, а всего дейтерия гидросферы — $1,58 \cdot 10^9$ лет. Для сравнения заметим, что Земля существует примерно $4,6 \cdot 10^9$ лет.

Освоив деление тяжелых ядер, человечество приобрело безграничный источник энергии, но у него в запасе есть второй безграничный источник — энергия синтеза легких ядер.

4. СТАНОВЛЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Проще всего получить тепловую энергию, сжигая природный газ. Сложнее всего осуществить управляемый синтез легких ядер для энергетики. Природный газ не может быть источником энергии на большие отрезки времени. Использование природного газа в энергетике может дать время, за которое надо будет создать максимально безопасную ядерную энергетику сначала на основе деления тяжелых ядер, а затем — синтеза легких.

При экономических оценках энергетики, очевидно, надо как-то учитывать тот научный потенциал, который приобретает страна при освоении значительно более сложных технологий. Высокий научный потенциал есть достояние нации. Сегодня он в экономике не учитывается. Что будет, если остановить научный поиск максимально безопасной атомной энергетики и освоение реакции синтеза, а также закрыть все АЭС? Перевести всю энергетику на природный газ?

Ученые Европы, США, Англии, Франции и Советского Союза создали научные основы освобождения и регулирования ядерной и термоядерной энергии. Если бы освоение ядерной энергии не прошло через создание сверхразрушительного оружия, возможно, человечество до сих пор не имело бы в своем распоряжении управляемой ядерной энергии. Создавая ядерное оружие, страны, овладевшие этим оружием, потратили астрономические средства, которые для любых мирных сверхзадач правительства этих стран, конечно, не выделили бы.

В США и Советском Союзе были созданы крупные научные и конструкторские коллективы, которые вели широким фронтом теоретические, экспериментальные, технологические, конструкторские и инженерные исследования, направленные на создание ядерного и термоядерного оружия. Ранее общество не имело опыта по созданию и управлению такими крупными

коллективами, направленными на решение одной задачи. Подавляющее большинство исследований проводилось впервые.

Путь в неведомое дал свои результаты. В декабре 1942 г. Э. Ферми осуществил впервые в мире самоподдерживающуюся ядерную реакцию и затем остановил ее. В июле 1945 г. в США была взорвана первая плутониевая бомба. В конце 40-х годов в США и Советском Союзе появляются идеи по использованию энергии деления актиноидов для энергетики. Первые энергетические установки разрабатывались для атомного подводного флота. Графитовые каналные, охлаждаемые легкой водой конвертеры для получения оружейного плутония послужили основой для создания реактора первой в мире АЭС и реакторов РБМК. Легководные корпусные реакторы под давлением, впервые использованные на атомных подводных лодках, послужили основой для современных энергетических ядерных реакторов с водой под давлением.

Разделительные заводы для получения урана-235 для ядерного оружия из природного урана стали основой получения обогащенного топлива современных энергетических реакторов. Радиохимическая переработка облученных блоков, выгружаемых из конвертеров, для извлечения кондиционного плутония стала основой современной переработки облученного топлива из энергетических реакторов. Созданная совершенно новая промышленность для производства ядерного горючего уже в 50-х годах в США и Советском Союзе заработала на полную мощность. Появилось большое количество расщепляющегося материала, и стало возможным часть его использовать не для ядерного оружия, а для зарождающейся ядерной энергетики.

Создание ядерного оружия, а затем ядерной энергетики и промышленности самого разного назначения способствовало развитию многих разделов науки, технологии, техники. Физические идеи, ранее не известные человечеству, в рекордно короткие сроки были воплощены в технику. Получили развитие такие разделы науки, как ядерная физика, физика элементарных частиц, физика плазмы, электродинамика, физика твердого тела, физическая химия, электроника и многие другие.

Созданы научные основы и получили практическое воплощение новые технологии: разделение изотопов, радиохимия, синтез химических элементов, отсутствующих в природе, радиационная медицина и биология. Извлечение из облученного нейтронным потоком урана хорошо очищенного плутония-238 (α -излучатель) дало возможность иметь безопасный долгоживущий источник энергии для стимуляторов сердца. Эти приборы уже спасли во всем мире жизнь тысячам людей.

Общество получило и освоило большое количество новейших достижений науки, технологии и техники, инициированных овладением ядерной энергией.

5. РЕАКТОРЫ ДЕЛЕНИЯ

Для реакции деления необходимо получать в достаточном количестве высокообогащенный природный уран-235 или производить полученный в результате ядерных реакций высокообогащенный изотоп плутоний-239, не встречающийся в природе.

В природном уране содержится 0,72 % урана-235. На основе разных физических принципов были созданы производства по выделению концентрированного урана-235, потребляющие большое количество электроэнергии.

Для получения плутония-239 нужно было осуществить управляемую цепную ядерную реакцию, используя как ядерное горючее природный уран, замедлитель нейтронов — специального качества графит, а легкую воду в качестве теплоносителя и одновременно замедлителя. Алюминиевые сплавы применялись как конструкционные материалы с минимальным поглощением нейтронов, борные стержни — интенсивные поглотители нейтронов — для регулирования нейтронных процессов, а значит, и мощности конвертера. В первых конвертерах тепловая энергия, выделяемая при цепной ядерной реакции, не использовалась, и горячая вода из них сбрасывалась в водоемы.

Природный уран после облучения нейтронным потоком в конвертере выгружался и направлялся на радиохимическую переработку. Радиохимическая обработка облученного топлива давала возможность выделить изотопы плутония. Наличие изотопных примесей в плутонии-239 определялись временем нахождения природного урана в нейтронных полях. Путь к ядерной бомбе лежал через создание разделительных производств, конвертеров и радиохимии. Исследования, выполненные для создания ядерного оружия, были использованы при создании ядерной энергетики.

Судьба у реакции синтеза принципиально другая. Синтез легких ядер (третий плюс дейтерий) был впервые осуществлен в ядерной бомбе. Энергия, полученная от взрывного деления тяжелых ядер, создавала условия для возникновения реакции синтеза. Получить управляемый термоядерный синтез для целей энергетики оказалось значительно труднее, чем управляемую реакцию деления.

Для осуществления синтеза дейтерий-тритиевой смеси необходимо прогреть плазму до температуры более $1,16 \cdot 10^7 \text{ K}$ (1 кэВ), для чисто дейтериевой плазмы — выше 10 кэВ. В кинетической энергии конечных продуктов — нейтронов и ядер гелия — заключена вся освобождаемая энергия синтеза. Для того чтобы цепная ядерная реакция осуществлялась, тепловые потери не должны охлаждать плазму.

Цепная реакция деления в актиноидах происходит практически при любых освоенных техникой температурах. В режиме нормальной работы основная часть кинетической энергии деления содержится в твердом топливе, а теплоноситель снимает эту энергию с топлива. Сброс нейтронов с периферии

активной зоны может служить основой регулирования мощности ядерного реактора. Бесполезная потеря нейтронов из активной зоны реактора деления может быть сведена к минимуму с помощью различных приемов.

Управляемая реакция синтеза может быть осуществлена, когда используется магнитное или инерциальное удержание плазмы. Именно по магнитному удержанию плазмы проведено больше всего исследований. Для обжатия мишени из дейтерий-тритиевой смеси предполагается использовать лучи лазера или потока ионов, для чего необходимо иметь лазерную установку большой единичной мощности в луче или ускоритель большой единичной мощности в потоке ионов высокой энергии. И лазерная, и ускорительная установки должны стабильно работать сотни часов. В настоящее время таких лазерных установок и ускорителей пока нет.

Таким образом, создать энергетическую установку с использованием управляемого термоядерного синтеза оказалось значительно труднее, чем с использованием реакции деления. За последние сорок лет, несмотря на усилия больших коллективов высокопрофессиональных специалистов в разных странах (в том числе и России), не удалось еще осуществить управляемую реакцию синтеза, приемлемую для создания даже пилотной энергетической установки. У нас в России, несмотря на все трудности, исследования по управляемому термоядерному синтезу нельзя останавливать.

Наличие в природном уране изотопа уран-235 дает возможность осуществить цепную ядерную реакцию. Для реальной термоядерной реакции нужен тритий, которого в природе ничтожное количество. Тритий научились получать, облучая литий-6 нейтронами в реакторе деления. Если бы в природе не оказалось урана-235, смогли бы ученые осуществить цепную ядерную реакцию деления и синтеза?

Создав ускоритель ионов (для работы которого нужна только электрическая энергия), можно, облучая потоком ионов уран-238, наработать минимально необходимое количество плутония-239. Используя идеи реактора-бридера на быстрых нейтронах с коэффициентом воспроизводства выше единицы (на уран-плутониевым топливе), можно начать промышленное производство плутония-239, т.е. создавать большую ядерную энергетику.

Ускорители дают возможность прямо из лития-6, облучая его потоком ионов, нарабатывать тритий, хотя энергетически это невыгодно. Как только появляются реакторы деления, так сразу в них можно нарабатывать тритий в любых количествах. После получения потока ионов нужной энергии появляется возможность осуществить целый ряд ядерных реакций.

Ядерная энергетика на базе деления актиноидов — это не только ядерный реактор, ядерная энергетическая установка, но и радиохимические заводы, заводы по производству ядерного топлива, обогащенного ураном-235, а в будущем и высокофоновым плутонием, изготовлению тепловыделяющих элементов и тепловыделяющих сборок, а также транспортировка радиоак-

тивных продуктов по стране, обращение с радиохимическими отходами и с деталями ядерных реакторов с наведенной радиоактивностью, хранилища радиоактивных отходов от эксплуатации и ремонтных работ и хранилища отработанных тепловыделяющих сборок. Ядерная энергетика будет вне конкуренции по сравнению с другими источниками, если все звенья топливного цикла будут предельно безопасными, если они не будут оставлять будущим поколениям опасность выхода радиоактивности из-под контроля, поражения радиоактивностью окружающей среды.

6. ЯДЕРНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ

На начало 1993 г. в 28 странах работало около 423 ядерных энергоблоков с общей электрической мощностью порядка 330 ГВт. В настоящее время строится еще около 70 ядерных блоков в 19 странах.

Основа современной ядерной энергетики во всем мире — это реакторы ВВЭР (PWR), имеющие различную единичную мощность; всего их насчитывается около 239 общей электрической мощностью примерно 210 ГВт(э). На втором месте по численности кипящие корпусные реакторы BWR, их около 89 с электрической мощностью ≈ 73 ГВт. В Советском Союзе реакторы типа BWR не строились, а сооружались канальные водографитовые реакторы РБМК.

Научные идеи, заложенные в советские ВВЭР и иностранные PWR, одни и те же. Атомные станции на базе водо-водяных реакторов под давлением могут отличаться качеством изготовления оборудования и строительно-монтажных работ, электронными системами управления процессами, профессионализмом, дисциплинированностью и тренированностью эксплуатационного персонала.

По данным МАГАТЭ лучшими атомными станциями в мире являются АЭС Пакшт в Венгрии и АЭС Лавиза в Финляндии. На обеих станциях работают реакторы ВВЭР-440 советского производства, и Венгрия хочет построить еще одну АЭС. Однако сооружать эту станцию собирается Франция, а не Россия. Идет многолетняя дискуссия, какие реакторы лучше — корпусные или канальные. В 1979 г. на АЭС ТМА в США была тяжелая авария на корпусном реакторе. В 1986 г. на канальном реакторе Чернобыльской АЭС была катастрофа. Атомная энергетика стала предметом крупных международных политических интриг.

В настоящее время остро стоит вопрос о том, можно ли продавать АЭС в страны, желающие иметь свое ядерное оружие. Нельзя продавать (передать) науку и технологию радиохимической переработки облученного ядерного топлива для извлечения плутония и науку и технологию изотопного разделения урана-235 от урана-238. Топливом для зарубежных АЭС может

быть только уран — урановое топливо, а обогащенное плутонием топливо продавать нельзя, т.к. достаточно простыми химическими методами из него можно извлечь плутоний. Нельзя также передавать науку и технологию реакторов на быстрых нейтронах, которые хорошо выполняют двухцелевые задачи выработки электроэнергии и наработки кондиционного плутония.

Выгруженное из реакторов топливо должно возвращаться поставщику свежего топлива. Топливо поступает на радиохимический завод. Продукты деления для захоронения возвращаются стране, купившей АЭС. Радиоактивные актиноиды остаются в стране-поставщике ядерного топлива для использования его в своих ядерных реакторах. При невозврате отработанного топлива поставка свежего топлива немедленно прекращается.

Возникает вопрос, можно ли вообще гарантировать нераспространение ядерного оружия? Очевидно, нельзя, если не проводить самое тщательное наблюдение за любыми работами, прямо или косвенно связанными с ядерными реакциями. Немедленно и жестко принимать решительные меры по уничтожению созданных установок.

Один из возможных сценариев создания своего ядерного оружия следующий:

- 1) создать свою высокопрофессиональную научную интеллигенцию, для чего направлять талантливую молодежь в лучшие университеты мира;
- 2) нанять за большие деньги на 5—7 лет небольшую группу иностранных высокопрофессиональных ученых, технологов, инженеров, имеющих конкретный опыт работы в ядерной науке и технике;
- 3) заказать отдельные узлы будущих установок в самых развитых странах.

Самая главная задача — получить расщепляющиеся материалы уран-235, плутоний-239 или уран 233. Для сооружения нескольких экземпляров ядерного оружия с целью шантажа нужно иметь не так много ядерного горючего.

В настоящее время имеются два принципиально разных подхода к выгрузке из ядерных энергетических реакторов топлива.

Замкнутый топливный цикл. Выгруженное ядерное топливо после временной выдержки, необходимой для распада короткоживущих радиоактивных изотопов, поступает на радиохимическую переработку для отделения актиноидов от продуктов деления. Актиниды поступают в цех приготовления ядерного топлива для повторного использования в ядерном реакторе. Продукты деления должны иметь в качестве примесей минимальное количество актиноидов, которым присущи периоды полураспада, значительно большие, чем у продуктов деления. Продукты деления после обработки, необходимой для длительного удержания радиоактивных отходов в заданном объеме, направляются на захоронение или хранение под наблюдением. Замкнутый топливный цикл позволяет сжечь не только весь добытый природный уран, но и обедненный уран, оставшийся от военной программы. В замкнутом топливном цикле будут работать бридеры на быстрых нейтронах и реакторы на тепловых ней-

тронах. Замкнутый топливный цикл может обеспечить любые потребности в электроэнергетике человеческого сообщества на практически неограниченное время. В настоящее время, когда в электроэнергетике преобладает углеводородное топливо, для военных программ добыто много природного урана, разведаны месторождения природного урана и разработана достаточно совершенная технология добычи природного урана, ядерное топливо, обогащенное ураном-235, дешевле топлива, обогащенного высокофоновым плутонием.

Обладание уран-урановым топливом не дает возможности, не имея разделительной техники, создать ядерное оружие. Такое топливо слабо радиоактивно и позволяет обращаться с ним, не вводя специальной дистанционной технологии.

Работая в **разомкнутом топливном цикле**, надо хранить до будущих времен отработанные тепловыделяющие сборки. Нарботанный высокофоновый плутоний остается запакованным в ядерном топливе, помещенном в металлические чехлы тепловыделяющих элементов. Такое хранение не может продолжаться до бесконечности, и, конечно, отработанное ядерное топливо со временем будет подвергнуто радиохимической переработке. Разомкнутый топливный цикл может быть использован только как временная мера и в небольшой по масштабам ядерной энергетике, при отсутствии радиохимической переработки, доведенной до уровня максимальной безопасности обращения с радиоактивными продуктами, а также как защита от хищения плутония террористами.

Современное отношение правительства США к ядерной энергетике базируется на опасении, что плутоний, в том числе и выгружаемый из энергетических водоохлаждаемых реакторов, может быть использован для создания ядерного и радиологического оружия. В США еще в 1962 г. была создана и испытана на полигоне в Неваде ядерная бомба, где расщепляющимся материалом был высокофоновый плутоний. Плутоний смертельно опасен и в случае использования его в бомбах с обычной взрывчаткой в качестве рассеиваемого радиоактивного вещества. Радиологическая война может уничтожить все живое в районах, где будет осуществлено рассеивание изотопов плутония. Особо опасно попадание плутония в легкие. Учитывая большой период полураспада изотопов плутония, пораженная территория будет оставаться мертвой в течение очень большого отрезка времени. Собрать или нейтрализовать рассеянный плутоний практически невозможно. Плутоний можно уничтожить, облучая мишени из плутония (без природного урана) нейтронным потоком.

Плутоний понадобится для обогащения стартового ядерного топлива при создании большой ядерной энергетике, работающей в замкнутом топливном цикле. В ближайшее время можно избыток плутония не хранить в специальных хранилищах, а получать от него энергию в ядерных реакторах с максимально большой глубиной выгорания, умеренным объемным выделением энергии, умеренными термодинамическими параметрами, оптимизированной

единичной мощностью с жидкометаллическим теплоносителем, т.е. в реакторе, отвечающем требованиям максимальной безопасности. В таком реакторе плутоний недостижим для злоумышленников и вырабатывает тепло и электроэнергию.

На позицию США в отношении использования высокофонового плутония на атомных электростанциях оказывают воздействие следующие факторы:

1. Низкие цены на природный уран на мировом рынке, которые формируются невысокими темпами внедрения ядерных энергетических установок в электроэнергетику и большими разведанными месторождениями природного урана.

2. Высокая стоимость радиохимической переработки, изготовления топлива, обогащенного высокофоновым плутонием, обращения с продуктами деления. В итоге в настоящее время в США нет экономической заинтересованности в переходе с хорошо освоенного уран-уранового топлива на уран, обогащенный высокофоновым плутонием.

3. Радиационная и ядерная опасность радиохимической переработки. Возможность хищения плутония в процессе его выделения из отработанного топлива и изготовления тепловыделяющих элементов. Вечное хранение отработанного ядерного топлива в виде тепловыделяющих сборок бессмысленно. США при необходимости в любой момент могут направить эти сборки на радиохимическую переработку.

4. Обилие своего и дешевого привозного углеводородного топлива побуждают США не торопиться с переходом на замкнутый топливный цикл в ядерной энергетике.

Правительства России, Франции, Англии, Японии, Индии в долгосрочном плане считают, что ядерная энергетика рано или поздно (в зависимости от темпов ее внедрения в электроэнергетику) должна будет перейти на ядерное топливо, обогащенное высокофоновым плутонием.

7. АВАРИИ В ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ

Начиная с декабря 1942 г., когда Э. Ферми осуществил первую в мире цепную ядерную реакцию, появилась неизвестная до тех пор смертельная ядерная и радиационная опасность для всего живого. Э. Ферми сам стал одной из первых жертв радиации. США и Советский Союз, участвуя в гонке по созданию ядерного оружия и не имея в начальный период должной информации о воздействии радиации на живые организмы, грубо нарушали условия безопасной работы и проживания людей вблизи объектов.

От воздействия радиации пострадали население Хиросимы и Нагасаки, жертвы испытаний ядерного оружия на земле, в атмосфере и океане, воен-

ных маневров армий с использованием ядерного оружия. В разные годы произошли аварии в Виндскейле (Англия), на ТМА (США) и катастрофа на ЧАЭС (Советский Союз). Менее громкие аварии происходили на атомных подводных лодках, следствие которых — тяжелая лучевая болезнь и гибель эксплуатационного персонала и ликвидаторов ядерных аварий. Эксплуатационный и научно-исследовательский персонал облучался при авариях на критических сборках, исследовательских реакторах, конвертерах, энергетических реакторах, радиохимических производствах, а также при ремонтно-восстановительных работах.

На начальной стадии создания ядерного оружия на жизнь и здоровье людей повлияло отсутствие должной дозиметрии и упрощенное обращение с плутонием и тритием. За прошедшие годы осуществлен сброс больших масс радиоактивных продуктов в озера, реки, океан, и радиоактивными продуктами загрязнены участки земли. Подземные ядерные взрывы для целей народного хозяйства иногда сопровождались выбросом радиоактивности на поверхность. Все аварии, катастрофы, взрывы привели к тому, что у людей (для пользы которых, собственно, все должно делаться), живущих в разных странах мира, появился свой взгляд на эту непонятную ядерную энергию. Смертельная опасность воздействия ядерной энергии стала для них очевидной, а в чем польза ядерной энергии — непонятно.

На естественный вопрос о том, что же положительного дает ядерная энергия человеку, ответ состоит в следующем.

1. Безграничный, концентрированный источник энергии прежде всего для производства электроэнергии.

Содержание энергии в единице массы у ядерного горючего в миллион раз превосходит лучшее углеводородное топливо, создает независимость производства энергии от расстояния до урановых рудников. Уже имеющиеся научные разработки дают основание сделать следующее поколение атомных электростанций вместе с топливным циклом максимально безопасными и экономически целесообразными.

Ядерная энергетика имеет возможность стать главным источником энергии для электроэнергетики и тем самым экономно использовать такие уникальные природные углеводородные источники энергии, как нефть и природный газ, запасы которых конечны и без которых современное человеческое общество в принципе не сможет обойтись. В будущем ядерная энергетика во всех своих звеньях сможет оказывать менее вредоносное воздействие на человека и окружающую среду, чем энергетика на углеводородном топливе. Ядерные электростанции не будут выбрасывать в воздух огромные массы углекислого газа. Большая доля автомобильного и авиационного транспорта может быть переведена на водородное топливо, если для получения дешевого водорода использовать ядерную энергию. Весь железнодорожный транспорт может быть переведен на электротягу.

2. Подводный и надводный флот с атомным двигателем станет флотом с безграничным радиусом плавания для мирных и оборонных задач.

3. Энергетические установки для космических полетов к дальним планетам Солнечной системы, создание на этих планетах баз обитания возможны только с использованием ядерной энергии, т.к. солнечная радиация на этих планетах не может быть источником энергии.

4. Современное ядерное и термоядерное оружие предотвращает нападение потенциального врага, обеспечивает независимость и территориальную целостность страны, а наличие ядерного оружия возмездия уменьшает вероятность возникновения мировых войн.

5. В принципе не исключена встреча Земли с космическим телом значительной массы. Такое столкновение может уничтожить все живое на Земле. Своевременное обнаружение такого тела и ядерные взрывы на нем могут изменить траекторию полета и спасти Землю.

Если в Советском Союзе мало кто считался с населением при размещении вблизи мест его обитания любых объектов мирного и военного назначения, то в современной России ядерная энергетика может быть востребована только в том случае, если можно будет убедить людей в том, что атомная энергетика во всех звеньях будет максимально безопасной и менее вредной для здоровья людей и природы, чем тепловая станция на каменном угле. При сооружении АЭС люди получают престижную, хорошо оплачиваемую работу, современное бесплатное специализированное медицинское обслуживание, будут созданы условия для комфортного проживания.

Следует принципиально изменить подход к сооружению АЭС. Нужно иметь технико-экономическое обоснование мощности и времени ввода в эксплуатацию АЭС. Жители региона должны получить разъяснение всех вопросов, связанных с работой АЭС, и выразить свою заинтересованность. Реальная связанная с ядерной энергией опасность, усиленная секретностью и слухами, привела к объединению людей самых разных профессий, религий и убеждений, выступающих не только против ядерного оружия, могущего уничтожить все живое, но и против ядерной энергетики. Против нее зачастую выступают группы людей и отдельные личности, плохо разбирающиеся в ядерной энергетике. С оппонентами ядерной энергетики надо говорить на языке фактов, а не общих соображений. Надо обязательно вести корректное обсуждение, не переходя на тон диктата. Есть большой смысл в этих оппонентах, они способствуют работе мысли у профессионалов, т.е. сокращают путь создания предельно безопасной ядерной энергетики. Более опасны "лжепатриоты" атомной энергетики, следуя за которыми, можно снова прийти к катастрофам типа Чернобыля.

Дискуссии с противниками ядерной энергетики должны основываться на следующих положениях.

1. Высокопрофессиональное обоснование возможности создания макси-

мально безопасной ядерной энергетики во всех звеньях замкнутого топливного цикла.

Радиоактивные отходы ядерной энергетики во всем возможном диапазоне изотопов должны быть подвергнуты ядерным превращениям для перевода их или в короткоживущие, или в изотопы с очень большим периодом полураспада, либо необходимо полное разрушение ядер высокорadioактивного изотопа. Те отходы, которые не удастся трансмутировать, должны быть упакованы таким образом, чтобы ни при каких условиях не могли попасть в среду обитания людей. Ядерно-энергетические установки и весь топливный цикл должны быть гарантированно защищены от ошибок персонала, стихийных бедствий и терроризма. В установках в принципе не должно возникать опасности пожара, химического или парового взрыва. Радиохимическая переработка не должна давать никаких выбросов радиоактивности в окружающую среду.

2. Обоснование, что в данном регионе, начиная с такого-то времени, АЭС такой-то мощности экономически и экологически целесообразнее, чем любые другие электростанции на углеводородном топливе.

Должен восторжествовать принцип, согласно которому только в самых крайних, безвыходных ситуациях можно создавать сооружения, обладающие высокой опасностью для здоровья и жизни обслуживающего персонала и окружающей среды. Надо искать безопасные альтернативные решения, которые могут выполнить те же задачи. Если нельзя будет сделать ядерную энергетику во всех звеньях безопасной, то надо ориентироваться на самое широкое использование каменного угля, форсирование работ по использованию солнечной радиации и создания аккумуляторов больших количеств энергии.

8. ЗАДАЧИ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

В настоящее время перед наукой в области ядерной энергетики стоят следующие задачи.

Необходимо продолжать эволюционное улучшение уже созданных ядерных энергетических установок с целью обеспечить их безаварийную работу до планового вывода из эксплуатации. К таким установкам относятся охлаждаемые легкой водой реакторы на тепловых нейтронах. Ядерное топливо в таких реакторах работает в разомкнутом топливном цикле, без радиохимического передела выгружаемого топлива и возврата в топливный цикл высокофоновых актиноидов.

Но на реакторах с тепловыми нейтронами невозможно создать большую ядерную энергетику, т.к. в них сжигается меньше одного процента добываемого природного урана. На начальном периоде развития ядерной энергетики лишь отдельные развитые страны могли позволить себе иметь ядерную энергетику только на тепловых нейтронах.

В реакторах-бридерах на быстрых нейтронах в результате ядерных реакций происходит превращение природного сырьевого ядерного горючего урана-238 в искусственное — плутоний. При работе бридера в энергетическом режиме нарабатывается плутония больше, чем его сгорает, и в выгружаемом из бридера топливе плутония больше, чем его было при загрузке. В активной зоне таких реакторов должно происходить как можно меньшее замедление нейтронов, поэтому замедляющая нейтроны легкая вода в принципе не может быть теплоносителем, снимающим энергию в активной зоне реакторов на быстрых нейтронах.

Максимальное сжигание урана-238 — основа большой ядерной энергетики. Современные тепловыделяющие элементы, в которых находится ядерное горючее, по своим ядерно-физическим, физическим и тепломеханическим параметрам не могут сжигать все загруженное в них горючее. После максимально допустимого выгорания топлива тепловыделяющие элементы поступают на радиохимическую переработку, которая освобождает их от поглощающих нейтроны продуктов деления и возвращает ядерное горючее в виде новых тепловыделяющих элементов. Чем дольше облучается нейтронами уран-238, т.е. чем дольше в активной зоне стоят тепловыделяющие элементы, тем больше рождается тяжелых изотопов, тем выше радиоактивность выгружаемого топлива и тем большие сложности возникают при радиохимической переработке. Возможности радиохимической переработки должны учитываться при определении глубины выгорания ядерного топлива. На разных этапах развития ядерной энергетики существовало различное отношение к замкнутому топливному циклу.

Было бы очень заманчиво, если бы в тепловыделяющих элементах достигалась такая глубина выгорания, что выгруженное топливо не нуждалось бы в переработке, т.к. в нем оставалось бы слишком мало горючих и сырьевых изотопов. Такое топливо, не подвергая разрушению тепловыделяющие элементы, можно было бы хранить под наблюдением, а при промышленном освоении трансмутации — облучать высокоэнергетическими ионами для уничтожения радиоактивных изотопов. Исчезла бы необходимость в радиохимической переработке. Это настолько заманчивая цель, что рано или поздно должны быть проведены комплексные научно-исследовательские работы, теоретические и экспериментальные, в ходе которых следует получить оптимальные параметры тепловыделяющих элементов для реакторов на тепловых и быстрых нейтронах по топливной композиции, конструкционному материалу, температурному режиму, выделению энергии, глубине выгорания и пр.

Большая ядерная энергетика должна работать в замкнутом топливном цикле с радиохимической переработкой ядерного топлива, имея в своем составе значительное количество реакторов-бридеров на быстрых нейтронах. Теплоносителем в таких реакторах могут быть только жидкие металлы. Для увеличения надежности работы реакторов-бридеров энергонапряженность ак-

тивных зон таких аппаратов должна быть меньше, чем это предполагалось ранее, когда боролись за высокие коэффициенты воспроизводства. Это значит, что для получения того же количества плутония их должно быть достаточно много. Большая энергетика (если мы хотим ее иметь) без реакторов на быстрых нейтронах с жидкометаллическим охлаждением в принципе обойтись не может. Для того, чтобы не рухнула вся инфраструктура, создающая и эксплуатирующая ядерно-энергетические установки, в умеренных масштабах надо продолжать создавать новые водоохлаждаемые реакторы с обязательным учетом всех основных замечаний по их совершенствованию.

Водоохлаждаемые ядерные реакторы из-за специфики воды как теплоносителя не могут стать основой безопасной ядерной энергетики, какие бы ухищрения ни предпринимали конструкторы. Повысить надежность и безопасность работы водоохлаждаемых реакторов можно, если выполнить следующие условия:

- 1) оптимизировать единичную мощность реактора;
- 2) максимально уменьшить объемное выделение энергии;
- 3) иметь значительный запас до выхода на кризис кипения при всех режимах работы;
- 4) перейти на естественную циркуляцию (безнасосная система) в номинальном режиме по мощности;
- 5) защитить парогенератор от больших течей;
- 6) внутри корпуса реактора под активной зоной разместить чашу сборки разрушенного топлива с рассекателями падающих фрагментов и поглотителями нейтронов;
- 7) разместить в критических точках по два датчика контроля, работающих на разных физических принципах;
- 8) создать самозащищенность управленческих систем от ошибок персонала и диверсий;
- 9) вести непрерывный автоматический контроль за качеством воды первого и второго контуров. Во втором контуре в районе парогенераторов вести непрерывный контроль за появлением радиоактивности.

Под действием радиолитического распада в высокотемпературных реакторах в режиме нормальной работы установки происходит разрушение химических соединений, в результате чего появляются химические элементы в атомарном состоянии с высокой химической активностью. Если имеется реакторное излучение, то ничего нельзя сделать, чтобы радиолитический распад не происходил.

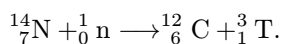
Воздействие продуктов радиолитического распада на материалы первого контура может быть различным в зависимости от химического соединения, выбранного в качестве теплоносителя, и энергии реакторного излучения. В аварийных режимах, когда температура может достигать высоких значений, кроме радиолитического распада в разрушение химических соединений вступает пиролиз.

Непонимание ограничений, накладываемых радиолизом и пиролизом, привело к не оправдавшим себя попыткам использовать в качестве теплоносителя углеводороды и газы CO_2 и N_2O_4 . Попытка использовать N_2O_4 в реакторе на быстрых нейтронах в одноконтурной схеме несла в себе принципиальные ошибки.

1) При развале молекул N_2O_4 , который закладывался в проект как прогрессивная идея интенсификации съема энергии в активной зоне, не учитывалось, что атомарный кислород создает сверхтяжелую коррозионную обстановку. Окислы конструкционных материалов забивали проходные сечения в активной зоне, что резко уменьшало расход теплоносителя. Никакие технологические приемы очистки газа N_2O_4 успеха не дали и дать не могли. Создать конструкционные материалы, имеющие удовлетворительные ядерно-физические характеристики и остающиеся стойкими при высоких температурах в атомарном кислороде, проблематично; это делало бы установку слишком дорогостоящей. Наиболее широко используемое в настоящее время ядерное топливо — диоксид урана — подвержено окислению в среде кислорода до U_3O_8 . Окисленное топливо разрушает оболочку тепловыделяющего элемента, т.к. при окислении увеличивается его объем, поэтому негерметичность в тепловыделяющих элементах в среде N_2O_4 ведет к их разрушению. Нужно было разрабатывать специальное топливо, стойкое в атомарном кислороде. Для реактора-бридера, который должен работать в замкнутом топливном цикле, это сильно бы усложнило радиохимическую переработку.

2) Ядерно-физические характеристики азота и кислорода в принципе давали возможность создать активную зону на быстрых нейтронах, т.е. создать бридер на быстрых нейтронах — конкурент натриевому реактору. Но в реакторах на быстрых нейтронах — высоконапряженных по выделению энергии системах с малой теплоемкостью активной зоны и высоким обогащением ядерного горючего — использовать газовый теплоноситель, который в аварийных ситуациях может покинуть активную зону, в принципе недопустимо.

3) Если бы произошло чудо, и ядерный реактор на быстрых нейтронах с теплоносителем N_2O_4 все же заработал, то он стал бы наработчиком трития, который легко бы диффундировал через горячие стенки за его пределы:



Заметим, что природный азот состоит на 99,635 % из изотопа ${}^{14}_7\text{N}$ и 0,365% — ${}^{15}_7\text{N}$.

С 1947 г. английские ученые начали вести научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы по созданию ядерных реакторов, в которых в качестве замедлителя был графит, а теплоносителя — углекислый газ CO_2 . Несмотря на все усилия высокопрофессиональных специалистов, работы зашли в тупик. Другого и не могло быть, т.к. газ CO_2 не может быть тепло-

носителем в ядерно-энергетических установках, где одновременно действуют радиолиз и пиролиз.

В пятидесятых — шестидесятых годах в ряде стран проводились работы по использованию углеводородных соединений в качестве теплоносителя в ядерно-энергетических установках. Побудителем этих исследований было желание иметь теплоноситель при низких рабочих давлениях, что легкая вода дать не могла. Под действием пиролиза и радиолиза исходные углеводородные соединения разрушались, образовывались новые соединения, обладающие другими химическими и теплофизическими свойствами. На поверхностях тепловыделяющих элементов — самом горячем месте контакта теплоносителя с теплоотдающими поверхностями — появлялась прочная пленка с низкой теплопроводностью, состоящая из продуктов радиолиза, пиролиза и продуктов коррозии. Отложения повышали температуру топлива, уменьшали проходные сечения теплоносителя. Ядерные установки в таком режиме работать не могли. Работы с органическими теплоносителями были прекращены.

Физические основы всех модификаций водоохлаждаемых реакторов во всем мире одни и те же. Повышения безопасности АЭС в настоящее время добиваются путем улучшения и увеличения числа защитных барьеров, совершенствования измерительной аппаратуры и систем, управляющих нейтронными и тепловыми процессами, создания управленческих систем, самозащищенных от ошибок оператора и диверсий, повышения качества эксплуатации. Все эти меры, безусловно, нужны, но они не могут дать принципиального повышения безопасности АЭС. Легкая вода как теплоноситель ЯЭУ может в экстремальных условиях стать источником тяжелых аварий. Нет таких инженерных приемов, которые могли бы сделать воду вполне безопасной.

К моменту создания первых ядерно-энергетических установок человечество накопило богатый опыт использования легкой воды в теплоэнергетике. Создавая ядерно-энергетические установки, естественно было использовать легкую воду. Ее ядерно-физические параметры таковы, что она может быть хорошим замедлителем нейтронов и тем самым выполнять две функции — теплоносителя и замедлителя в реакторах на тепловых нейтронах. Вода в теплоэнергетических установках не подвергается радиолизу и, практически, пиролизу. С повышенной коррозионной активностью воды столкнулись, когда теплоэнергетика вышла на высокие термодинамические параметры. Как поведет себя вода при авариях на ядерно-энергетических установках, было неизвестно. Строго говоря, на начальной стадии создания ядерной энергетики авариям не уделялось должного внимания. Других теплоносителей, кроме воды, в теплоэнергетике не было. Начинать создание первых ЯЭУ с поисков совершенных теплоносителей означало сильно задержать создание таких установок.

Для реакторов на быстрых нейтронах, где вода в принципе не может быть использована, начали искать теплоносители. Первым теплоносителем

в реакторах на быстрых нейтронах была ртуть, затем эвтектика натрия — калий и, наконец, остановились на натрии. Легкая вода стала теплоносителем в большинстве современных ядерно-энергетических установок на атомных электростанциях и военно-морском флоте.

С накоплением опыта стало ясно, что легкая вода может создавать в ядерно-энергетических установках аварийные ситуации и не может смягчить аварию, если таковая уже началась, что при авариях на ядерно-энергетических установках в экстремальных режимах скоростей протекания процессов, температур и давлений, ранее не известных теплоэнергетике, может оказаться, что вода — химическое соединение кислорода и водорода — станет работать как окислитель.

9. ЛЕГКАЯ ВОДА КАК ТЕПЛОНОСИТЕЛЬ

Остановимся на свойствах легкой воды, не позволяющих при использовании ее в качестве теплоносителя создать максимально безопасную ядерную энергетику.

1. Низкая температура кипения воды при атмосферном давлении заставляет при создании ядерно-энергетических установок повышать рабочее давление. Максимальная температура воды в дотермодинамическом кризисе $+374^{\circ}\text{C}$ при давлении в 225 атм. Нарушение герметичности в любом месте первого контура приводит к потере теплоносителя, а аккумулированная тепловая энергия активной зоны и остаточное тепловыделение в ядерном топливе при заглушенном реакторе приводят к испарению воды. В водо-водяных реакторах потеря воды в результате разгерметизации приводит к прекращению ядерных цепных реакций, т.к. исчезает замедлитель. Но при этом исчезает и теплоноситель, и нечем снять остаточное тепловыделение и аккумулированное тепло ядерного топлива.

Особенно опасны для реакторов типа ВВЭР течи в парогенераторах. При появлении достаточно большой течи и несрабатывании отсечной аппаратуры можно потерять всю воду, и никаких запасов воды не хватит на аварийное охлаждение. Радиоактивная вода выйдет из-под контеймента реактора и попадет в машинный зал.

2. Кризис кипения. При изменении одного или нескольких параметров, влияющих на интенсивность теплосъема (удельный тепловой поток, скорость протекания воды, давление, недогрев воды до температуры насыщения или паросодержание), пузырьковое кипение может исчезнуть. Горячая поверхность окажется покрытой паровой пленкой, которая не только не будет интенсифицировать теплосъем, что происходит при пузырьковом кипении, а наоборот, создаст дополнительное термическое сопротивление, и температура топлива резко повысится.

В настоящее время широко используют циркониевые сплавы для оболочек тепловыделяющих элементов. Они имеют хорошие ядерно-физические

параметры и при температуре до 400 °С слабо реагируют с водой. Температура начала и интенсивность химического взаимодействия зависят от энергии, которая выделяется при этом взаимодействии и теряется в окружающую среду. Энергия, поступающая в зону реакции со стороны от других источников энергии, интенсифицирует реакцию взаимодействия.

Через оболочки тепловыделяющих элементов к теплоносителю проходит тепловой поток от ядерного топлива. При температуре оболочки свыше 800 °С начинается интенсивное взаимодействие циркония с парами воды. Выделяющийся кислород идет на окисление циркония, а водород попадает в объемы, занятые теплоносителем. Окисление оболочек приведет к их разрушению, т.к. окислы циркония не обладают механической прочностью. Находящееся внутри циркониевых трубок ядерное топливо оказывается нефиксированным, что ведет к его обрушению. Контакт диоксида урана, из которого состоит ядерное топливо, с парами воды при высоких температурах приводит к его окислению до U_3O_8 . Свободный водород, выделившийся в процессе окисления циркония и диоксида урана, образует газовый пузырь, который становится взрывоопасным при контакте с воздухом и еще более ухудшает охлаждение ядерного топлива.

Кризис кипения может привести к такому ухудшению теплосъема, что тепловыделяющие элементы достаточно быстро расплавятся.

3. Паровой взрыв. Используемое в настоящее время ядерное топливо UO_2 в нормальном режиме работы из-за низкой теплопроводности имеет высокую температуру и аккумулирует много тепловой энергии. Остаточное тепловыделение в заглушенном ядерном реакторе также вносит свой вклад в разогрев топлива с ненормальным охлаждением. Резкое увеличение поверхности контакта фрагментов ядерного топлива с остатками воды в активной зоне и под ней приводит к взрывоопасному вскипанию воды.

Ситуация может ухудшиться, если разрушение тепловыделяющих элементов произошло в результате аварийного увеличения выделения энергии в реакторе. Вследствие парового взрыва может произойти следующее.

— Срывается крышка реактора вместе с органами аварийной защиты и регулирования мощности. Вся вода покинет активную зону, и может произойти ядерная вспышка в остатках ядерного топлива.

— Разрушение корпуса ядерного реактора и трубопроводов первого контура. Вода начнет интенсивно покидать активную зону, испаряясь под контаймент реактора. Трещины, закатанные в процессе изготовления корпуса реактора и не обнаруженные существующими дефектоскопами, при ударном повышении давления могут содействовать разрушению сосуда.

— Разрушение парогенераторов.

— Разрушение органов регулирования и аварийной защиты без потери герметичности первого контура.

— Разрушение активной зоны.

Возникает естественный вопрос, а можно ли сделать АЭС в принципе максимально безопасными, или возможности повышения безопасности практически уже исчерпаны?

10. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ БЕЗОПАСНОСТИ

Принципы, обеспечивающие максимальную безопасность ядерных реакторов, основываются на научных и практических решениях по созданию АЭС.

1. В активной зоне ядерного реактора должно происходить самогашение цепной ядерной реакции при аварийном росте температур в ее элементах без воздействия органов аварийной защиты.

2. Выделяемая ядерным горючим энергия обязательно должна соответствовать возможностям ее съема, и с гарантией созданы условия, при которых даже в аварийных ситуациях не происходит недопустимого разогрева топлива и не происходит разрушение твэлов.

3. Необходимо использовать теплоноситель с соответствующими ядерно-физическими свойствами, причем реакторное излучение не должно изменять его физические и физико-химические свойства, и при высоких температурах в случае аварии теплоноситель не должен становиться химически активным. При рабочих температурах ЯЭУ теплоноситель при контакте с воздухом не должен возгораться, и ни при каких аварийных ситуациях не должен произойти паровой взрыв теплоносителя в активной зоне, что может быть обеспечено за счет высокой температуры кипения и высокой теплоты парообразования. Теплоносителями ЯЭУ могут быть химические элементы, но не химические соединения, т.к. все химические соединения в большей или меньшей степени подвержены радиолизу и пиролизу.

Тепло, накопленное в ядерном топливе, при работе на мощности и остаточное тепловыделение за счет ядерных процессов даже в заглушенном аппарате при потере теплоносителя может разрушить твэлы. Теплоноситель ядерного реактора в рабочем режиме должен находиться под давлением, которое не приведет к его истечению или вскипанию при разгерметизации контура охлаждения.

Имеются инженерные возможности сделать ядерный реактор, у которого активная зона никогда не будет осушена, а теплоноситель даже при самых тяжелых авариях не покинет активную зону.

4. Для сведения возможности возникновения аварийной ситуации к минимуму необходимо для каждой вновь создаваемой ЯЭУ провести оптимизацию по следующим параметрам:

- единичной мощности реактора,
- объемному выделению энергии,

- термодинамическим параметрам,
- количеству загруженного топлива и его обогащению,
- глубине выгорания,
- теплофизическим параметрам ядерного топлива,
- ядерно-физическим, физико-химическим и теплофизическим параметрам теплоносителя,
- количеству теплоносителя в первом контуре,
- ядерно-физическим, физико-химическим и тепломеханическим свойствам конструкционных материалов ядерного реактора,
- количеству конструкционных материалов для создания ЯЭУ.

При такой оптимизации должны быть учтены экономические и экологические требования к ЯЭУ.

11. ТЕПЛОНОСИТЕЛИ ЯЭУ

В 60-х годах во всем мире предполагалось интенсивное развитие ядерной энергетики, для чего было необходимо иметь достаточное количество ядерного горючего. Для этого предполагалось получать уран-235 на раздeltельных заводах и нарабатывать плутоний в ядерных реакторах.

Требовалось создать ядерные реакторы-бридеры на быстрых нейтронах и получать в них как можно больше плутония, поэтому в таких реакторах активные зоны были высоконапряженными. Выделяемая тепловая энергия, приходящаяся на единицу массы ядерного топлива, лимитируется возможностью сьема тепла теплоносителем. Определяющей является максимально допустимая температура топлива при приемлемой для производства электроэнергии температуре теплоносителя на выходе из реактора.

Теплосъем в режиме нормальной эксплуатации, в режиме пуска и останова ЯЭУ, в режиме возможных аварий — главный критерий при выборе теплоносителя для реакторов на быстрых нейтронах. На начальной стадии создания бридеров в качестве теплоносителей рассматривались натрий, литий-7, гелий. Эвтектика свинец — висмут и свинец для большой ядерной энергетики не рассматривались, т.к. уступали натрию и литию по теплофизическим параметрам. Поведению теплоносителя при тяжелых авариях в то время должного внимания не уделяли.

Рассмотрим свойства ряда веществ, которые могут быть использованы в ЯЭУ в качестве теплоносителей.

Гелий обладает прекрасными ядерно-физическими параметрами, не активируется в полях реакторного излучения, в силу его химической инертности не возникает проблем взаимодействия с ядерным топливом, продуктами деления, конструкционными материалами. Гелий не взаимодействует с кислородом воздуха и водой, и с ним невозможны паровые взрывы. Можно сделать одноконтурную ядерно-энергетическую установку, где гелий, нагретый в ядерном реакторе, будет набирать энергию в газовой турбине.

Главным недостатком гелия является высокое давление, при котором он становится хорошим теплоносителем. Разгерметизация контура может привести к полной потере теплоносителя. При разгерметизации охлаждаемого гелием реактора воздух начнет поступать через отверстие внутрь активной зоны, а кислород воздуха — окислять ее разогретые элементы.

Для гелий-графитового реактора на тепловых нейтронах оптимизированной единичной мощности полная потеря гелия не катастрофична, т.к. такие реакторы имеют низкие удельные выделения энергии. Для больших масс графита характерна сублимация при высокой температуре, высокая термостойкость, теплоемкость, теплопроводность. При разогреве графита происходит и самогашение нейтронных цепных реакций. Все это дает возможность такому аппарату не разрушиться при полной потере гелия. Разогревшись до равновесной температуры, цепные ядерные реакции погаснут, и в реакторе будет только остаточное тепловыделение, при котором сброс тепла в окружающую среду стабилизируется.

Гелий-графитовый реактор на тепловых нейтронах отвечает требованиям предельной безопасности. Но для реакторов на быстрых нейтронах применение гелия недопустимо, хотя в таком реакторе с гелиевым теплоносителем можно достичь максимального коэффициента воспроизводства. В реакторах на быстрых нейтронах при потере гелия только за счет остаточного выделения энергии расплавится даже заглушенная зона. В активной зоне быстрого реактора нет массы, которая могла бы за счет своей теплоемкости взять на себя выделенную энергию. Активные зоны быстрых реакторов — высоконапряженные зоны, и в них высокообогащенное топливо имеет высокую температуру при рабочих режимах. Расплавление активной зоны такого реактора приведет к катастрофическому выбросу радиоактивности, а расплавление высокообогащенного топлива — к образованию неконтролируемой критической массы со всеми тяжелыми последствиями. Бессмысленно создавать реактор-бридер на быстрых нейтронах с газовыми теплоносителями.

Литий обладает удовлетворительными ядерно-физическими и рекордными теплофизическими свойствами, приведенными в табл. 3.

Использование лития было связано с наработкой из него трития в нейтронных полях. Удержать тритий в объемах при высоких температурах металлических стенок практически невозможно, поэтому для стационарной энергетики литий неприемлем.

Таблица 3. Теплофизические свойства лития

Температура плавления, $^{\circ}\text{C}$	180,50
Температура кипения, $^{\circ}\text{C}$	1347
Теплота испарения, Дж/кг	$19,6 \cdot 10^6$
Теплопроводность при 1000 $^{\circ}\text{C}$, Вт/М· $^{\circ}\text{C}$	53,6

В бланкетах гибридных термоядерных реакторов можно будет рационально использовать литий в качестве прекрасного теплоносителя и наработчика трития для термоядерных реакций.

Литий — самый легкий металл с плотностью $\rho = 0,44$ кг/л при температуре 1000 $^{\circ}\text{C}$, поэтому для космических аппаратов большой мощности литий — лучший теплоноситель; потери трития через горячие стенки в космосе, очевидно, допустимы.

Жидкометаллические теплоносители дают возможность иметь теплоноситель при низком давлении, т.е. давлении, развиваемом циркуляционными насосами для прокачки теплоносителя. Уже освоены температуры жидкометаллических теплоносителей 500—600 $^{\circ}\text{C}$. Используя литиевый теплоноситель, можно иметь рабочую температуру около ~ 1000 $^{\circ}\text{C}$. При этом должен быть решен главный вопрос — создание конструкционных материалов, работающих при этих температурах в литии.

Жидкометаллические теплоносители дают возможность построить ЯЭУ с термоэлектрическим или термоэмиссионным преобразованием. Можно сделать паровую турбину, работающую на парах калия (температура кипения 760 $^{\circ}\text{C}$) или цезия (670 $^{\circ}\text{C}$).

В транспортных установках жидкие металлы дают возможность иметь рекордные весовые и габаритные характеристики при практически любой единичной мощности.

В большой ядерной энергетике должно быть разумное сочетание реакторов на быстрых и тепловых нейтронах. В большой ядерной энергетике монополия водоохлаждаемых реакторов на тепловых нейтронах, работающих в разомкнутом топливном цикле, в принципе исключается. Не нужно цепляться за водоохлаждаемые реакторы на тепловых нейтронах. Они свой полезный вклад в атомную энергетику сделали и должны еще какое-то время просуществовать, спокойно уступив место предельно безопасной ядерной энергетике.

Жидкие металлы в качестве теплоносителей дают возможность иметь высокий коэффициент полезного действия для стационарной энергетики. Современные водоохлаждаемые ядерные реакторы имеют КПД около 33 %, а реакторы с натриевым охлаждением имеют КПД ~ 40 %. Это значит, что для производства одного и того же количества энергии надо будет меньше сжигать ядерного горючего и меньше нарабатывать радиоактивных продуктов деления, а в большой ядерной энергетике, ориентированной на атомную, будет меньше тепловое засорение окружающей среды.

Натрий. Натриевый теплоноситель — наиболее изученный жидкометаллический теплоноситель — может обеспечить съем тепла при высоком объеме энерговыделения и тем самым, если понадобится, обеспечить высокий коэффициент воспроизводства плутония. Впервые жидкий натрий как теплоноситель для реакторов-бридеров на быстрых нейтронах был использован в Советском Союзе при пуске в 1959 г. исследовательского ядерного реактора БР-5.

Существующий мировой опыт создания и эксплуатации реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем получен на таких установках, как реакторы EBR-2 (США), BOR-60, БН-350 и БН-600 (СССР), ПФР (Англия), “Феникс” и “Суперфеникс” (Франция). Реактор БН-350 был спроектирован в петлевом варианте, т.е. по образцу и подобию водоохлаждаемых аппаратов, где теплоноситель находится под высоким давлением и поэтому большие объемы теплоносителя в первом контуре исключаются, но не используются специфические свойства жидкометаллического теплоносителя — высокие температуры при низком давлении. Реактор БН-600 был спроектирован в баковом варианте, когда в большом объеме натрия размещалась активная зона, насосы и теплообменники металл-металл, что позволило полностью использовать свойства жидких металлов.

Природный натрий (табл. 4) состоит из одного стабильного изотопа $^{23}_{11}\text{Na}$, который в нейтронных полях образует два радиоактивных изотопа — $^{22}_{11}\text{Na}$ с периодом полураспада 2,6 года и $^{24}_{11}\text{Na}$ — 15 час.

Таблица 4. Теплофизические свойства натрия

Температура плавления, °C	97,8
Температура кипения, °C	886
Теплота испарения, Дж/кг	$3,9 \cdot 10^6$
Теплопроводность при 700 °C, Вт/М·°C	58,9
Плотность при 700 °C, кг/л	0,75

Натрий чрезвычайно химически активен, бурно реагирует с водой и пожароопасен.

Оксидная пленка на поверхности нержавеющей стали определяет стойкость стали в агрессивных средах. Натрий более активен, чем компоненты нержавеющей стали. Нержавеющая сталь в жидком натрии теряет оксидную пленку. Стойкость стали определяется растворимостью компонентов нержавеющей стали в натрии при рабочих температурах.

В потоке жидкого натрия присутствует “грязь”, состоящая из натрия, его окислов и гидридов, продуктов коррозии, продуктов деления и актиноидов из дефектных тепловыделяющих элементов. Ядерный реактор имеет зоны высоких и низких температур, высоких и малых скоростей, застойные зоны. С

изменением мощности реактора меняется температурный и гидродинамический режим. Охлаждающий контур имеет "холодную ловушку" для очистки натриевого теплоносителя и индикатор "грязи" периодического действия. Нет уверенности, что вся "грязь" сосредотачивается только в "холодной ловушке", возможно, она находится и в других местах натриевого контура или в движении и может при неблагоприятных условиях ухудшить прохождение теплоносителя в активной зоне. В системах с параллельными каналами закупорка отдельных каналов не может быть обнаружена. После загрязнения контура даже длительная очистка натрия с помощью "холодной ловушки" не гарантирует полного удаления "грязи" из активной зоны. Изучение поведения "грязи" в потоке натрия тем более важно, что на специальном аппарате был зафиксирован срыв накопившейся неконтролируемой "грязи" с забиванием части проходного сечения активной зоны.

Возможно интенсивное образование окислов натрия при неконтролируемом — аварийном — попадании в контур кислорода воздуха, что, например, имело место на реакторе "Суперфеникс". Отсутствие индикатора кислорода непрерывного действия и большие массы жидкого натрия привели к значительному попаданию воздуха в первый контур реактора до того, как это было обнаружено индикатором периодического действия. Создать индикатор кислорода в натрии — задача не простая, и соответствующего мирового опыта нет. Такой индикатор должен быть создан для безопасной работы натриевых контуров.

Очень опасно попадание машинного масла в натрий, и такая авария была на английском реакторе ПФР. Масло, попав в жидкий натрий, образует кокс и газообразные углеводороды, кокс может забить проходные сечения активной зоны, отложиться на трубках твэлов, создавая дополнительное термическое сопротивление. Прохождение же достаточно большого количества углеводородного газа через активную зону может вызвать положительный пустотный эффект в реакторе. Поэтому оборудование, работающее в контакте с натрием, не должно в принципе иметь масляных систем.

Опасным для реакторов на быстрых нейтронах с жидкометаллическим охлаждением является образование по тем или иным причинам пустот (объемов без натрия) в активной зоне. Появление пустоты влияет на реактивность активной зоны, при этом может возникнуть положительный пустотный эффект реактивности — локальный всплеск выделения энергии, при том, что охлаждение тепловыделяющих элементов в зоне пузыря резко ухудшится. В результате температура тепловыделяющих элементов может достичь уровня разрушения.

Рабочая температура натрия на выходе из кассет активной зоны — около 550 °С, а запас температуры до начала кипения натрия невелик и составляет 300—350 °С. При аварийном уменьшении расхода натрия в кассете начинается вскипание и паровой пузырь так влияет на расход натрия, что он еще

уменьшается, а это вызовет увеличение пузыря и изменение реактивности активной зоны.

Если в результате аварийного расплавления (разрушения) твэлов случится обрушение топлива, то может произойти следующее.

1. Паровой взрыв натрия, причем взрыв даже небольшой интенсивности на реакторе с баковой компоновкой, не рассчитанной на высокое давление, может иметь тяжелейшие последствия.

2. Обрушение значительного количества высокообогащенного топлива может привести к образованию неконтролируемой критической массы ядерного горючего. Чтобы своевременно обнаружить рост температуры натрия, а значит, и возможность образования пустоты в кассетах, необходимо над каждой из них иметь температурные датчики (не менее двух), работающие на разных физических принципах. Датчики температур предупредят о росте температуры натрия, выходящего из кассеты, и оповестят о возможности возникновения парового пузыря до оповещения реактиметром.

Ядерно-физическая оптимизация реактора может в принципе снять вопрос о возможности возникновения положительного пустотного коэффициента реактивности. Возможно также сделать аппарат слабочувствительным к пустотам.

Взаимодействие натрия с водой. Натрий бурно взаимодействует с водой, выделяя свободный водород. Должны быть приняты меры, чтобы водород не вошел в контакт с кислородом воздуха. Продукты взаимодействия натрия с водой вызывают коррозию сталей, находящихся в зоне взаимодействия. На начальной стадии энергетического пуска реактора БН-350 из-за некачественных трубок парогенераторов были большие течи воды в натрий второго контура (нерадиоактивного). Персонал, принимавший участие в пуске АЭС, с честью справился с течами, были отремонтированы парогенераторы и реактор выведен на проектную мощность.

В принципе попадание воды в активную зону реактора на быстрых нейтронах недопустимо, а попадание водяного пара или продуктов взаимодействия натрия с водой вызовет забивание проходных сечений активной зоны, а возможно, и ядерную вспышку. Для реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем обязательным является промежуточный контур, отделяющий активную зону от воды.

У ядерных реакторов с натриевым теплоносителем стоимость установленной мощности, в основном из-за трехконтурной схемы, выше, чем у водоохлаждаемых двухконтурных ядерно-энергетических установок. В трехконтурной схеме даже самая тяжелая авария с парогенераторами не приведет к ядерной аварии. Более высокая стоимость трехконтурной схемы есть плата за безопасность. Всякие изобретения по замене трехконтурной схемы для реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем на двухконтурную недо-

пустимы. Авария на парогенераторе водоохлаждаемого реактора, которая может привести к обезвоживанию активной зоны, не менее безобидная, чем авария на реакторе с натриевым охлаждением. Однако кардинальных мер по защите активной зоны от обезвоживания при аварии парогенератора для аппаратов типа ВВЭР до сих пор нигде в мире не создано. Платой за меньшую цену установленной мощности ВВЭР по сравнению с БН является повышение риска аварий для реакторов ВВЭР.

Идеи, заложенные в ЯЭУ с водяным охлаждением для подводных лодок, послужили основой при создании реакторов для атомных станций. ЯЭУ подводных лодок должны были удовлетворять жестким весовым и габаритным требованиям. Трехконтурная схема вызвала появление теплообменников вода-вода. Как следствие, понижалась и так невысокая температура воды, отдающей тепло в парогенераторах. Появились дополнительные циркуляционные насосы. Весовые и габаритные характеристики парогенераторов ухудшались. Прямой перенос двухконтурной схемы на стационарные установки создал определенный аварийный риск при работе АЭС. Реакторы на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением не имели военного прототипа, они изначально сооружались в трехконтурном варианте для стационарной ядерной энергетики.

Натриевые пожары. Когда натрий горит, выделяется $1,9 \cdot 10^7$ Дж/кг энергии; для сравнения, если горит бензин, то выделяется $4,39 \cdot 10^7$ Дж/кг. В боксах, где начинает гореть натрий, повышается температура. Как следствие, там повышается давление, что может привести к разрушению боксов. При горении натрия образуется едкий дым. Самым опасным является пожар радиоактивного натрия, в котором, помимо радиоактивных изотопов натрия, всегда присутствуют элементы с наведенной радиоактивностью, продукты деления и актиноиды из негерметичных тепловыделяющих элементов. Если натрий выливается в пространство, где есть даже небольшое количество воды, то возникают микровзрывы с разбрасыванием горящего натрия. Взрывается водород, образовавшийся от взаимодействия натрия с водой.

В декабре 1995 г. на ядерном реакторе "Манжу" — первом реакторе на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением в Японии — появилась течь натрия во втором (нерадиоактивном) контуре, и вытекший в бокс натрий объемом 2-3 м³ загорелся. В Советском Союзе, Франции, Англии, США были натриевые пожары на лабораторных стендах и ядерных реакторах, но сгорания такого количества натрия, как в Японии, не было.

Натриевые пожары тушить опасно и неэффективно. Пожары сопровождаются выделением на единицу массы такого же количества тепла, как и при сгорании каменного угля, взрывами, разбрасывающими горящий натрий, появлением едкого натрия, обжигающего легкие, слизистую и кожу людей, попавших в зону пожара. Для локализации и предотвращения сгорания больших масс натрия надо иметь возможность слить натрий из аварийного контура в

специальные герметичные емкости и тем самым прекратить истечение натрия из контура в зону пожара.

Ядерный реактор "Манжу" выполнен по петлевой схеме, аналогичной схеме водоохлаждаемых реакторов под давлением. Масса натрия в первом контуре невелика, и она одна не может обеспечить съема тепла, накопленного ядерным топливом при работе на мощности, и тепла, выделяемого в топливе ядерными процессами, идущими после прекращения цепной ядерной реакции. В петлевом реакторе выделяемое в активной зоне тепло теплоносителем первого контура передается в теплообменниках металл-металл теплоносителю второго контура, обеспечивается рассеивание тепла у остановленного петлевого реактора.

Баковая компоновка дает возможность иметь большие массы натрия при высоких температурах и низких давлениях, поэтому если даже произойдет осушение второго контура, то даже после работы на 100% мощности в активной зоне не произойдет аварийного перегрева. Это полностью подтвердили уникальные опыты в США на реакторе EBR-2. Реакторы-бридеры на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением — установки более высокого научно-технического уровня по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах, охлаждаемых легкой водой.

Пожаров натрия можно полностью избежать, если во всех помещениях, в которых находится оборудование с жидким натрием, иметь вместо воздуха азот. Разумеется, это дорого, но зато полностью исключаются натриевые пожары.

В мире имеется большой положительный опыт эксплуатации реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем. Реактор-бридер на быстрых нейтронах — это будущее большой энергетики. На сегодняшний день нет нигде реально работающих реакторов на быстрых нейтронах с ненатриевым теплоносителем. Создание энергетических реакторов-бридеров на быстрых нейтронах с ненатриевым теплоносителем потребует целевой государственной программы, больших материальных затрат и работы больших высокопрофессиональных коллективов в течение 10—15 лет. С другой стороны, не имея веских данных о том, что с натриевым теплоносителем можно создать предельно безопасную ядерную энергетическую установку, а также учитывая, что Англия, США и Германия практически прекратили работы с реакторами на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем, что программы Франции в этом направлении также сильно сокращены, а работы по сооружению на паритетных началах европейского реактора остановлены, надо внимательно, непредвзято, с учетом мнения ученых Франции, Англии, США рассмотреть и решить, можно ли и нужно ли в России сооружать реакторы на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем, работающие в замкнутом топливном цикле. При этом надо иметь в виду, что Россия — единственная в мире страна, обладающая уникальными исследованиями и реально

работавшими ядерно-энергетическими установками со свинцово-висмутовым теплоносителем, значительно более стойким ко всяким аварийным ситуациям.

Свинцово-висмутовая эвтектика. В Советском Союзе, как и в США, при создании ядерных энергетических установок для подводных лодок пошли по двум направлениям: водоохлаждаемые реакторы на тепловых нейтронах и реакторы на промежуточных нейтронах с металлическим охлаждением.

Американская атомная подводная лодка имела натриевый теплоноситель, что было ошибкой. Небольшие течи в воздух жидкого натрия создают сильное задымление, а в атомной подводной лодке, где в малых объемах живут и работают люди, такое задымление весьма опасно.

В результате очень внимательного, критического рассмотрения жидкометаллических теплоносителей (натрий, эвтектика натрий-калий, литий, ртуть, свинец, эвтектика свинец-висмут) А. И. Лейпунский, научный руководитель ядерных реакторов с жидкометаллическим охлаждением, остановился на эвтектике свинец-висмут. К этому времени в Советском Союзе уже работали лабораторные стенды с перечисленными теплоносителями. Эвтектика свинец-висмут содержит 43,5 % Pb и 56,5 % Bi и ее тепловые параметры приведены в табл. 5.

При рабочих температурах 500—600 °С она не горит на воздухе и слабо взаимодействует с водой. Освоена физхимия и технология работы со сплавом при температурах до 600 °С, подобраны подходящие конструкционные материалы. Даже при самых тяжелых авариях вскипание эвтектики маловероятно. На свинцово-висмутовой эвтектике можно строить реактор с любым спектром нейтронов, т.к. она слабо взаимодействует с нейтронами, поэтому в большой ядерной энергетике сплав свинец-висмут может быть в принципе универсальным теплоносителем.

В институтах и конструкторских бюро Советского Союза были выполнены уникальные расчетно-теоретические, экспериментальные и опытно-конструкторские работы, накоплен многолетний опыт эксплуатации лабораторных стендов, пилотных установок и реальных ядерно-энергетических установок. Масштабное сооружение водоохлаждаемых реакторов во всем мире, отсутствие на начальной стадии главного критерия — ядерной и радиационной безопасности, необычность теплоносителя, ошибочная небоязнь воды как теплоносителя ЯЭУ, и ссылки на то, что в США, стране, создавшей первое ядерное оружие и первые ядерные реакторы, создают только водоохлаждаемые реакторы, технологические недоработки на начальной стадии по поддержанию сплава на уровне заданной чистоты — все это затрудняло широкое использование эвтектики.

Конструкционные материалы в сплаве свинец-висмут в интервале рабочих температур 300÷600 °С лишаются оксидной защитной пленки, а растворимость компонентов конструкционных материалов в сплаве значительно выше, чем в жидком натрии при тех же температурах. Нужно было со-

здать стабильное подкисление сплава, чтобы все время поддерживать наличие пленки на стали, "залечивая" обнажившиеся участки. Продукты коррозии и шлам необходимо удалять из потока для того, чтобы они не забивали проходные сечения каналов охлаждения. Избыток кислорода может образовать столь большое количество окислов, с которым не справятся "ловушки", и они накопятся в неконтролируемых местах, а при изменении теплового и гидравлического режимов забьют активную зону и приведут к тяжелой аварийной ситуации. Все испытанные конструкционные материалы могли лучше или хуже работать безопасно в узком интервале стабильного содержания кислорода. Удалось добиться того, что стали работали в сплаве многие тысячи часов. С этой весьма сложной задачей ученые России успешно справились.

Таблица 5. Теплофизические свойства эвтектики свинец-висмут

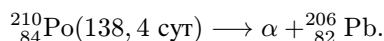
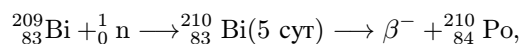
Температура плавления, °С	125
Температура кипения, °С	1670
Теплопроводность при 500 °С, Вт/М·°С	13,9
Плотность при 500 °С, кг/л	10

Проводились работы по созданию на стальных поверхностях защитных покрытий, стойких в сплаве свинец-висмут. Легководный теплоноситель не требовал такой сложной технологии и сложной аппаратуры для поддержания режимов. Все это послужило сильным препятствием для широкого внедрения в ядерную энергетику свинцово-висмутового теплоносителя.

Для жидкометаллических теплоносителей нужно было создать полностью герметичные циркуляционные контуры. Успешному решению этой в определенной степени непростой задачи способствовали специфические теплофизические параметры жидких металлов: низкое давление и высокая по сравнению с водяным теплоносителем температура. Температура плавления всех реальных жидкометаллических теплоносителей выше 100 °С, поэтому все участки циркуляционного контура должны обогреваться, и их температура должна не менее чем на 100 °С превышать температуру плавления теплоносителя. С этими задачами конструкторы успешно справились.

Применение свинцово-висмутового теплоносителя сопряжено с реальными трудностями.

1) Висмут, находящийся в нейтронных полях, образует полоний, опасный для жизни радиоактивный элемент, в результате реакции:



Здесь в круглых скобках указаны периоды полураспада соответствующего изотопа.

Наиболее опасно попадание полония в легкие и пищевой тракт. Однако α -активность полония дает возможность легко защищаться от его воздействия.

Температура плавления полония всего 254°C , а упругость паров полония, находящегося в сплаве свинец-висмут, значительно ниже, чем у чистого полония. Сравнительно высокая температура 125°C плавления эвтектики свинец-висмут создает условия для застывания пролитого сплава, в котором находится полоний. Накопленный опыт показывает, что покрытие не очень толстым слоем лака застывшей лужи из сплава защищает воздух от попадания в него полония. Резиновые перчатки защищают кожу рук от воздействия полония. Если потребуется очищать сплав свинец-висмут от полония, то это можно сделать без больших усилий, т.к. имеются технологии, позволяющие очищать сплав свинец-висмут от полония и концентрировать его в заданных объемах.

2) Высокая коррозионная активность сплава свинец-висмут. На современном этапе этот серьезный недостаток хорошо изучен, разработаны методы его нейтрализации, и есть научные идеи повышения стойкости конструкционных материалов в сплаве свинец-висмут при более высоких температурах. Для этого необходимо продолжить поиск технологичных стойких покрытий, а также других материалов, стойких в сплаве свинец-висмут при уже освоенных и более высоких температурах.

3) Дороговизна висмута из-за малого содержания его в земной коре. Можно ожидать, что, если появится большой спрос на висмут, геологи найдут промышленные месторождения.

Жидкометаллический теплоноситель в процессе эксплуатации не теряется. Одна из особенностей всех жидкометаллических теплоносителей — это возможность использовать их многократно, перегружая после очистки из установки, закончившей свое существование, во вновь создаваемую. Имея опыт сооружения АЭС, трудно себе представить, что будет задан такой темп ввода АЭС, что добыча висмута будет сдерживать развитие атомной энергетики.

Свинец. Теплофизические параметры свинца приведены в табл. 6.

Для того чтобы испарить один литр свинца или сплава свинец-висмут, нужно втрое больше энергии, чем на один литр натрия, что очень важно при тяжелых авариях.

Свинец в качестве теплоносителя для ядерно-энергетических установок подводных лодок рассматривался еще в 50-х годах, однако из-за более высокой, чем у эвтектики свинец-висмут, температуры плавления он был исключен из дальнейших проработок. Для реакторов на быстрых нейтронах — прото-

типов большой энергетики — свинец не рассматривался, т.к. он уступает натрию по теплофизическим параметрам. Интерес к свинцовому теплоносителю как гаранту безопасности в ядерной энергетике возник в 80-х годах после аварии в Чернобыле.

Таблица 6. Теплофизические свойства свинца

Температура плавления, °С	327,4
Температура кипения, °С	1725
Теплопроводность при 500 °С, Вт/М·°С	33,5
Плотность при 500 °С, кг/л	11,3
Теплота парообразования, Дж/л	$0,859 \cdot 10^6$

При освоении свинца как теплоносителя многое можно позаимствовать в физ-химии и технологии, уже разработанных для сплава свинец-висмут и натрий. Опыта работы со свинцом как теплоносителем пока нет, а каждый теплоноситель имеет свои особенности, и надо научиться управлять свинцовым теплоносителем не хуже, чем мы можем сегодня это делать со свинцово-висмутовым.

Работы в области физической химии и технологии жидких металлов как теплоносителей в ЯЭУ и паров металлов как рабочих тел выполнялись крупными высокопрофессиональными коллективами в течение многих лет. В разной степени в настоящее время изучены: натрий, эвтектика натрий-калий, литий, цезий, калий, эвтектика свинец-висмут, ртуть. Выполненные комплексные исследования — это крупный успех отечественной науки. По многим металлам научные исследования доведены до реальных конструкций. Действующие ЯЭУ в России, в которых применяются жидкие металлы, созданы с прямым использованием этих исследований. В мировой прессе на эту тему было мало публикаций и они лаконичны. Создавать науку и технологию жидкометаллических теплоносителей нужно было самим. Конечно, не все исследования завершены, и много еще надо сделать. Эти исследования должны стать одним из главных слагаемых максимально безопасной ядерной энергетики. У России на сегодняшний день есть преимущество в глубине и полноте исследований одного из основных слагаемых безопасной ядерной энергетики — жидкометаллических теплоносителей.

12. ОРУЖЕЙНЫЙ ПЛУТОНИЙ

В России и США накоплен огромный арсенал ядерного оружия. Разоружение, которое невозможно без демонтажа ядерного оружия, ставит вопросы о том, что делать с изымаемым из ядерных бомб кондиционным плутонием, можно ли его как-то использовать в атомной электроэнергетике или нужно

его хранить под наблюдением в специально созданных хранилищах, нужно ли его уничтожать, используя ускорительную технику, или навсегда помещать его в глубь Земли. Возможные ответы на подобные вопросы можно разделить на две части:

- 1) использовать плутоний с максимальной продуктивностью в мирных целях и, прежде всего, в большой ядерной энергетике, а до той поры хранить;
- 2) уничтожать немедленно и любыми способами.

Плутониевая проблема сильно политизирована. Очень часто вокруг нее ведутся совершенно не профессиональные дискуссии, как правило, направленные на то, чтобы Россия в одностороннем порядке уничтожила как можно больше плутония и сделала бы это немедленно. Плутоний — чуждый современной природе элемент. Самый долгоживущий изотоп плутония — плутоний-244 с периодом полураспада $8,08 \cdot 10^7$ лет. Значения периодов полураспада всех изотопов плутония много меньше возраста Земли, поэтому к нашему времени все они распались. Следы плутония обнаружены в урановых рудах как следствие воздействия нейтронов спонтанного деления урана. В 1940 г. Г. Сиборг получил первые микрограммы плутония-239 из облученного нейтронами урана-238.

Массовая наработка плутония-239 во всех странах, владеющих ядерным оружием, производилась в ядерных реакторах канального типа с топливом, представляющим собой металлический природный уран, зачехленный в трубки из алюминиевого сплава, теплоносителем — легкой водой при температуре до 100°C , замедлителем в виде графитовых блоков высокой чистоты. Затем радиохимическим путем из выгруженных высокорadioактивных блоков урана выделялся плутоний-239.

Надо помнить, что на производство больших количеств плутония-239 наша страна затратила огромные материальные средства, используя высочайший научный потенциал. Уничтожить плутоний, не получив от него пользу, ни в коем случае не допустимо, а продавать кому бы то ни было плутоний — исходный материал ядерного оружия — преступление.

Рассмотрим, как можно использовать кондиционный плутоний.

Если бы развитые страны, владеющие ядерным оружием, пошли на интенсивное создание ядерной электроэнергетики, то плутоний можно весьма эффективно использовать как стартовое ядерное горючее.

Плутоний можно использовать в современной ядерной энергетике, обогащая природный уран, и такое уран-плутониевое топливо необходимо использовать в реакторах с глубоким выгоранием. Реакторы должны быть с невысоким объемным выделением энергии, длительной кампанией, оптимизированной единичной мощностью и отвечать требованиям максимальной безопасности. Выгружаемый из таких реакторов плутоний окажется высокофоновым, плохо приспособленным для массового производства ядерного оружия.

В настоящее время нет другого выхода, как хранить плутоний в специ-

ально созданных хранилищах до того момента, когда он понадобится для большой энергетики.

Человечество не может одновременно и навсегда избавиться от плутония. Оно научилось его нарабатывать в ядерных реакторах из урана-238 и затем очищать радиохимически от вредных примесей. Человечество уже создало реакторы-бридеры на быстрых нейтронах, где в экранах можно нарабатывать плутоний-239 из урана-238 более интенсивно, чем в специально созданных конвертерах.

Когда атомных станций станет больше, чем электростанций на углеводородном топливе, а это неизбежно произойдет во всех развитых странах уже к середине двадцать первого века, возникнет большая атомная энергетика, для которой потребуется большое количество ядерного горючего. Природного урана-235 окажется недостаточно, и надо будет переходить на уран-плутониевое топливо, возвращать в ядерные реакторы все актиноиды, освобожденные от продуктов деления. Уран-урановое топливо останется в реакторах на тепловых нейтронах, как правило, специального назначения. Переход на уран-плутониевое топливо связан с созданием замкнутого топливного цикла с радиохимической переработкой выгружаемого из реакторов топлива.

Современная радиохимия возникла из необходимости выделения плутония-239 из выгружаемых блочков урана-238 конвертеров-наработчиков. Главная задача состояла в том, чтобы как можно лучше очистить плутоний от продуктов деления, и с этой задачей советские радиохимики блестяще справились. Оптимальны ли имеющиеся методы отделения актиноидов от продуктов деления для большой атомной энергетики, где будет функционировать много реакторов-бридеров на быстрых нейтронах, реакторов с высокой глубиной выгорания, и нужно ли разрабатывать новые радиохимические методы или можно обойтись модернизацией существующих?

Задачи, стоящие перед радиохимией большой ядерной энергетики, несколько другие, чем перед традиционной.

1. Надо глубоко очищать продукты деления от актиноидов, а не актиноиды от продуктов деления с тем, чтобы упростить обращение и длительное хранение или захоронение продуктов деления. Наличие небольшого количества продуктов деления в изготавливаемом уран-плутониевом топливе для энергетических реакторов не критично, т.е. возникла задача, обратная той, что была при создании ядерного оружия.

2. Потери радиоактивных продуктов из радиохимических циклов должны быть минимизированы или вообще отсутствовать. Ведь удалось же сделать реакторы на быстрых нейтронах без потери натрия в окружающую среду, а большие массы перерабатываемого топлива могут сильно обострить проблему потерь радиоактивных продуктов и тем самым создать серьезные помехи в становлении атомной энергетики. Большая атомная энергетика должна отвечать высоким требованиям по ядерной и радиационной безопасности не

только к ядерным реакторам, но и к радиохимическим заводам, которые несут в себе повышенную радиационную опасность, а так же, при преступных нарушениях, и ядерную опасность.

Следует четко различать радиационное загрязнение земли и водоемов России, вызванное оправданной спешкой, отсутствием опыта, несовершенством технологии при создании ядерного оружия Советского Союза, и несовершенством технологий большой ядерной энергетики, которая может дать ничем не оправданное радиационное загрязнение. Можно и нужно создать безопасную и малоотходную радиохимию, без чего не может быть большой ядерной энергетики.

Переход на ядерное топливо, обогащенное высокофоновым плутонием, невозможен без создания робототехники, способной работать в радиоактивных полях. Такая техника будет нужна для изготовления ядерного топлива, тепловыделяющих элементов и тепловыделяющих сборок. Эксплуатация большого количества ядерных реакторов, радиохимических заводов и заводов, работающих с высокофоновым топливом, остро ставит вопрос о ядерной и радиационной безопасности. Вывод из эксплуатации оборудования, отслужившего свой срок или вышедшего из строя в результате аварии, приведет к появлению больших масс с наведенной или плохо отмытой радиоактивностью, поэтому будут нужны безопасные методы обращения с этими изделиями, надежная изоляция их от окружающей природной среды.

13. РАДИОАКТИВНЫЕ ОТХОДЫ

В настоящее время имеется большое количество идей по обращению с радиоактивными продуктами. Некоторые из них уже используются, другие находятся в стадии научной разработки, третьи — в виде чистых идей.

Первый и главный вопрос в том, где должны размещаться радиоактивные продукты — на земле или под землей. Если на земле, то с возможностью наблюдения за ними, а при необходимости — эвакуации. Такие хранилища должны тщательно охраняться в течение многих лет. Если под землей, то навечно, без возможности их извлечения. Есть ли гарантии, что человеческие и природные катаклизмы не смогут разгерметизировать такие подземные хранилища, и что может произойти в этом случае с учетом того, что радиоактивность нельзя уничтожить никакими химическими методами? Можно ли иметь химические соединения, растворимые в воде или нерастворимые, более или менее стойкие к радиационному излучению радиоактивных отходов?

Второй вопрос, в каком виде — растворов или твердых образований — производить захоронение отходов. Некоторые страны радиоактивные отходы, отвержденные цементом, стеклом или органикой в баках из нержавеющей

стали, сбрасывают в океан. В Советском Союзе практиковалась закачка жидких радиоактивных отходов, состоящих из продуктов деления и актиноидов, в линзы с пресной водой. По мнению геологов такие линзы не подвержены разгерметизации. Напомним, что периоды полураспада актиноидов исчисляются тысячелетиями, а сами они не только радиоактивны, но и ядовиты для всего живого.

В свое время рекомендовалось хранить бочки с радиоактивными отходами в шахтах, из которых была извлечена поваренная соль, при этом забыли о повышенной хлорной коррозии в объемах, где имеется соль.

Разбавление радиоактивных изотопов в больших массах воды до достижения безопасных концентраций недопустимо, т.к. в природе есть процессы и организмы, способные снова сконцентрировать разбавленное.

Возникает очень важный вопрос об уничтожении (трансмутации) радиоактивных отходов с использованием нейтронных реакций. Так, например, сейчас становится ясным, что все актиноиды, включая нептуний, америций, кюрий, можно сжечь в ядерных реакторах. Возможно, для этого будет выгодно использовать термоядерные нейтроны. Главная задача — не терять актиноиды в замкнутом топливном цикле. Имеются отрицательные ответы на вопрос о возможности трансмутации стронция, цезия и углерода-14.

Последние исследования отечественных физиков-ускорительщиков и физиков-ядерщиков делают возможным полное уничтожение америция, кюрия и нептуния, а также продуктов деления, обладающих малыми сечениями, при энергиях нейтронов, свойственных реакторам деления и синтеза.

Очень важной для большой ядерной энергетики с использованием в будущем термоядерных установок представляется проблема трития. При эксплуатации АЭС и работе радиохимических заводов происходит выход трития в окружающую среду. Тритий также образуется при делении актиноидов, т.к. на каждые десять тысяч актов деления происходит одно деление тройное с появлением трития. Так, например, на АЭС мощностью 1 ГВт (э) за год работы сжигается около 1000 кг актиноидов и образуется около 1,25 г трития, что, в общем, немного. В натриевом теплоносителе тритий образуется из лития, примеси которого всегда имеются в исходном натрии. С течением времени этот литий полностью выгорает. Тритий образуется из бора, который широко используют как поглотитель в виде металлических стержней регулирования на всех ядерных аппаратах или жидкого раствора в водоохлаждаемых реакторах (борированная вода). В воде тритий образует сверхтяжелую воду и попадает в окружающую среду при потерях воды первого контура. В реакторах с жидкометаллическим теплоносителем тритий в виде газа может диффундировать в окружающую среду через горячие стенки. В термоядерных установках тритий является ядерным горючим, иными словами, тритий — это топливо термоядерного синтеза. Открытыми остаются вопросы потерь трития при его получении, хранении, изготовлении мишеней или подаче в термо-

ядерную установку, в термоядерных реакциях и, прежде всего, в результате диффузии через первую стенку. Поэтому при получении лицензии на сооружение энергетической термоядерной установки надо будет доказать, что тритиевая проблема решена.

В настоящее время в вентиляционные трубы АЭС сбрасываются пары радиоактивной воды, содержащей тритий и криптон из негерметичных твэлов. Пока их мало, и они не оказывают влияния на атмосферу. Очевидно, когда их станет много, они окажут серьезное ионизирующее воздействие на атмосферу, их потребуется улавливать.

Все перечисленные вопросы по радиационной опасности имеют положительное решение, и нет принципиальных трудностей, исключающих возможность иметь ядерную энергетику без радиационного воздействия на окружающую среду, более того, имеются научные основы для создания предельно безопасной ядерной энергетики, не угрожающей людям ядерными или радиационными катастрофами.

14. МАКСИМАЛЬНО БЕЗОПАСНЫЕ ЯЭУ

По-видимому, в своем развитии ядерная энергетика будет использовать в ЯЭУ реакторы различных типов. Рассмотрим те из них, которые наиболее полно отвечают требованиям максимальной безопасности и потому могут стать основой большой ядерной энергетики.

Гелий-графитовые реакторы с керновым ядерным топливом, оптимизированной единичной мощностью и умеренным объемным выделением энергии представляются довольно перспективными аппаратами, т.к. такой реактор является самогасящимся.

При полной потере гелия большая масса и уникальные свойства находящегося в активной зоне графита (температура сублимации 4000°C , теплопроводность, как у металлов, и высокая теплоемкость при высоких температурах) делают возможным аккумулирование большого количества энергии без разрушения конструкции. Цепная ядерная реакция при повышенных температурах гложет, а остаточное тепловыделение сбрасывается через наружную поверхность в окружающую среду, и система приходит в равновесие.

Керновое топливо и графитовая матрица должны удерживать основную массу продуктов деления, актиноидов. Гелий не активизируется, однако в нем будет некоторое количество газообразных продуктов деления и пыль с наведенной радиоактивностью, что при потере гелия в окружающую среду не приведет к сильному радиационному загрязнению. Однако должны быть приняты защитные конструктивные меры для того, чтобы кислород воздуха не вошел в контакт с разогретым графитом через аварийное отверстие, по которому гелиевый теплоноситель покинул активную зону.

Реактор со свинцово-висмутовым теплоносителем оптимизированной единичной мощности, умеренным объемным выделением энергии, температурой сплава на выходе из активной зоны до 600 °С и баковой компоновкой (причем бак имеет двойные стенки с зазором) представляется аппаратом, работающим с любым спектром нейтронов и коэффициентом воспроизводства как больше, так и меньше единицы.

Такой реактор устойчив к авариям, т.к. аварийное вытекание сплава в зазор между стенками бака не приводит к оголению активной зоны, а авария парогенератора не ведет к попаданию пара в активную зону.

Реактор со свинцово-висмутовым теплоносителем и тяжеловодным замедлителем аналогичен предыдущему, но имеет баково-канальную компоновку и температуру сплава на выходе 500 °С. В нем слив тяжелой воды гасит цепную ядерную реакцию, и сплав свинец-висмут, который не может покинуть активную зону, снимает остаточное тепловыделение.

Реактор со свинцовым теплоносителем. Если мнения о полониевой опасности и недостаточном количестве висмута станут преобладающими, то в качестве теплоносителя можно применить свинец, исключив висмут. По объему физико-химических и технологических исследований свинец уступает сплаву, и должен быть выполнен полный объем работ для того, чтобы свинец стал теплоносителем.

Гомогенный реактор на солях ${}^7\text{LiF}$, BeF_2 , UF_4 и ThF_4 . Жидкосолевые ядерные реакторы допускают минимальный запас реактивности благодаря регулируемой непрерывной подпитке ядерным горючим и сырьевым ядерным горючим. Солевые реакторы обладают мгновенным отрицательным температурным коэффициентом реактивности, обеспечивающим саморегулируемость реактора по температуре. В гомогенных ядерных реакторах нет высокотемпературного (относительно теплоносителя) ядерного топлива. Такой аппарат имеет огромное преимущество, т.к. для него не нужны в массовом масштабе твэлы (в большой ядерной энергетике) из высокофонового ядерного топлива, с ним исключаются все тяжелые аварии ЯЭУ, вызываемые поломкой тепловыделяющих элементов.

Однако гомогенный ядерный реактор лишен сразу двух барьеров удержания продуктов деления и радиоактивных актиноидов — твердого топлива и металлической оболочки твэла. Жидкосолевые ядерные реакторы обладают высокой ядерной безопасностью, но при этом представляют собой сверхвысокую радиационную опасность. Пока не ясно, можно ли конструктивными решениями снять этот вопрос, непонятно также, как поведут себя соли при радиоллизе и пиролизе, какие физико-химические процессы будут в них происходить при появлении значительного количества продуктов деления и искусственных актиноидов, что случится, когда выпадут в осадок актиноидосодержащие соединения при длительной кампании. Неясно поведение

в солях продуктов коррозии и эрозии графита и конструкционных материалов теплообменников, корпуса реактора, насосов.

В солях образуется тритий из лития-7, бериллия-9, а также за счет тройного деления ядерного горючего. Тритиевая проблема осложняется еще и тем, что тритий не вступает в химические соединения в реакторном объеме и присутствует там в виде газа. Все узлы активной зоны гомогенного реактора находятся при температуре около 600 °С, при которой тритий легко диффундирует через металлические стенки в окружающую среду.

В результате ядерных реакций актиноидов, а также лития и бериллия, высвобождается атомарный фтор и находится в активной зоне при высоких температурах и в больших количествах (при длительных кампаниях). Необходимо предварительно выполнить комплексные теоретические и экспериментальные исследования, чтобы получить ответы на вопросы о том, как будет себя вести фтор, каким будет его взаимодействие с конструкционными материалами и в какие химические соединения с ними и продуктами деления он будет вступать. Несмотря на ряд полезных качеств гомогенного аппарата по сравнению с гетерогенным, не получив позитивные ответы на затронутые вопросы, соорудить солевой реактор преждевременно.

15. РЕАКТОРЫ ДЕЛЕНИЯ С НЕЙТРОННОЙ ПОДСВЕТКОЙ

К идее создания реактора деления тяжелых ядер с нейтронной подсветкой от внешнего источника возвращались многократно, и всякий раз главным препятствием было отсутствие ускорителей и лазеров большой мощности, которые могут работать в режиме энергетики, а не в режиме лабораторной установки для научных исследований. Нейтронная подсветка возможна на следующих установках.

Импульсный реактор деления. Активная зона реактора деления разделяется на две части: стационарную — подкритичную часть и подвижную, также подкритичную, а надкритичность активной зоны возникает при вводе подвижной части в неподвижную, поэтому реактор находится то в подкритичном режиме, то в надкритичном. Серьезными вопросами являются охлаждение подвижной части активной зоны и работа твэлов в пульсирующем режиме. Такой реактор не требовал новой сложной техники, поэтому и был сооружен первым из серии реакторов с нейтронной подсветкой в 60-х годах в Советском Союзе.

Этот реактор был исследовательский (не энергетический). Энергия, выделенная при ядерных вспышках, поглощалась теплоемкостью установки и рассеивалась в окружающую среду, и время охлаждения установки лимитировало частоту ядерных вспышек. Источник энергии, необходимый для работы реактора, — промышленная электрическая сеть.

Ускорители. Используя ускоритель, можно получить поток нейтронов от взаимодействия ускоренных ионов с ядрами тяжелой мишени. Подсветка потоком нейтронов подкритичной сборки гарантирует полную ядерную безопасность, не подверженную ошибкам операторов и диверсиям, т.к. ядерная вспышка в активной зоне, способная привести к тяжелейшей аварии, полностью исключается. Такой ядерный реактор с гарантированным отводом энергии при любых режимах ядерно-энергетической установки отвечает самым жестким требованиям безопасности.

Подсветка потоком нейтронов от постороннего источника имеет смысл, если будет обеспечиваться достаточная подкритичность. Это значит, что такая подсветка требует большой энергии, вводимой в активную зону от источника нейтронов, не зависящего от деления ядер актиноидов. Около 30 % энергии ионного пучка через тепловой цикл ЯЭУ будет возвращен в виде электроэнергии. Подкритичность активной зоны в зависимости от типа реактора будет уменьшаться или увеличиваться со временем, что определит длительность непрерывной эксплуатации. Изменяя мощность подсветки, можно регулировать мощность ЯЭУ и компенсировать изменение подкритичности, т.е. регулирование выделением энергии всей ЯЭУ передается ускорителю ионов, поэтому исчезает необходимость иметь быстродействующую систему аварийной защиты в активной зоне. Разумеется, ускоритель должен иметь абсолютно надежный ограничитель энергии, передаваемой им потоку ионов.

В такой ядерно-энергетической установке не нужно иметь запас реактивности, а значит, поглощать избыточные нейтроны. Ядерное топливо в подкритической сборке используется более рационально. Очевидно, большие трудности встретятся при создании мишени, где должна происходить перезарядка ионов высокой энергии, полученных на ускорителе, на нейтроны. Энергия, передаваемая от ионов нейтронам, составит мегаватты, и необходимо обеспечить съем энергии, превращенной в тепло при перезарядке. Хотя мишень меньше реактора, тем не менее это тоже энергетическая установка, и ее сооружение поднимает вопросы о материале мишени и его фазовом состоянии, о постоянстве массы мишени и ее активации, каково ее время "жизни" и как часто должна производиться выгрузка отработанной мишени.

Открытым является вопрос, реально ли создание одного ускорителя мощностью 100—200 МВт или придется создавать ускорители меньшей мощности. Создание работающей активной зоны деления актиноидов практически любой малой мощности дает возможность перед сооружением головного образца энергетической установки, вырабатывающей электроэнергию, создать модельную установку малой мощности, на которой можно проверить в реальных условиях все основные принципы, заложенные в нее, и вовремя внести исправления.

Возможен мультимодульный вариант энергетической установки, а активную зону можно сделать практически любой мощности в диапазоне от кВт

до ГВт. Создается оптимизированный ускоритель, и под него создается подкритическая активная зона.

В современной ядерной энергетике оптимальная единичная мощность ядерного реактора глубоко не изучена. Стремление увеличить единичную мощность диктуется только технико-экономическими соображениями, не изучено влияние единичной мощности и количества загруженного в реактор обогащенного ядерного горючего на ядерную безопасность, на развитие аварии, на масштаб радиационных выбросов, если авария возникнет. Ряд реакторостроителей считают, что любую необходимую мощность выгоднее набирать из ядерно-энергетических установок средней мощности, собранных в цехах заводов-изготовителей, а не на монтажной площадке.

В настоящее время не все принципиальные вопросы, связанные с ядерными процессами в активной зоне с подсветкой потоком ионов, получаемым на ускорителе, решены. Немедленное сооружение такой гибридной установки преждевременно. Должны быть проведены фундаментальные расчетно-теоретические и экспериментальные исследования. Такая гибридная ядерно-энергетическая установка имеет смысл только в том случае, если она может обеспечить более высокую ядерную безопасность (для чего она и может быть создана), чем максимально безопасные ядерные реакторы будущего без нейтронной подсветки или с подсветкой нейтронами, получаемыми с использованием других принципов.

При использовании ускорителя для нейтронной подсветки есть только один источник энергии — деление тяжелых ядер. Часть электрической энергии, вырабатываемой на таком реакторе в виде электроэнергии, должна быть потрачена на работу ускорителя. Суммарный коэффициент полезного действия у такой гибридной установки, очевидно, будет невысок. Если такой гибридный реактор обеспечит создание предельной безопасности, то придется смириться с неизбежностью, что за безопасность надо платить.

Термоядерная установка. При делении актиноидов получается энергия, в которой 2,5 % приходится на быстрые нейтроны и 83,5 % — кинетическая энергия продуктов деления. Энергия, получаемая при синтезе дейтерия с тритием: 80 % в виде 14 МэВ нейтронов и 20 % в виде 3,5 МэВ альфа-частиц. Основная часть энергии при делении тяжелых ядер приходится на продукты деления, которые находятся в ядерном топливе и в нормальном режиме энергетического реактора его не покидают, разогревая все топливо. При реакции синтеза легких ядер основная часть энергии уносится быстрыми нейтронами, меньшая часть — ядрами гелия. Нейтроны и ядра гелия разлетаются от того места, где произошел синтез ядер, и поток термоядерных нейтронов, несущих большую часть выделяемой энергии реакции синтеза, может быть использован вдали от места их возникновения.

При подсветке нейтронами термоядерной реакции имеются два источника энергии: термоядерный синтез и деление тяжелых ядер, и доля каждого

слагаемого может меняться в довольно широком диапазоне в зависимости от мощности термоядерного реактора. Для осуществления термоядерного синтеза с инерциальным удержанием плазмы нужна (по принятому варианту) электрическая энергия для получения лазерных лучей. Термоядерная часть ядерной энергетической установки должна работать непрерывно в течение заданного времени для бесперебойной выработки электроэнергии.

Инерциальное удержание плазмы — обжатие мишени лучами — дает принципиальную возможность для нового решения вопроса первой стенки, т.к. место взрыва мишени (внутри взрывной камеры) может быть окружено жидкими струями лития для наработки трития или твердым ураном-238 для наработки плутония-239. Родившиеся нейтроны не требуется направлять через стенку в бланкет для нейтронных реакций. Термоядерные реакции на базе синтеза дейтерий-тритиевой смеси должны быть безопасными в обращении с тритием. Гибридные ядерные энергетические установки должны выдержать и даже превзойти, прежде всего, по ядерной безопасности, существующие реакторы деления актиноидов и быть конкурентоспособными с перспективными ядерными реакторами деления.

Гибридные ядерные реакторы с нейтронной подсветкой с использованием ускорителя или лазера дают возможность отказаться от механического управления цепной ядерной реакцией, перейдя на чисто электрическое управление.

Для того чтобы в реакторах деления тяжелых ядер с гетерогенной активной зоной иметь достаточно длительную кампанию, в активную зону изначально вводится больше делящегося материала, чем это нужно для начала ядерной реакции, и избыток нейтронов поглощается твердыми или жидкими поглотителями нейтронов, которые и регулируют энергию, выделяемую при ядерных процессах. Чаще всего в качестве поглотителя используется бор. Природный бор состоит из двух изотопов: ^{10}B — 18,7 % и ^{11}B — 81,3 %. В нейтронных полях идут ядерные реакции:



Для аварийной остановки в активную зону вводятся с требуемой скоростью твердые или жидкие поглотители. Такой ввод осуществляется механизмами, поэтому нельзя, в принципе, исключить опасность того, что механизмы не сработают, что стержни-поглотители может заклинить или что они войдут в активную зону не в полном объеме и с меньшей скоростью. То же самое относится к жидким поглотителям, применяемым в водо-водяных реакторах. В стержнях-поглотителях за счет ядерных процессов выделяется в несколько раз меньшая энергия, чем в тепловыделяющих элементах. Эта энергия снимается потоком теплоносителя. Нарушение охлаждения может привести к перегреву стержней и их деформации. Также нельзя, в принципе, исключить

вывод стержней поглотителей из активной зоны, что приведет к тяжелой аварии — разгону ядерного реактора.

В ядерном реакторе с нейтронной подсветкой сырьевым ядерным горючим может быть или природный уран или торий. Нужно ли обогащать сырьевое ядерное горючее или можно работать без обогащения? Подсветка может производиться потоком нейтронов любой энергии, если для этого использовать ускоритель ионов. В большой ядерной энергетике с замкнутым топливным циклом с каким сырьевым ядерным горючим — природный уран или торий — выгоднее работать с позиции радиохимической переработки выгружаемого топлива? Какого выгорания можно достигнуть в реакторе с подсветкой? Можно ли получить более глубокое выгорание, чем в ныне действующих реакторах, и тем самым сделать радиохимическую переработку для большой энергетике не обязательной? Какой состав топлива после радиохимической переработки выгодно загружать в реактор с подсветкой?

Подсветка должна обеспечить компенсацию изменения реактивности активной зоны в течение достаточно большого времени с тем, чтобы перегрузка топлива в активной зоне не была бы слишком частой. В каком интервале изменения реактивности можно обеспечить гарантированную реактивностную безопасность? Регулирование мощности и аварийное глушение цепной ядерной реакции, а также гарантированное исключение разгона реактора ускоритель может полностью взять на себя. В активной зоне с нейтронной подсветкой не нужно будет размещать ни стержни, регулирующие мощность, ни стержни аварийной защиты. Скорость воздействия на нейтронные процессы при электрическом отключении ускорителя значительно превышает любые самые быстросействующие механизмы гашения цепной ядерной реакции путем введения в зону поглотителей нейтронов.

Какая энергия подсвечивающих нейтронов оптимальна? При оптимизации энергии нейтронов подсветки и доли этих нейтронов в цепной ядерной реакции должно выполняться главное требование — максимальная ядерная безопасность. Необходимо учесть, как энергия нейтронов подсветки повлияет на изотопный состав продуктов деления и актиноиды. При выборе энергии нейтронов подсветки должна быть проведена экономическая оценка ускорителя и перезарядного устройства. Аварии на ускорителе и перезарядном устройстве ни при какой ситуации не должны повлиять на возникновение аварии в активной зоне. Какая доля сырьевого ядерного горючего будет делиться прямо нейтронами подсветки; как пойдут процессы разветвленной цепной реакции; возможна ли потеря контроля и управления?

При использовании в активной зоне электроядерного реактора в качестве теплоносителя эвтектики свинец-висмут или чистого свинца можно будет осуществлять перезарядку ионов в самой активной зоне. В этом случае над зеркалом теплоносителя в активной зоне надо иметь не инертный газ, а вакуум. Высокая температура кипения эвтектики ($\approx 1670^{\circ}\text{C}$) дает возможность при

рабочих температурах теплоносителя 500—550 °С иметь малую плотность паров свинца и висмута в вакууме. Можно ожидать, что ядерный реактор с нейтронной подсветкой и гарантированным отводом выделенной энергии при любых ситуациях будет самым безопасным реактором из всех ядерных реакторов будущего. Регулирование энергии, генерируемой в реакторе деления с нейтронной подсветкой за счет регулирования энергии пучка ионов ускорителя, дает возможность более экономично использовать ядерное горючее. Жидкометаллическое охлаждение ядерного реактора позволяет иметь достаточно высокие термодинамические параметры при преобразовании тепловой энергии в электрическую. Все эти слагаемые могут обеспечить приемлемый КПД ЯЭУ с нейтронной подсветкой.

Имея ускорители, надежно работающие в энергетическом режиме, можно использовать их для трансмутации радиоактивных отходов, а также рассмотреть возможность использования пучка ионов высокой энергии для инерциального термояда.

Трансмутация. Высокотоксичная и долгоживущая радиоактивность искусственных актиноидов и продуктов деления тяжелых ядер заставляет обратить особое внимание на радиоактивные отходы. Ниже приведем искусственные актиноиды, образующиеся в активных зонах ядерных реакторов деления, и их периоды полураспада.

^{241}Am	$\tau_{\frac{1}{2}}$	=	432, 2 года
^{243}Am	$\tau_{\frac{1}{2}}$	=	7380 лет
^{242}Cm	$\tau_{\frac{1}{2}}$	=	162, 8 сут
^{244}Cm	$\tau_{\frac{1}{2}}$	=	18, 1 лет
^{237}Np	$\tau_{\frac{1}{2}}$	=	$2, 14 \cdot 10^6$ лет.

Малые актиноиды можно сжигать в реакторах на быстрых нейтронах, подмешивая их в уран-плутониевое топливо в строго обоснованных количествах, или выжигать их в специальном ядерном реакторе — выжигателе малых актиноидов. В реакторах на тепловых нейтронах нельзя уничтожить малые актиноиды, напротив, в активных зонах этих реакторов происходит их накопление. В реакторах на быстрых нейтронах можно только сократить количество малых актиноидов, но не уничтожить их полностью, т.к. происходит их непрерывная наработка в ядерном горючем. Полностью искусственные актиноиды можно уничтожить, облучая их нейтронами, получаемыми от других, не связанных с реакцией деления тяжелых ядер источников. Нейтроны термоядерной реакции или поток ионов, получаемый на ускорителе, могут очистить топливный цикл от избытка искусственных актиноидов.

Не все радионуклиды продуктов деления представляют одинаковую радиологическую опасность. Нуклиды, образующие одновалентные ионы, растворимы в воде и могут быть вместе с водой вынесены в биосферу. Особо опасны такие продукты деления, как $^{90}_{38}\text{Sr}$, имеющий период полураспада 28,6 лет и являющийся химическим аналогом кальция, и $^{137}_{55}\text{Cs}$, с периодом полураспада 30 лет — аналог калия. На ускорительной технике можно уже в настоящее время получать ионы с энергией в несколько ГэВ, и есть надежда, что с помощью таких ионов можно трансмутировать стронций и цезий. Известно, что частицы высоких энергий разрушают ядра с выделением большого количества нейтронов, и желательно их использовать. Трансмутация достигнет цели, если радиоактивные изотопы будут полностью уничтожены в результате глубокого разрушения их ядер или переведены в короткоживущие или долгоживущие изотопы.

Для промышленной трансмутации необходимо разработать массовое производство высокорadioактивных мишеней. Очевидно, мишени должны иметь систему теплоотвода выделяемой энергии. В зависимости от успехов в радиохимии, мишени из стронция и цезия будут иметь разное количество примесей актиноидов и продуктов деления. Необходимо разработать допуски на массу мишени, ее геометрические размеры и содержание примесей в облучаемом химическом элементе. В каком состоянии удобнее иметь облучаемый материал — в твердом, жидком или газообразном состоянии или в виде эмульсии? Допуски на содержание актиноидов в мишенях могут коренным образом повлиять на радиохимическую переработку выгружаемого из реакторов топлива.

При подсветке ядерного реактора и трансмутации для мишеней необходимо разработать режим выгрузки, транспортировки и хранения этих высокорadioактивных изделий, хотя их экологическая опасность значительно ниже, чем у трансурановых элементов, продуктов деления, трития и углерода-14. Для большой энергетики необходимо выполнить технико-экономическое сравнение трансмутации и гарантированного хранения (захоронения) радиоактивных стронция и цезия в течение 300 лет наряду с другими способами локализации и уничтожения. Следует иметь в виду, что трансмутация гарантирует полное уничтожение радиоактивных отходов ядерной энергетики, а любое хранение (захоронение) в течение 300 лет такой гарантии дать не может. Работы по созданию мишеней из радиоактивных элементов, как и работы по подготовке радиоактивных отходов радиохимической промышленности к длительному хранению или захоронению, связаны с высокой радиоактивностью.

16. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Имеется огромный положительный опыт эксплуатации ядерных энергетических установок различного назначения, но были аварии на ЧАЭС и ТМА,

на атомных подводных лодках, и надо спокойно осмотреться. Опасно утверждать, что все в порядке, мы понимаем, что и почему у нас произошло. Надо тиражировать существующую ядерную энергетику, постепенно ее улучшая.

Обилие накопленного ядерного горючего урана-235 и плутония-239 в России делает сегодня ядерную энергетику стабильной. В то же время большое количество природного газа Россия продает за рубеж, и надо воспользоваться тем, что природный газ в России может стать главным источником энергии в течение ближайших 15—20 лет и создать за это время максимально безопасную ядерную энергетику и экологически чистую энергетику на каменном угле.

О неизбежности широкого использования ядерной энергии в России в двадцать первом веке говорит специфика нашей страны. Практически все полезные ископаемые и крупнейшие месторождения углеводородного топлива расположены в малообжитых районах Востока и Севера с суровым климатом. Основная масса людей и подавляющий объем промышленности располагаются в Центре, где мало источников энергии. Осуществляется в широком масштабе транспортировка нефти и газа по магистральным трубопроводам с востока на запад. Перевозка больших масс каменного угля — главного углеводородного топлива двадцать первого века — с востока весьма проблематична, а сооружение в местах добычи каменного угля тепловых электростанций и передача больших потоков электроэнергии в европейскую часть России встречает ряд трудностей. Несмотря на уникальные запасы углеводородного топлива в России, резонно ориентироваться на ядерные источники энергии на Западе и Дальнем Востоке. Калорийность ядерного топлива в миллионы раз выше калорийности лучшего органического топлива, что делает его использование не зависящим от транспортировки на любые сверхдальние расстояния.

С начала XX века мировое потребление энергии возросло приблизительно в 20 раз. За вторую половину XX века в мире использовано столько же сырья, сколько за всю предыдущую историю человечества. В 90-х годах XX века прошел ряд всемирных конференций, на которых рассматривались вопросы о продолжающемся росте численности населения Земли, его неравномерности по континентам и государствам (констатировался высокий прирост населения в бедных развивающихся странах) и о возможности обеспечения людей в бедных странах прежде всего пищей. Было обращено внимание на то, что человечество приближается к критической точке применительно к проблемам народонаселения и защите окружающей среды. Население Земли непрерывно растет. Можно ли без войн, эпидемий, голода, на основании законов, принятых человечеством без принуждения, организовать контролируемый и регулируемый рост населения при гарантированном прожиточном минимуме или в принципе это сделать невозможно? Очевидно, демографический вопрос более важен, более глобален, чем любые другие вопросы, стоящие перед человечеством в настоящее время. На долю промышленно

развитых стран приходится 70 % потребления мяса и молока, 75 % потребления энергии и 80 % железа и стали. США — государство, численность населения которого составляет около 5 % от мирового населения, а на душу населения в США потребляется энергии в 5 раз больше, чем в среднем на каждого жителя планеты. В 80-х годах в США было израсходовано на одного человека ≈ 11 тонн условного топлива, что эквивалентно $3,2 \cdot 10^{11}$ Дж/год или 10 кВт/чел. Эта энергия вырабатывалась за счет использования нефти, добытой из своих недр и привезенной из-за рубежа, природного газа, каменного угля, атомной энергии и гидроэнергии.

Если принять, что в развитых странах проживает 20 % населения Земли, т.е. $1,3 \cdot 10^9$ человек, и потребляется 8,0 тонн условного топлива (т.у.т.) на одного человека в год, то за счет энергосберегающих технологий и перебазирования энергоемких производств в развивающиеся страны потребление энергии не повысится до $10,4 \cdot 10^9$ т.у.т. В развивающихся странах, где проживает 80 % людей, т.е. $5,3 \cdot 10^9$ человек, и где высокая рождаемость, потребление энергии по 3,0 т.у.т. на одного человека в год составит $15,9 \cdot 10^9$ т.у.т. в год. Всего человечество при численности $6,6 \cdot 10^9$ человек будет потреблять $26,3 \cdot 10^9$ т.у.т. Нет никаких гарантий, что численность населения в начале XXI века не превысит $6,6 \cdot 10^9$ человек, в то же время в конце XX века мировое производство энергии составляет $15 \cdot 10^9$ т.у.т. Что же делать, заведомо обрекать часть людей на нищету?

Форсировать добычу углеводородного топлива нереально, поэтому основная ставка в энергетике развивающихся стран должна быть сделана на атомную энергетiku. Углеводородные источники энергии при самом благоприятном для них развитии науки, технологии и техники не смогут обеспечить рост численности человечества нужным количеством энергии даже при минимальном потреблении. Только максимально безопасная энергетика на базе деления тяжелых и синтеза легких ядер в принципе в состоянии удовлетворить любые потребности человечества в электроэнергии и качественной пресной воде. Только ядерная энергетика в состоянии смягчить кризисную ситуацию, вызываемую ростом численности людей на Земле. Дискуссия — нужна или не нужна ядерная энергетика — бессмысленна. Если посмотреть без иллюзий вперед на несколько десятилетий, то станет ясным, что человечество без ядерной энергетики обойтись не может. Путь только один — быстрее и качественнее сделать ядерную энергетiku максимально безопасной во всех звеньях, обратив особое внимание на радиационную опасность.

Перед современным обществом сейчас стоит вопрос значительно более важный, чем за всю историю его существования, — это неконтролируемый рост численности населения, который может привести к гибели рода человеческого.

Россия численностью в 200 млн человек в начале XXI века в состоянии обеспечить потребление энергии на уровне 11 т.у.т. на одного человека или

$3,2 \cdot 10^{11}$ Дж/год, для чего нужно иметь суммарно в год $2,2 \cdot 10^9$ т.у.т. или $6,4 \cdot 10^{19}$ Дж. В 1977 г. в Советском Союзе было добыто нефти $950 \cdot 10^6$ т.у.т., природного газа $870 \cdot 10^6$ т.у.т. и угля $470 \cdot 10^6$ т.у.т., что в итоге составляет $2,29 \cdot 10^9$ т.у.т. Вполне реально в XXI веке потреблять $1,8 \cdot 10^9$ т.у.т. или $5,3 \cdot 10^{19}$ Дж/год углеводородного топлива и получать за счет атомной энергии $1,1 \cdot 10^{19}$ Дж/год. Это означает, что надо будет иметь атомную энергетику мощностью в 350 ГВт (э). За 25 лет вполне возможно выполнить такую программу.

Населению для комфортного проживания нужна энергия бесперебойно и в достаточном количестве, а как эта энергия получена, его не очень волнует. Задача науки и техники — создавать такие установки, которые, находясь даже в аварийном режиме, не пугали бы людей, не оказывали вредоносного влияния на их здоровье и не угрожали их жизни.

В данной работе автор старался обратить внимание на следующие положения.

- Человечество в двадцать первом веке не сможет обойтись без максимально безопасной (во всех звеньях) и экономически целесообразной ядерной энергетики.
- Существующие водоохлаждаемые ядерные реакторы не могут сжечь весь уран-238, и вода из-за своих физико-химических свойств не может обеспечить безопасность ядерно-энергетических установок.
- Возможно создать предельно безопасную ядерную энергетику, используя разные основополагающие физические принципы.

Автор не исключает, что есть и другие (чем те, которые описаны в данной работе) научные идеи, обеспечивающие создание максимально безопасной ядерной энергетики.

- Было бы желательно, чтобы страны, занимающиеся созданием ядерно-энергетических установок, развивали исследования по одному-двум направлениям и в режиме полной открытости и контактов создали бы пилотные установки.
- Успехи в развитии ускорительной науки и техники вселяют надежду на возможность трансмутации радиоактивных отходов ядерной энергетики и высокорadioактивных трансуранов.
- Самые изящные конструкторские решения при неудовлетворительной физике не могут обеспечить создание максимально безопасной ЯЭУ.
- Главным критерием для ЯЭУ должна стать возможность самогашения (на основании физических принципов) возникших зародышей аварийного отклонения от номинала.

- Высокий научный уровень и накопленный опыт у стран, создающих ядерно-энергетические установки самого разного назначения, гарантирует возможность создания максимально безопасной ядерной энергетики во всех ее звеньях при благоприятном отношении правительств к этому сверхважному вопросу.

Изложенные в данной работе идеи многократно обсуждались с А.И.Лейпунским, А.П.Александровым, А.М.Балдиным, Н.Г.Басовым, В.А.Кириллиным, Г.И.Марчуком, М.В.Масленниковым, В.И.Матвеевым, В.В.Орловым, Л.П.Феоктистовым, А.Е.Шейндлиным, С.Б.Шиховым, Г.Н.Яковлевым, за что автор выражает им глубокую благодарность.

ДЕЛЕНИЕ НАГРЕТЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ: СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

М.Г.Иткис

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.Я.Русанов

Институт ядерной физики Национального ядерного центра Казахстана, Алма-Ата

Рассматриваются различные аспекты механизма формирования массово-энергетических распределений (МЭР) осколков деления возбужденных ядер в диапазоне $Z^2/A = 20 \div 43$ в реакциях с тяжелыми ионами, а именно: реальная температура делящихся ядер после испускания предделительных частиц; влияние углового момента, вносимого в ядро налетающим ионом, на МЭР осколков для разных областей ядер; статические свойства формирования распределений осколков легчайших ядер; роль и характер динамических эффектов в процессе спуска ядра от седловой точки к разрыву для тяжелых ядер; свойства квазиделения. Достаточно полно освещается как экспериментальный материал по всем перечисленным вопросам, так и теоретические аспекты на основе современных представлений о процессе деления.

The review deals with various factors affecting the mass-energy distributions (MED) of the fission fragments of excited nuclei with $Z^2/A = 20 \div 43$ in reactions with heavy ions. The discussed topics are: the actual temperature of fissioning nuclei following the emission of pre-fission particles; the influence of the angular moment brought in the nucleus by an incident ion; the static factors involved in the fragment formation of the lightest nuclei; the role and character of dynamical effects in the nucleus descending from the saddle point to the scission point in the case of heavy nuclei; the properties of quasi-fission. The experimental data on all the above mentioned problems as well as the up-to-date theoretical views associated with them are adequately covered.

*Посвящается памяти
Георгия Николаевича Смиренина*

ВВЕДЕНИЕ

Уже долгие годы во многих лабораториях мира интенсивно исследуются самые различные аспекты процесса деления ядер, который сам по себе настолько сложен и многообразен, что на сегодняшний день не существует

ясной и целостной картины этого ядерного превращения. При достаточно сильном возбуждении ядра $E^* \geq 40\text{--}50$ МэВ, когда оболочечные эффекты не играют существенной роли и ядро теряет свою структурную индивидуальность, свойства процесса деления становятся наиболее простыми — их теоретическое описание [1] показывает, что в этом случае делящееся ядро можно рассматривать как каплю заряженной несжимаемой ядерной жидкости. Модель жидкой капли (МЖК) предсказывает симметричное, одногорбое, в первом приближении гауссовское распределение осколков по массам и энергиям. Многочисленные экспериментальные исследования безусловно подтверждают это свойство нагретых ядер — делиться преимущественно симметричным образом, в отличие от спонтанного и низкоэнергетического деления ядер-актиноидов, которые распадаются в подавляющем числе случаев на неравные части, и когда ярко проявляются индивидуальные оболочечные свойства делящихся ядер и осколков. Наблюдаемая универсальность симметричного деления при значительных возбуждениях может служить экспериментальным обоснованием капельной модели как фундамента теории деления ядер. В свою очередь, само изучение симметричного деления, а именно таких характеристик, как средняя кинетическая энергия осколков $\bar{E}_k$ и ее дисперсия σ_E^2 , «жесткость» (устойчивость) ядер $d^2V/d\eta^2$ по отношению к масс-асимметричным деформациям η (этот параметр непосредственно связан с наблюдаемой на опыте дисперсией массового распределения σ_M^2), барьеры деления E_f и эффективные моменты инерции $J_{\text{эфф}}$, является прямым способом проверки ее предсказаний.

В нашем обзоре [2] частично затрагивались некоторые вопросы деления нагретых ядер, такие как механизм формирования МЭР осколков и роль седловой точки в этом процессе, однако в [2] главное внимание было уделено исследованию ядер в ближайшей окрестности свинца в связи с обнаружением явления мультимодального деления доактиноидных ядер. В настоящей работе мы рассматриваем деление нагретых ядер в гораздо более широком диапазоне массовых чисел составных ядер $A_{CN} \sim 100 \div 270$ и, соответственно, $Z_{CN} \sim 47 \div 108$.

Вся указанная область делящихся ядер может быть условно классифицирована по простому признаку — наличие или отсутствие стадии спуска с вершины барьера к точке разрыва.

Для ядер с параметром делимости $Z^2/A \geq 32$ характерно наличие такой стадии, протяженность которой увеличивается при утяжелении ядер, и с этим связано нарастание динамических эффектов в процессе деления [3]. Еще совсем недавно привлекались альтернативные предположения о роли

седловой точки или точки разрыва в формировании масс осколков деления тяжелых ядер, но уже первые эксперименты с тяжелыми ионами, где исследовались массовые и зарядовые распределения осколков ядер с $Z^2/A > 33$ [4,5], показали резкое возрастание σ_M^2 (уменьшение жесткости) с увеличением Z^2/A , которое ни количественно, ни даже качественно не описывалось ни статистической [6], ни динамической с нулевой вязкостью [7] моделями. Тогда же был сделан вывод о том, что для согласования экспериментальных результатов с расчетами «необходимо брать некоторые эффективные жесткости, усредненные по всему пути от седла до точки разрыва соответственно временному характеру процесса» [5].

Большой прогресс в теоретическом описании МЭР был достигнут в работах Адеева с соавторами (см. обзор [3] и ссылки в нем), где в рамках динамической диффузионной модели с включением механизма двухтельной вязкости были объяснены наблюдаемые экспериментальные тенденции в поведении σ_M^2 и σ_E^2 от нуклонного состава ядер.

Несколько с других позиций к исследованию динамики процесса деления подошли авторы теоретической [8] и экспериментальных работ [9,10], где были изучены высшие моменты (третий и четвертый) энергетических распределений (ЭР) осколков, которые оказались чувствительными к определению точки разрыва ядра — был решен один из давних и принципиальных вопросов физики деления: при какой толщине шейки — нулевой или конечной — происходит этот разрыв.

Экспериментальному исследованию динамических аспектов формирования МЭР посвящен четвертый раздел обзора.

Совсем иная ситуация складывается для легких ядер с $Z^2/A \leq 31$. У них седловая точка и точка разрыва близки и по деформации, и по потенциальной энергии, и, соответственно, динамика движения ядра к разрыву практически не играет никакой роли. В этом случае можно рассматривать деление этих ядер в статическом подходе и при этом ожидать, что экспериментальные данные могут служить тестом для проверки различных классических (не динамических) вариантов МЖК [11—16], предсказывающих существование (для нулевого углового момента) точки Бусинаро — Галлоне (БГ) [17], где ядро полностью теряет устойчивость по отношению к масс-асимметричной деформации η . Распределение масс осколков при делении ядер выше этой точки по Z^2/A в теории должно быть близко к гауссовскому, при приближении к ней — резко уширяться, становясь плоским в широкой окрестности $A/2$ в точке БГ и, для еще более легких ядер, становиться U -образным [18—20]. Сказанное иллюстрирует рис.1 [18,20], где показаны: а) теоретические расчеты потенциальной энергии ядра V в зависимости от массовой асимметрии α_3 для указанных ядер [18], б) рассчитанные в

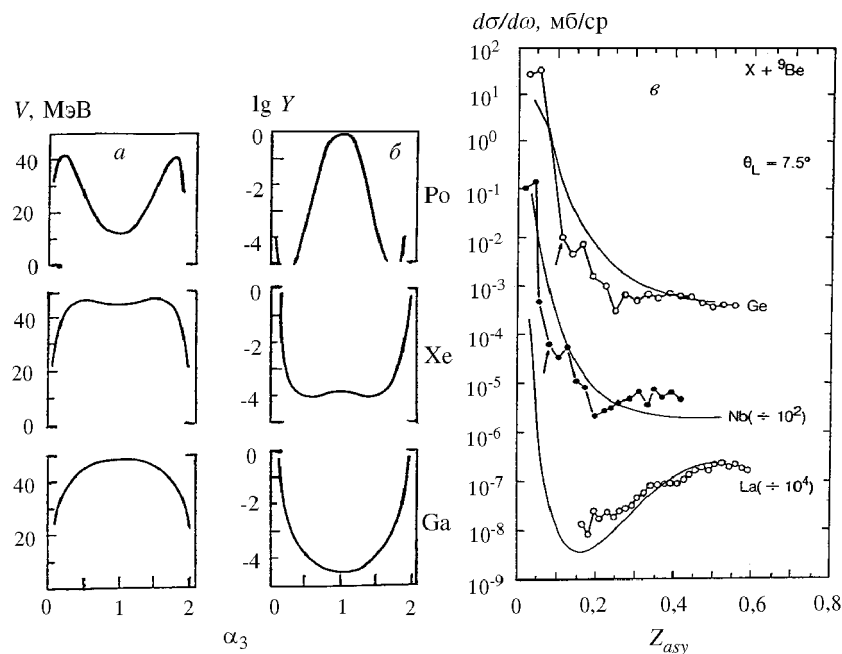


Рис.1. а) Теоретические расчеты [18] потенциальной энергии ядра V для ядер Ga, Xe и Po в зависимости от коэффициента массовой асимметрии α_3 . б) Рассчитанные в статистическом подходе в [18] из зависимостей $V(\alpha_3)$ для тех же ядер массовые распределения осколков. в) Экспериментальные данные [19] о распределении зарядов осколков, полученных в реакциях ${}^{74}\text{Ge}$, ${}^{93}\text{Nb}$, ${}^{139}\text{La} + {}^9\text{Be}$

статистическом подходе из $V(\alpha_3)$ соответствующие массовые распределения осколков [18] и в) экспериментальные данные работы [19] о распределении зарядов осколков деления компаунд-ядер ${}^{83}\text{Kr}$, ${}^{102}\text{Rb}$ и ${}^{148}\text{Pm}$.

Значения точки БГ на оси массовых чисел сильно отличаются для разных вариантов МЖК. Например, в простой модели Майерса — Святцего [13] с резким краем ядра она приходится для долины β -стабильности на величину $Z^2/A \sim 19$, а в модели Краппе — Никса — Сирка [15] или Сирка [16], учитывающей короткодействие ядерных сил и диффузный край ядра, она соответствует значению $Z^2/A \sim 22-23$ (в зависимости от параметров) [3,21,22]. Отсюда следует, что ее реальное положение на оси массовых чисел ядер имеет принципиальное значение для выбора модели, адекватной опыту.

Характеризуя легкие ядра в области точки БГ как объект исследований, следует отметить их низкую вероятность деления, которая экспоненциально убывает с уменьшением Z^2/A , в связи с чем изучение МЭР осколков в реакциях с легкими заряженными частицами с энергией меньше $80 \div 100$ МэВ (низкие l) затруднено [23—26]. Поэтому использование не слишком тяжелых ионов ($A \leq 30$), в реакциях с которыми с увеличением l значительно возрастает вероятность деления [27—34], наиболее целесообразно. Экспериментальным исследованиям МЭР осколков в окрестности точки БГ, которые завершились ее определением в работах авторов настоящего обзора [22,35], посвящен третий раздел.

В реакциях с тяжелыми ионами легко достигаются энергии возбуждения, когда ядро нагрето настолько, что его оболочечными свойствами можно пренебречь. Однако при этом ядро приобретает значительный угловой момент l , который сам начинает сильно влиять на свойства процесса деления, резко изменяя форму делящегося ядра, снижая барьеры деления [16,36], что, в конечном итоге, приводит к отличию наблюдаемых на опыте характеристик МЭР осколков от их свойств для невращающегося ядра, и, следовательно, для сравнения с теоретическими предсказаниями МЖК [11—16] необходимо точное знание экспериментальной зависимости МЭР от l . Именно этому вопросу посвящен второй раздел обзора.

В последние годы интенсивные исследования множественности предделительных нейтронов $\bar{\nu}_{pre}$, которых оказалось для высоковозбужденных ядер значительно больше, чем предсказывает стандартная статистическая модель, привели к пониманию деления как достаточно медленного, происходящего с большим трением процесса в силу проявления вязких свойств ядерного вещества [37]. При этом делящееся ядро после испускания ν_{pre} обладает гораздо меньшей энергией возбуждения (или температурой), чем начальное.

При статистическом анализе экспериментальных данных просто необходимо знание температуры, при которой реально делится ядро, а для этого, соответственно, нужно точное знание числа предделительных нейтронов. Экспериментальных данных о $\bar{\nu}_{pre}$ в литературе достаточно много, но они, естественно, не охватывают все ядра и энергии, необходимые для анализа МЭР. В работах [22,38] была создана эмпирическая систематика числа $\bar{\nu}_{pre}$, позволяющая определять эффективную температуру делящегося ядра после вылета $\bar{\nu}_{pre}$. Обсуждению этого вопроса посвящен первый раздел настоящей работы.

Итак, начальные два раздела обзора являются как бы прелюдией к последующим двум — анализу МЭР, но вместе с тем представляют значительный самостоятельный интерес. Основу работы составляют эксперименты,

выполненные с участием авторов обзора на алма-атинском изохронном циклотроне, по изучению реакций с легкими заряженными частицами и в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований в Дубне, с пучками тяжелых ионов. Настоящая работа является продолжением цикла исследований характеристик процесса деления ядер, этапы которых были опубликованы в обзорах [2,39].

1. ЭМИССИЯ ПРЕД- И ПОСТДЕЛИТЕЛЬНЫХ НЕЙТРОНОВ И ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА НАГРЕТЫХ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

1.1. Общие представления. В последние десятилетия бурно развивались экспериментальные исследования выходов нейтронов, сопровождающих деление, в основном, в реакциях с тяжелыми ионами [40—56] (см. также обзоры [37,57,58]). Объектом этих исследований являются закономерности множественного испускания нейтронов $\bar{\nu}$ при таких энергиях возбуждения E^* , когда процесс деления становится эмиссионным. В этом случае в наблюдаемых выходах $\bar{\nu}$ значителен вклад предделительных нейтронов $\bar{\nu}_{\text{pre}}$, испускаемых не из осколков ($\bar{\nu}_{\text{post}}$), а из делящегося ядра, до того, как оно утрачивает свою целостность.

Анализ результатов экспериментов показал, что величина и энергетическая зависимость обеих составляющих полной множественности нейтронов

$$\bar{\nu}_t(E^*) = \bar{\nu}_{\text{pre}}(E^*) + \bar{\nu}_{\text{post}}(E^*) \quad (1)$$

необъяснимы в рамках традиционных статистических представлений, т.к. число $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ при средних энергиях возбуждения $E^* \sim 50 \div 100$ МэВ оказалось много больше (для ядер-актиноидов — почти на порядок), чем предсказывают статистические модели. Теоретическое описание зависимости $\bar{\nu}_{\text{pre}}(E^*)$ потребовало учета динамики процесса деления с обязательным включением в него такой характеристики, как вязкость ядерного вещества (см., например, обзоры [37,59]).

Согласно существующим представлениям, имеющим обширное экспериментальное обоснование, нейтроны, вплоть до порога эмиссионного деления, испускаются преимущественно из возбужденных осколков, ускоренных при взаимном кулоновском отталкивании, т.е. $\bar{\nu}_t \cong \bar{\nu}_{\text{post}}$. Само испускание постделительных нейтронов следует из модели испарения, изотропной в системе осколка, но сильно анизотропной в лабораторной

системе, где их угловое распределение имеет форму достаточно узких розеток по движению осколков. Это свойство используется для сепарации их от предделительных нейтронов, механизм эмиссии большинства которых, как и в предыдущем случае, является испарительным (равновесным, изотропным в с.ц.м.). Некоторая часть предделительных нейтронов, относящаяся к началу эмиссионной цепочки, испускается непосредственно в результате неравновесного взаимодействия бомбардирующей частицы с ядром. Такие нейтроны можно выделить по виду углового и энергетического распределений (см., например, [40—43,55]).

На наблюдаемые характеристики процесса деления испускание постделительных нейтронов оказывает небольшое влияние, например, на массово-энергетические распределения осколков, причем величина эффекта и соответствующих поправок зависит от метода измерений [60—62]. Испускание предделительных нейтронов ведет к более серьезным следствиям, оказывая глобальное воздействие на весь процесс деления. Оно формирует новые возможности для деления или, как часто говорят, «шансы», включая, тем самым, в игру реакции, в которых делятся ядра с меньшей массой и энергией возбуждения. Последнее обстоятельство создает значительные трудности для изучения энергетической зависимости характеристик процесса деления. Именно про эту ситуацию говорят, что деление приобретает эмиссионный характер. Искажения, вносимые данным свойством, определяются величиной $\bar{v}_{pre}$. Они, как правило, значительно больше эффектов, связанных с эмиссией нейтронов из осколков, и их нельзя устранить или уменьшить изменением методики измерений, как в предыдущем случае ($\bar{v}_{post}$). По этой причине наше внимание будет в основном сосредоточено на составляющей выхода $\bar{v}_{pre}$. При эмиссионном делении ядро с начальной энергией возбуждения E^* может разделиться в одной из (A_i, xnf) -реакций, где A_i — символ бомбардирующей частицы, а $x = 0, 1, \dots, x_{max}(E^*)$ — число нейтронов, которое может быть испущено до деления. Каждая из таких реакций вносит свой вклад $\sigma_{fx}(E^*)$ в полное сечение деления:

$$\sigma_f(E^*) = \sum_{x=0}^{x_{max}(E^*)} \sigma_{fx}(E^*) \quad (2)$$

и средний выход предделительных нейтронов:

$$\bar{v}_{pre}(E^*) = \sum_{x=0}^{x_{max}(E^*)} x \frac{\sigma_{fx}(E^*)}{\sigma_f(E^*)}. \quad (3)$$

Любая характеристика эмиссионного деления есть суперпозиция (среднее)

$$\begin{aligned}\bar{F}(E^*, A) &= \sum_{x=0}^{x_{\max}(E^*)} F_{A-x}(E^* - \bar{E}_v x) \frac{\sigma_{fx}(E^*)}{\sigma_f(E^*)} \cong \\ &\cong F_{A-\hat{x}}(E^*) - \bar{E}_v \bar{v}_{\text{pre}}(E^*) \frac{dE_{A-\hat{x}}(E^*)}{dE^*} + \dots \cong F_{A-\hat{x}}(E^* - \bar{E}_v \bar{v}_{\text{pre}}),\end{aligned}\quad (4)$$

где $F_{A-\hat{x}}(U_x)$ — та же характеристика для остаточного ядра $A - \hat{x}$ с энергией возбуждения $U_x = E^* - \bar{E}_v x$, $\bar{E}_v$ — средняя для цепочки нейтронного каскада энергия отделения нейтрона, включающая в себя энергию связи и кинетическую энергию ϵ , т.е.

$$\bar{E}_v = \bar{B}_n + \bar{\epsilon}, \quad (5)$$

$\hat{x}$ — ближайшее к $\bar{v}_{\text{pre}}$ целое число. Приближенная часть (4) демонстрирует зависимость наблюдаемых величин от числа испущенных до деления нейтронов и способ введения поправки на этот эффект. При этом делается очевидное для большинства характеристик допущение, что изменение массового числа $A \rightarrow A - \hat{x}$ сказывается значительно слабее, чем изменение энергии возбуждения $E^* \rightarrow E^* - \bar{E}_v \bar{v}_{\text{pre}}$, и мы им будем пренебрегать.

1.2. Эмпирическая систематика $\bar{v}_{\text{pre}}$ и $\bar{v}_{\text{post}}$ Хотя число экспериментальных данных о $\bar{v}_{\text{pre}}$ и $\bar{v}_{\text{post}}$ достаточно велико, оно, естественно, не охватывает все ядра и энергии, необходимые для анализа характеристик, в том числе и МЭР осколков. Теория в этом вопросе не настолько продвинулась вперед, чтобы предсказывать все наблюдаемые на опыте закономерности выхода пред- и постделительных нейтронов. Поэтому в работах [38,22] на основе вышеперечисленных экспериментальных работ была создана и затем усовершенствована эмпирическая систематика множественности $\bar{v}_{\text{pre}}$ и $\bar{v}_{\text{post}}$ в зависимости от A и E^* делящихся ядер.

На рис.2 в качестве примера приведена выборка исходных экспериментальных данных об энергетической зависимости для наиболее подробно изученных ядер [46,47,49,51]. Из него следует, что для обоих слагаемых полного выхода нейтронов удовлетворительно выполняется линейная связь с энергией возбуждения начального составного ядра E^* , а также видно, что они и их производные по E^* монотонно и достаточно медленно изменяются

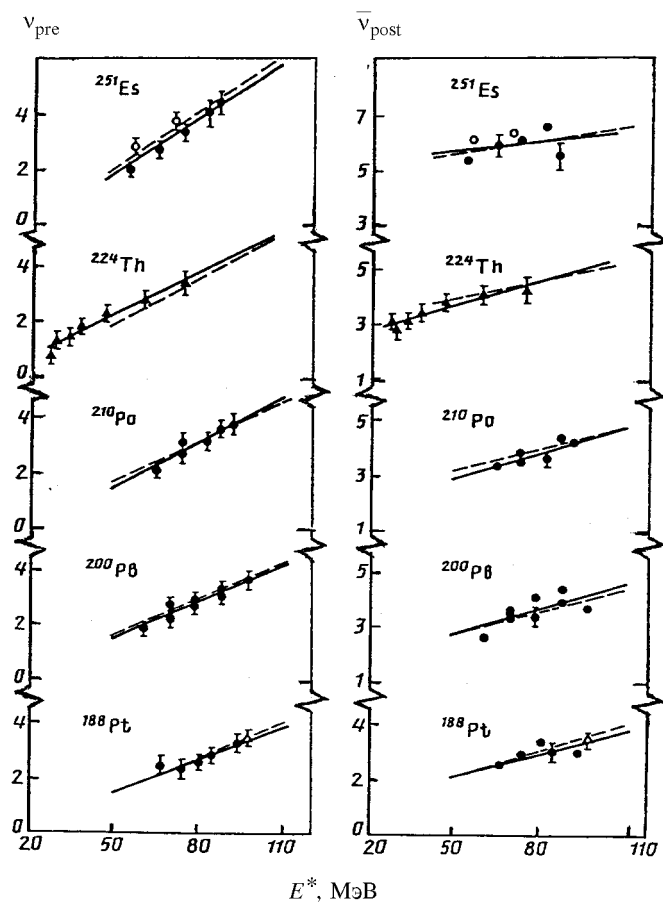


Рис.2. Примеры энергетических зависимостей выхода множественности нейтронов $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ и $\bar{\nu}_{\text{post}}$ [38] для различных ядер и их линейное описание: сплошные линии — методом наименьших квадратов; штриховые — согласно систематикам (6) и (7). Экспериментальные данные взяты из работ [46,47,49,51]

с массовым числом A . Это позволяет создать достаточно простую аппроксимацию для зависимости обеих компонент выхода нейтронов деления от двух указанных параметров делящихся ядер.

На рис.3 показаны A - и E^* -зависимости $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ и $\bar{\nu}_{\text{post}}$. «Экспериментальные» точки получены линейной интерполяцией или экстраполяцией энер-

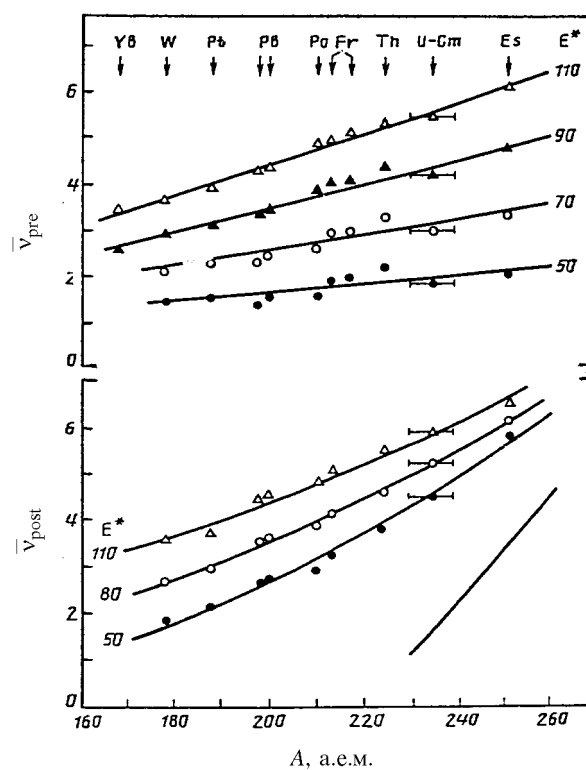


Рис.3. Зависимость $\bar{V}_{\text{pre}}$ и $\bar{V}_{\text{post}}$ от массового числа делящегося ядра A и энергии возбуждения E^* . Линии воспроизводят описание точек, согласно (6) и (7), полученных интерполяцией и экстраполяцией линейных зависимостей $\bar{V}_{\text{pre}}(E^*)$ и $\bar{V}_{\text{post}}(E^*)$, примеры которых показаны на рис.2 сплошными линиями. Прямая линия внизу описывает зависимость $\bar{V}_{\text{post}}(A, 0)$ для спонтанного деления

гетических зависимостей, примеры которых даны на рис.2 (сплошные линии). Как правило, они представляют конкретные начальные составные ядра, исключение сделано для группы ядер $U-Cm$, в связи с чем для них на рис.3 указан интервал массовых чисел. Для $\bar{V}_{\text{pre}}$ хорошо выполняется линейная зависимость от A . Семейство $\bar{V}_{\text{pre}}(A, E^*)$ в целом имеет вид пучка пря-

мых линий $E^* = \text{const}$, расходящихся с увеличением A , и описывается выражением

$$\bar{v}_{\text{pre}}(A, E^*) = 1,98 - 0,0133A - 0,0376E^* + 0,00042AE^*. \quad (6)$$

Аналогичное семейство $\bar{v}_{\text{post}}(A, E^*)$, напротив, является сходящимся пучком линий, имеющих кривизну, а именно:

$$\bar{v}_{\text{post}}(A, E^*) = -4,52 - 0,0017A + 0,0705E^* + 0,000155A^2 - 0,000216AE^*. \quad (7)$$

Прямая линия на рис.3 приблизительно воспроизводит наблюдаемую зависимость $\bar{v}_{\text{post}}(A, 0)$ для спонтанного деления ядер. Подчеркнем, что квадратичный член $\sim A^2$ в (7) «загибает» семейство линий на рис.3 в качественном соответствии с поведением $\bar{v}_{\text{post}}(A, 0)$.

Точность описания $\bar{v}_{\text{pre}}$ и $\bar{v}_{\text{post}}$ согласно (6), (7), в работе [38] оценивается как 6—7% для энергий возбуждения $E^* \leq 110$ МэВ.

При более высоких энергиях возбуждения ($\geq 120 + 250$ МэВ), процесс девозбуждения ядра усложняется — появляется значительное число предравновесных нейтронов v_{pe} и протонов (вероятно, зависящее от вида налетающего иона [40,43]), уносящих значительную энергию возбуждения ΔE_{pe} , которую в общем случае трудно точно учесть. В работах [40—43,55] на основе измерения спектров нейтронов деления были извлечены значения $\bar{v}_{pe}$ и $\Delta \bar{E}_{pe}$ для различных реакций и оценены энергии возбуждения ядер E^{**} после вылета $\bar{v}_{pe}$. На рис.4 представлены систематизированные [22] данные для разных диапазонов ядер о найденных из эксперимента значениях $\bar{v}_{pe}$ и $\Delta \bar{E}_{pe}$, на основе которых можно оценить E^{**} .

Как показал анализ в работе [22], эмпирическая формула (6) может претендовать на достаточно хорошее описание $\bar{v}_{\text{pre}}$ при заданных Z и E^* только в области значений $A = (A_\beta - 5) \pm 3$, где A_β — массовое число делящегося ядра с данными Z для долины β -стабильности:

$$A_\beta - 2Z = 0,4A_\beta^2 / (A_\beta + 200), \quad (8)$$

$(A_\beta - 5)$ есть среднее значение массового числа делящегося нейтронодефицитного ядра, обычно получающегося в реакциях с тяжелыми ионами.

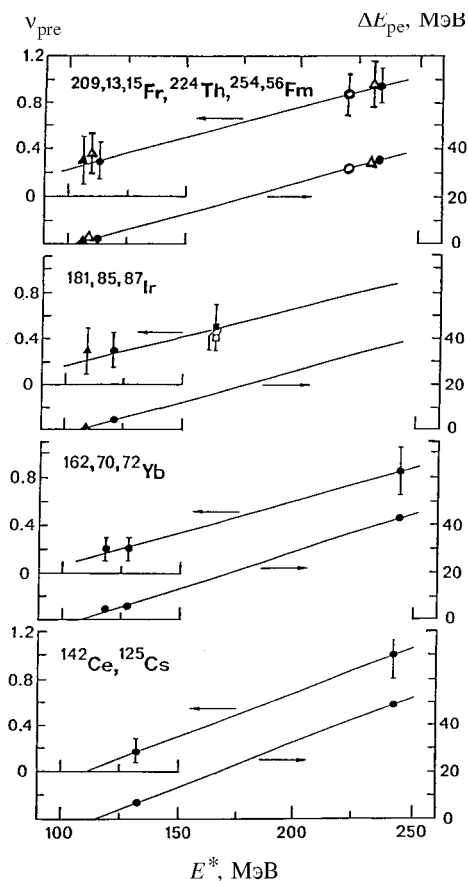


Рис.4. Систематика [22] зависимости среднего числа предравновесных нейтронов $\bar{\nu}_{pe}$ и уносимой энергии ΔE_{pe} для указанных диапазонов ядер от начальной энергии возбуждения E^* в различных реакциях. Данные взяты из [43,55]

Именно вблизи него для разных Z и получено большинство экспериментальных данных о множественности $\bar{\nu}_{pre}$, которое анализировалось в [38]. Изотопическую зависимость в более широком, чем указано, диапазоне A систематика (6) не воспроизводит. Так как в привлекаемых в дальнейшем для анализа МЭР данных длина изотопических цепочек может достигать значения $\Delta N \sim 12$, то в работе [22] эта систематика усовершенствована путем ввода в нее соответствующего параметра.

Следует сразу отметить, что экспериментальной информации об изотопической зависимости

$\bar{\nu}_{pre}$ для различных ядер в литературе мало, и в [22] привлекались разнородные данные, полученные в реакциях с тяжелыми ионами от ^{12}C до ^{40}Ar . На рис.5,а приведены энергетические зависимости $\bar{\nu}_{pre}$ для трех цепочек изотопов ядер Fr, Pb и Yb (здесь использованы результаты работ [40,43,47—50,55,57,58]), причем для данных с $E^* > 115$ МэВ из [40,49,55] энергия возбуждения поправлена на $\bar{\nu}_{pe}$ и ΔE_{pe} в соответствии с рис.4. Для сопоставления выходов $\bar{\nu}_{pre}$ при $E^* = \text{const}$ (штрихпунктирные прямые), из-за нехватки экспериментальных данных пришлось в небольших пределах экстраполировать ее для некоторых изотопов, используя линейность зависимости $\bar{\nu}_{pre}$ от E^* (сплошные прямые). Представленные на рис.5,а в таком виде данные свидетельствуют о наличии достаточно сильной изо-

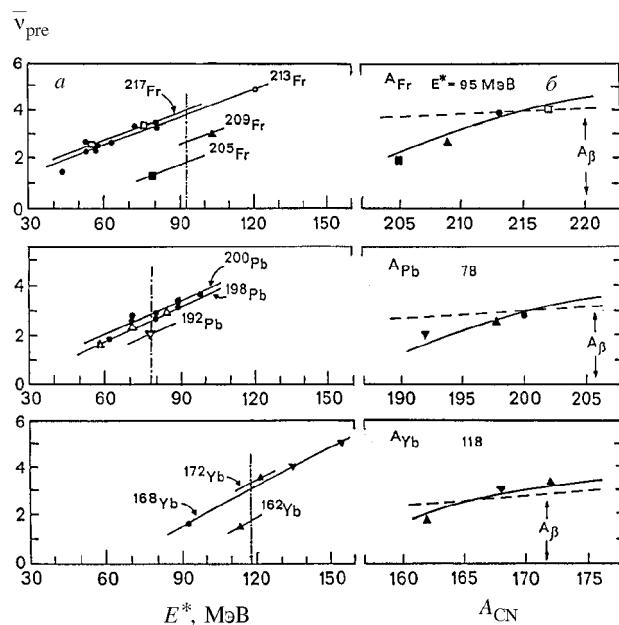


Рис.5. а) Энергетическая зависимость множественности $\bar{v}_{pre}$ для цепочек изотопов Yb, Pb, Fr [22]. Экспериментальные данные взяты из [43,49,50,55,57,58]; б) Зависимость $\bar{v}_{pre}$ от A_{CN} при фиксированных E^* , показанных штрихпунктирными линиями на рис.5,а. A_β — значение A_{CN} для долины β -стабильности (8). Штриховые линии — расчет по систематике (6), сплошные кривые — расчет по (6) и (9)

топической зависимости $\bar{v}_{pre}$, и рис.5,б демонстрирует ее для тех же цепочек ядер при фиксированных Z и E^* . Штриховые прямые соответствуют расчетам по формуле (6) с фиксированной энергией возбуждения. Наглядно видно, что удовлетворительно описываются значения $\bar{v}_{pre}$ лишь в достаточно узком диапазоне A . Сплошными кривыми показаны результаты расчетов по усовершенствованной в [22] систематике

$$\bar{v}_{pre}^A = v_{pre}^A - 0,0055\delta^2 + 0,071\delta + 0,30, \quad (9)$$

где $\delta = (A - A_\beta)$, A_β — по-прежнему значение A для долины β -стабильности (8) при фиксированном Z , а $\bar{v}_{\text{pre}}^{A_\beta}$ — есть значение $\bar{v}_{\text{pre}}$, вычисленное согласно (6) для $A = A_\beta$. Коэффициенты в (9) подогнаны для наилучшего описания $\bar{v}_{\text{pre}}(A)$ на рис.5,б. Таким образом, расчеты по совокупности формул (6) и (9) должны давать наиболее близкие к эксперименту значения $\bar{v}_{\text{pre}}^A$. В [22] было продемонстрировано хорошее согласие усовершенствованной систематики с ранее не рассматривавшимися данными [55,63,64].

Теперь с известным числом $\bar{v}_{\text{pre}}$ для конкретной реакции можно вычислить эффективную температуру в седловой точке вращающегося ядра после вылета $\bar{v}_{\text{pre}}$, при этом, естественно, зная начальное возбуждение E^* , $\tilde{E}^*$, $E^*(l)$ и температуру θ_{sp}^0 :

$$E^* = E_{CM} + (\Delta M_i + \Delta M_t - \Delta M_{CN}), \quad (10)$$

$$\tilde{E}^* = E_{CN} + (\Delta M_i + \Delta M_t - \tilde{\Delta M}_{CN}), \quad (11)$$

$$E^*(l) = \tilde{E}^* - E_{\text{rot}}^{gs}(l), \quad (12)$$

$$\theta_{sp}^0 = \{[E^*(l)]/a\}^{1/2}, \quad (13)$$

$$\theta_{sp}^{ef} = \{[E^*(l) - \bar{v}_{\text{pre}} \bar{E}_v - \tilde{E}_f(l)]/a\}^{1/2}. \quad (14)$$

В соотношениях (10)—(14) E^* вычисляется с экспериментальными значениями дефекта масс иона ΔM_i , мишени ΔM_t и составного ядра ΔM_{CN} из [65], $\tilde{E}^*$ — с использованием жидкокапельных значений дефекта масс для $\tilde{\Delta M}_{CN}$ из работы [66], $E^*(l)$ — с учетом энергии вращения ядра в основном состоянии $E_{\text{rot}}^{gs}(l)$, согласно МЖК Сирка [16] или МЖК для вращающихся ядер Коэна — Плэзила — Святецкого [36], $E_f(l)$ — барьер деления, a — параметр плотности уровней, чаще всего выбирается $a = A/8$ или $a = 0,093A$. Кроме того, в [22,35,67] полагалось, что каждый испущенный нейтрон уменьшает угловой момент ядра на $2h$.

1.3. Теоретические аспекты динамики испускания нейтронов v_{pre} . В работах [21,22,35,67,68] для нахождения температуры θ_{sp}^{ef} (14) неявно предполагалось, что все нейтроны $\bar{v}_{\text{pre}}$ испускаются до седловой точки. Для

легких ядер с $Z^2/A \leq 30-32$, где практически нет стадии спуска, это допущение вполне оправданно, но, например, для тяжелых ядер-актиноидов, оно, вероятнее всего, несправедливо, т.к. для них седловая и разрывная конфигурации разделены достаточно протяженным спуском, и если деление — процесс медленный, что сейчас общепризнано [37], то на спуске вполне успевает испуститься некоторая часть нейтронов от общего количества $\bar{v}_{\text{pre}}$.

Применительно к случаю, когда исследуются распределения масс осколков, желательно было бы знать, какая часть $\bar{v}_{\text{pre}}$ излучается до области их формирования и какая после, тогда вторая часть $\bar{v}_{\text{pre}}$ для определения реальной температуры не играла бы существенной роли. Еще десятилетие назад привлекались альтернативные предположения о роли седловой точки, или точки разрыва в формировании масс осколков. К настоящему моменту на основе экспериментальных [2,4,5,21,22,26,35,67—70] и теоретических [3] (в рамках диффузионной модели) исследований можно утверждать следующее: для ядер с $Z^2/A \leq 33$ определяющую роль играет вершина барьера; для более тяжелых ядер — стадия спуска: чем тяжелее ядро, тем сильнее «забывается» седловая точка. Более подробно этот вопрос мы обсудим ниже, а пока вернемся к $\bar{v}_{\text{pre}}$. К сожалению, прямой экспериментальной информации о количестве $\bar{v}_{\text{pre}}$, испускаемых на разных стадиях процесса деления, не существует.

В последние годы теоретические подходы к описанию $\bar{v}_{\text{pre}}$ были развиты в работах [59,71—80] на основе ланжевеновской динамики [59,71—75,78], диффузионной [76,77] и статистической с задержкой времени деления [79,80] моделей. Одной из основных величин моделей [59,71—78] является безразмерный параметр затухания коллективного движения для делительной моды [81,82] $\gamma = \beta/2\omega_0$, где β — коэффициент затухания, характеризующий величину вязкости ядерного вещества, а $\omega_0 \sim 1 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ — частота осциллятора, описывающего потенциальную энергию V на вершине барьера.

В серии работ [59,72—75] коэффициент β не является заданной константой, а зависит от основной делительной деформации: от основного состояния до момента появления шейки $\beta = \text{const} = 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, далее до точки разрыва β линейно возрастает до $30 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Такое поведение β строго не обосновано, но в [72] мотивируется тем обстоятельством, что с $\beta = \text{const}$ невозможно одновременно описать, с одной стороны, вероятность деления, требующую малой вязкости $\beta = 2 - 3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, с другой — $\bar{v}_{\text{pre}}$, требующей, в среднем, $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Качественно подобное поведение β в [59,72—

75] можно понять, исходя из предположения, что в делящемся ядре, пока не сформировалась шейка, как бы преобладает двухтельный механизм вязкости (по порядку величины) и, соответственно, характерные этому случаю малые значения β , после образования шейки и ее утончения начинает (опять как бы) превалировать механизм, подобный поверхностному трению (surface friction) с большим на порядок β , как это требуется для описания процесса слияния — процесса, до некоторой степени обратного делению [83]. С вышеупомянутым, но универсальным для всех ядер поведением β в [59,72—75] удалось удовлетворительно одновременно воспроизвести вероятность деления и $\bar{v}_{\text{pre}}$ для широкого круга ядер от ^{178}W до ^{251}Es .

Однако следует обратить внимание на то обстоятельство, что такое «экзотическое» поведение β в зависимости от деформации, как в [59,72—75], может и не потребоваться для одновременного описания характеристик процесса деления. Так, в работе [78] авторы в рамках стандартного относительного механизма трения «стены с окном» (wall-and-window one-body dissipation), включив в модель зависимость поверхностной энергии от температуры, что приводит к понижению барьера деления, сумели одновременно воспроизвести сечения слияния, деления, остатков испарения, $\bar{v}_{\text{pre}}$ и $\bar{E}_k$ — среднюю полную кинетическую энергию осколков, правда, всего для одного ядра ^{200}Pb при двух энергиях возбуждения. Интересно отметить, что в [78] была сделана попытка описания всех этих характеристик и в рамках двухтельного механизма вязкости — удалось воспроизвести все, кроме $\bar{E}_k$, она оказалась намного меньше, чем экспериментальные значения. Б.Бак также удовлетворительно описал [76] энергетическую зависимость $\bar{v}_{\text{pre}}$ для ядер ^{213}Fr , ^{224}Th , ^{251}Es , не прибегая к β , зависящей от деформации, со значением $\gamma = 5$ ($\beta = \text{const} \sim 10 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$), но при этом не учитывалась и не описывалась вероятность деления.

Возвращаясь к модели [72—75], результаты которой суммированы в обзоре [59], следует подчеркнуть, что применительно к теоретическому анализу $\bar{v}_{\text{pre}}$ она наиболее разработана, и, кроме того, при описании зависимости $\bar{v}_{\text{pre}}(\tilde{E}^*)$ в ней рассматривается нужное для анализа МЭР разбиение полного числа $\bar{v}_{\text{pre}}$ на две составляющие: $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$ — число нейтронов из основного состояния (до барьера) и $\bar{v}_{\text{pre}}^{ss}$ — на спуске от седла до точки разрыва:

$$\bar{v}_{\text{pre}} = \bar{v}_{\text{pre}}^{gs} + \bar{v}_{\text{pre}}^{ss}. \quad (15)$$

К сожалению, эта модель не была применена к описанию МЭР осколков, и неизвестно, будут ли вообще воспроизводиться с переменным значением β кинетическая энергия осколков и дисперсии масс и энергий, тем более неизвестно количество $\bar{V}_{\text{pre}}$, излучаемого до области формирования масс, однако ее можно рассматривать как первое приближение и вычислять температуру θ_{sp}^{ef} с числом $\bar{V}_{\text{pre}}^{gs}$, что для тяжелых ядер с большой протяженностью спуска более соответствует действительности, чем при вычислении с полным числом $\bar{V}_{\text{pre}}$.

Следует остановиться еще на одном важном аспекте обсуждаемой проблемы — влиянии углового момента l на $\bar{V}_{\text{pre}}$. В экспериментальных работах [21,22,35,38,67,70] считалось, что эта зависимость отсутствует до энергий возбуждения $\tilde{E}^* \sim 100 - 110$ МэВ, что подтверждается прямыми экспериментальными данными для ядер ^{160}Yb [64] и ^{200}Pb [45,47], однако при более высоких энергиях ~ 160 МэВ в эксперименте [43] и в теоретическом рассмотрении [71,72,84,85] она существует. Это показано на рис.6,а, где приведены экспериментальная и теоретическая зависимости $\bar{V}_{\text{pre}}$ от $\tilde{E}^*$ для ядер $^{198,200}\text{Pb}$. Светлыми значками показаны данные, полученные в реакции $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$, темными кружком и треугольником — в реакциях $^{30}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$ и $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$ соответственно [45,47]. Сплошные линии — теоретические расчеты $\bar{V}_{\text{pre}}$ из [59,72,75] для реакций с ^{19}F и ^{30}Si , штриховыми линиями даны составляющие $\bar{V}_{\text{pre}}^{ss}$ для этих же реакций. Как хорошо видно на этом рисунке, экспериментальные точки для всех трех реакций в пределах ошибок совпадают друг с другом, а теоретические кривые расходятся — для реакции с ^{30}Si расчеты дают явно заниженный результат. На рис.6,б приведены теоретические зависимости составляющих $\bar{V}_{\text{pre}}^{gs}$ в процентах от общего числа $\bar{V}_{\text{pre}}$, полученные из расчетов на рис.6,а для тех же реакций. Кривые достаточно сильно расходятся при высоких возбуждениях. В связи с этим в работе [70] при анализе МЭР не учитывалась теоретическая зависимость $\bar{V}_{\text{pre}}^{gs}$ и $\bar{V}_{\text{pre}}^{ss}$ от l и были использованы расчетные значения $\bar{V}_{\text{pre}}^{gs}$ для реакций типа $^{16}\text{O} + X$ и $^{19}\text{F} + X$, т.к. в анализе экспериментальных данных о МР в [70] именно реакции, близкие к этим, занимают значительное место.

На рис.6,в показано, как могут отличаться значения $\bar{V}_{\text{pre}}^{gs}$ при разных теоретических подходах — рассчитанные в работах [59,72—75] (сплошная кривая) и работе Бака [76] (штрихпунктирная линия) для одного и того же

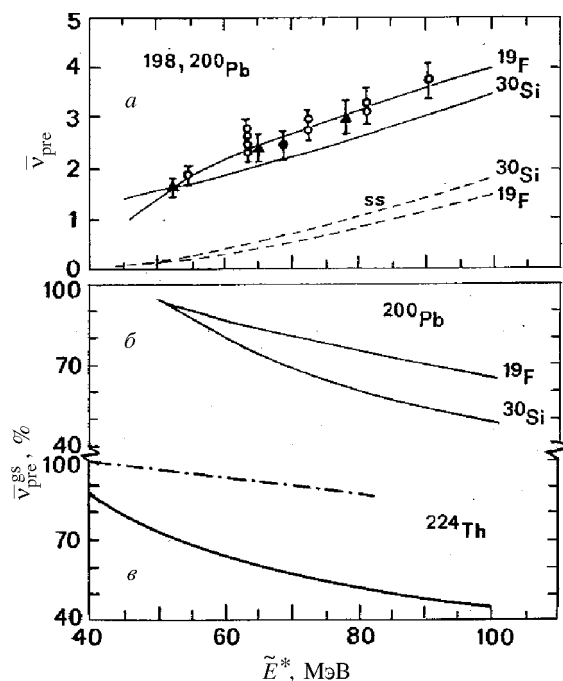


Рис.6. а) Зависимость экспериментального (точки) [45,47] и теоретически рассчитанного в [59,72,75] (сплошные кривые) числа $\bar{v}_{pre}$ для составных ядер $^{198,200}\text{Pb}$ от энергии возбуждения $\tilde{E}^*$ в реакциях $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$, $^{30}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$ и $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$. Теоретические расчеты [59,72,75] выполнены для первых двух реакций. Штриховые линии — теоретический расчет той части полного $\bar{v}_{pre}$, которая излучается на спуске $\bar{v}_{pre}^{ss}$ для этих же реакций. б) Расчетная зависимость [59,72,75] числа нейтронов (в процентах от полного $\bar{v}_{pre}$), испускаемых до барьера деления $\bar{v}_{pre}^{gs}$, от $\tilde{E}^*$ для ^{200}Pb в тех же реакциях, что и на рис.6.а. в) Теоретические зависимости $\bar{v}_{pre}^{gs}$ от $\tilde{E}^*$ для составного ядра ^{224}Th , образованного в реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, рассчитанные в [59,72,75] — сплошная кривая, в [76] — штрихпунктирная, в процентах от полного числа $\bar{v}_{pre}$

ядра ^{224}Th . Эта разница является следствием поведения β вблизи основного состояния — в [59,72—75] значения β малы ($2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$), и доля нейтронов $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ небольшая, в [76] коэффициент β не зависит от деформации и велик ($10 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$), и доля $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ значительна.

Недавно в рамках модели [59] были выполнены расчеты $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ и ее составляющих для ^{250}Cf [86], которые показали, что при увеличении l от 0 до $30h$ $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ фактически неизменно, но при этом $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ уменьшается в $\sim 1,5$ раза. Существуют прямые экспериментальные данные о $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ при делении ^{248}Cf , образованного в двух реакциях: $^{11}\text{B} + ^{237}\text{Np}$ и $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ [56], которые демонстрируют при одной и той же энергии возбуждения $E^* \sim 60 \text{ МэВ}$ хоть и слабое, но увеличение $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ для второй реакции, что принципиально противоречит модели [59,72—75], а в самой работе [56] объясняется большей динамической задержкой времени для более тяжелого иона в процессе слияния иона-мишени и формирования составного ядра.

Как мы видим, модель [59,72—75] не лишена недостатков и не совсем обоснованных допущений, но на сегодняшний день она, как упоминалось, наиболее разработана и апробирована при описании $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ достаточно широкого круга ядер. Существует еще один факт в ее пользу — по-видимому, разбиение полного $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ на $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ и $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{ss}$ находит подтверждение в работе [87] при описании такой характеристики, как энергетическая зависимость анизотропии осколков деления ядра ^{224}Th в реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, где выполнение хода анизотропии при высоких энергиях возбуждения удается удовлетворительно описать с $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ из [72—75] и не удается с $\beta = \text{const} = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, но, опять же, это свойство анизотропии можно объяснить, и не прибегая к понятию $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$, как это продемонстрировано ранее в работе [88] для более легких ядер.

Оценив слабые и сильные стороны модели [59,72—75], авторы [70] взяли за основу ее расчеты о $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ и построили простую систематику $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$ от энергии возбуждения и параметра делимости x [13]:

$$x = \frac{Z^2/A}{50,883(1 - 1,7826[(N - Z)/A^2])}. \quad (16)$$

Она показана на рис.7 для $\tilde{E}^* = 50, 75$ и 100 МэВ в процентах от полного числа $\bar{v}_{\text{pre}}$. На этом рисунке хорошо видно, что в логарифмическом масштабе $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$ линейна по x в двух областях его изменения, и при $x = 0,745$ имеет излом. Сплошные линии — эмпирическое описание:

$$\lg \bar{v}_{\text{pre}}^{gs}(\%) = 0,0056\tilde{E}^* - 0,1115x - 0,0116\tilde{E}^*x + 2,16 \quad \text{для } x \leq 0,745,$$

$$\lg \bar{v}_{\text{pre}}^{gs}(\%) = 0,0188\tilde{E}^* - 6,734x + 0,0198\tilde{E}^*x + 7,17 \quad \text{для } x > 0,745. \quad (17)$$

Как видим, для $\tilde{E}^* \leq 100$ МэВ $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$ отличаются от полного $\bar{v}_{\text{pre}}$ (100 %), начиная с $x \sim 0,6$ — до этого значения x практически все нейтроны излучаются до седла. Обратная картина складывается для очень тяжелых ядер, например, при $x \sim 0,9$ всего 10—12% нейтронов испускается до барьера, а $\sim 90\%$ на спуске, и это, в общем, логично, т.к. ядра в этой области x имеют барьеры деления $\tilde{E}_f^* \leq 1$ МэВ (для $l = 0$) и по деформации близки к основному состоянию, и, собственно, весь процесс девозбуждения ядра происходит на стадии спуска.

Рассмотрим варианты возможных стадий эмиссии нейтронов и влияние этого фактора на определение температуры делящегося ядра.

1. Нейтроны не испускаются до седловой точки, и температура на барьере вычисляется согласно (13), т.е. как начальное значение θ_{sp}^0 .

2. Все нейтроны $\bar{v}_{\text{pre}}$ для любых ядер испускаются до барьера. Тогда находим температуру в седле согласно выражению (14) и обозначим ее как θ_{sp}^{ef1} .

3. До барьера испускается число нейтронов $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$, согласно (17). Тем-

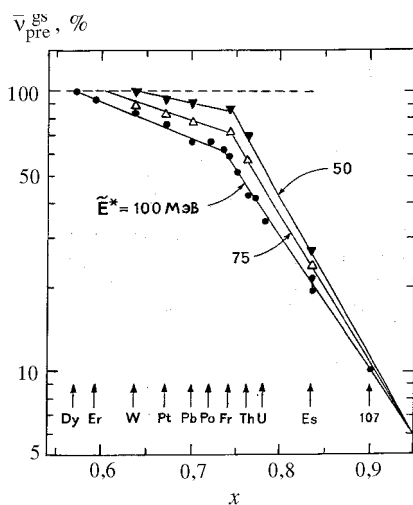


Рис.7. Теоретические расчеты [59,72,75] (все точки) зависимости числа $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$ (в процентах от полного $\bar{v}_{\text{pre}}$) от параметра делимости x при трех значениях энергии возбуждения $\tilde{E}^* = 50, 75$ и 100 МэВ. Сплошные линии — описание $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}(x, \tilde{E}^*)$ согласно выражениям (17) [70]

пературу определяем как и в предыдущем случае, но вместо полного $\bar{v}_{\text{pre}}$ берем, соответственно, $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$ и обозначаем как θ_{sp}^{ef2} .

Эти три пункта определения температуры применительно к анализу МЭР в неявном виде содержат в себе предположение о формировании МР в седловой точке. Рассмотрим альтернативное предположение — о формировании МР в точке разрыва, как это сделано для ядер-актиноидов в работах [89—92].

Тогда тепловую энергию возбуждения ядра в точке разрыва и соответствующую ей температуру обозначим как E_{sc}^{ef3} и θ_{sc}^{ef3} , и будем определять подобно [90—92] по формуле:

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{sc}^{ef3} &= \tilde{E}^* + Q_{ff} - \bar{E}_k - \bar{v}_{\text{pre}} \bar{E}_v - E_{\text{rot}}^{sc} - E_{\text{def}}, \\ \theta_{sc}^{ef3} &= (E_{sc}^{ef3} / a)^{1/2},\end{aligned}\quad (18)$$

где Q_{ff} — энергия реакции для симметричного разделения ядра на осколки, $\bar{E}_k$ — средняя полная кинетическая энергия осколков, $\bar{v}_{\text{pre}} \bar{E}_v$ — средняя энергия, уносимая всеми нейтронами, E_{rot}^{sc} — энергия вращения ядра в точке разрыва, E_{def} — энергия, ушедшая на деформацию осколков.

Некоторые из составляющих (18) требуют отдельного пояснения, касающегося конкретного способа их определения. Энергия $\bar{E}_k$ — казалось бы, с этой величиной не должно возникать никаких проблем, ведь существующие систематики [93,94] говорят о простой линейной зависимости $\bar{E}_k$ от кулоновского параметра $Z^2/A^{1/3}$. Однако, как известно, в систематиках [93,94] собраны все данные о $\bar{E}_k$, включая и спонтанное, и низкоэнергетическое деление, в котором преобладают оболочечные эффекты, и деление высоковозбужденных ядер в реакциях с тяжелыми ионами. В наших работах [2,21,95] было показано, что при отборе информации о $\bar{E}_k$ только для достаточно сильно нагретых ядер характер зависимости $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$ меняется — начиная с $Z^2/A^{1/3} = 900 \div 1000$ и более данные отклоняются в сторону уменьшения от линейной зависимости [2,21,95] (см.далее рис.24):

$$\bar{E}_k = 0,131 Z^2 / A^{1/3}, \quad (19)$$

которая в диапазоне $Z^2/A^{1/3} = 0 \div 900$ хорошо описывает эксперимент, причем отклонение приблизительно линейно нарастает с увеличением $Z^2/A^{1/3}$, и в [70] мы аппроксимировали $\bar{E}_k$ функцией

$$\bar{E}_k = 0,104Z^2/A^{1/3} + 24,3 \quad (20)$$

в диапазоне $Z^2/A^{1/3} = 900 \div 1800$. Следует заметить, что в информацию не включались данные о $\bar{E}_k$ в квазиделительных реакциях из работ [89,96] с ионами $A_i > 30$. Именно с помощью выражений (19), (20) находились значения $\bar{E}_k$ для определения E_{sc}^{ef3} (18).

Перейдем теперь к рассмотрению E_{rot}^{sc} — энергии вращения в точке разрыва. Она определяется как [2,22,70,97]

$$E_{rot}^{sc} = l^2 h^2 / 2J_{\perp}^{sc} + \theta_{sc}^{ef3} / 2, \quad (21)$$

где $J_{\perp}^{sc}$ — момент инерции ядра относительно оси, перпендикулярной к оси деления. В конечном итоге, вопрос сводится к нахождению $J_{\perp}^{sc}$. В МЖК Струтинского с соавторами [11] место разрыва определено как критическая точка, соответствующая потере ядром устойчивости по отношению к развалу на два осколка и приведена в единицах J_0 — твердотельного момента инерции сферического ядра. Для области ядер, рассматриваемых в настоящей работе, $J_{\perp}^{sc} \sim 4,2J_0$, отсюда следует, что

$$E_{rot}^{sc} \sim E_{rot}^0 / 4,2 + \theta_{sc}^{ef3} / 2. \quad (22)$$

Из классической модели вращающейся жидкой капли [36] известно, что

$$E_{rot}^0 = 34,540(l^2/A^{5/3}) \text{ МэВ}. \quad (23)$$

При вычислении E_{rot}^0 бралось точное значение $J_{\perp}^{sc}$ из [11], которое само меняется слабо от 4,1 при $x = 0,6$ до 4,3 для $x = 0,95$.

Следует сразу пояснить, что в рамках МЖК [11] точка разрыва характеризуется отнюдь не нулевой толщиной шейки — разрыв происходит при достаточной ее толщине без изменения общего удлинения ядра, но никак не путем постепенного ее утончения при увеличении деформации делящегося ядра, как это часто принимается во многих работах.

Вопрос об условии и месте разрыва ядра на осколки имеет принципиальное значение для понимания процесса деления и будет отдельно рассмотрен в четвертом разделе.

В выражении (18) нам осталось рассмотреть только энергию деформации E_{def} . О ней, к сожалению, мало что можно сказать без серьезной теоретической проработки. Этот параметр сильно зависит от конкретной модели, его определяющей, от параметризации формы делящегося ядра, от коэффициента вязкости β , от условий разрыва ядра на осколки. Мы также не знаем его поведения в зависимости от нуклонного состава ядер. Поэтому, следуя работе [37], будем полагать, что $E_{\text{def}} = 0$, и считать, что вычисленные E_{sc}^{ef3} и θ_{sc}^{ef3} , согласно (18), есть максимальные значения этих величин.

Теперь сделаем несколько замечаний относительно всего вышесказанного в этом разделе.

В работах [21,22,35,38,67,68,70], как уже говорилось, учитывалось уменьшение температуры ядра только за счет излучения нейтронов $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ и $\bar{\nu}_{\text{pe}}$, однако к настоящему времени накоплен достаточно большой экспериментальный материал о предделительных заряженных частицах - протонах $\bar{p}_{\text{pre}}$ и альфа-частицах $\bar{\alpha}_{\text{pre}}$, которые также уменьшают энергию возбуждения ядра [98,99]. Но для рассматриваемых энергий ($E^* \leq 100 \div 120$ МэВ) их испускается в среднем очень небольшое количество, в целом слабо зависящее от нуклонного состава (в сумме менее 0,1 на акт деления.) В [70] были сделаны оценки суммарной, уносимой $\bar{p}_{\text{pre}}$ и $\bar{\alpha}_{\text{pre}}$ энергии. Она оказалась в пределах $1 \div 2$ МэВ и, в принципе, это надо учитывать. Однако существует обстоятельство, позволяющее не делать этого, по крайней мере, для определения θ_{sp}^{ef} на барьере, исходя из следующих соображений.

Во-первых, в теоретических расчетах при $E^* \sim 60$ МэВ [86] показано, что предделительная заряженная частица (если она вообще излучается в процессе деления) при девозбуждении ядра обычно испускается первой, а затем нейтроны. Из этого следует, что ее излучение практически всегда происходит до барьера.

Во-вторых, в последние годы появилось значительное число теоретических работ (например, [100—105]), где в приближении Томаса — Ферми или Хартри — Фока исследовалось влияние температуры на поверхностную и кулоновскую энергии ядра, что, в конечном итоге, привело к пониманию того, что действие температуры на ядро в какой-то мере подобно действию углового момента l — при ее увеличении происходит понижение барьера деления, и при некоторой достаточно высокой температуре он может вообще исчезнуть даже при $l = 0$. Строго говоря, это уменьшение барьера де-

ления надо учитывать в анализе, и первые прямые попытки при описании сечений деления [78,102,106], а также $\bar{V}_{\text{pre}}$ [78] уже сделаны.

В конечном итоге нам важно, что для диапазона температур, рассматриваемого в настоящей работе $\theta_{sp}^{ef\ 1,2} = 1 \div 2$ МэВ, уменьшение эффективной величины барьера по разным теоретическим оценкам в среднем составляет примерно 1—2 МэВ. Поскольку с ростом E^* , с одной стороны, увеличивается число $\bar{p}_{\text{pre}}$ и $\bar{\alpha}_{\text{pre}}$, а с другой — уменьшается эффективная величина барьера, то в целом это ведет к взаимной компенсации двух эффектов (конечно, до некоторых пределов, и не у всех ядер), т.е. температура в седловой точке фактически не изменится.

Поэтому желательно учитывать $\bar{p}_{\text{pre}}$ и $\bar{\alpha}_{\text{pre}}$ только при определении θ_{sc}^{ef3} — температуры в точке разрыва, но, к сожалению, данных о них не настолько много, чтобы корректно сделать это для любых ядер и реакций, и мы будем пренебрегать этим эффектом.

Итак, заканчивая этот раздел, подведем некоторые итоги. Систематизированная информация о пред- и постделительных нейтронах, с одной стороны, имеет самостоятельное значение для понимания динамики процесса деления (см. обзоры [37,59]), с другой стороны, как в нашем случае, имеет прагматический интерес — без знания $\bar{V}_{\text{pre}}$ и ее компоненты $\bar{V}_{\text{pre}}^{gs}$ в рамках сегодняшних представлений о температуре делящихся ядер невозможно понять и количественно проанализировать многие экспериментальные результаты о характеристиках МЭР осколков деления ядер.

2. УГЛОВОЙ МОМЕНТ И МЭР ОСКОЛКОВ

На сегодняшний день накоплен огромный материал о распределениях масс и энергий осколков деления нагретых ядер, однако все эти данные часто очень разнородны, нередко противоречивы, получены при различных возбуждениях и в самых разнообразных реакциях, начиная от электронов, легких заряженных частиц и кончая ионами урана в инверсной кинематике. В нескольких экспериментальных работах (например, [22,35,67,70,97,107,108]) было установлено, что характеристики МЭР, в частности, дисперсия массового распределения (МР) σ_M^2 , сильно зависит от углового момента l , вносимого в ядро налетающим ионом, и, кроме того, коэффициент чувствительности $d\sigma_M^2/dl^2$ является функцией температуры. Чтобы как-то систематизировать все данные о МЭР осколков, необходимо точно знать характер и степень воздействия l на делящееся ядро и свойства осколков.

2.1. Теоретические представления. Различным аспектам теоретического рассмотрения вопроса о влиянии l на МЭР осколков для различных ядер посвящено достаточно большое число работ [3,107—131]. Исторически первыми были работы Моретто с соавторами (например, [109]), где на основе довольно простой «ridge line»-модели (модель «линия гребня» — условных седловых точек в пространстве масс-асимметричной деформации [18], см. также [114]), аналогичной МЖК, были рассчитаны потенциальные энергии легких ядер с $A = 120 \div 150$ в зависимости от масс-асимметрии при разных l . Эти расчеты предсказывают для ядер выше точки БГ по Z^2/A сужение параболической потенциальной кривой (увеличение жесткости) при увеличении l для области масс осколков в окрестности $A/2$. При делении очень легких ядер, лежащих за точкой БГ, — переход от кривой, близкой к перевернутой параболе, через плоское распределение, к стандартной параболической зависимости. Если согласиться с тем, что форма кривой потенциальной энергии в статистическом пределе обуславливает форму распределения масс осколков, то, в общем случае, увеличение l , согласно [18,109], будет приводить к уменьшению дисперсии σ_M^2 массового распределения.

Сказанное иллюстрирует рис.8,а, где показан типичный пример расчетов потенциальной энергии ядра ^{105}Ag в зависимости от Z осколков (условные барьеры) и углового момента l , сделанных в работе [112] по модели [18,109].

Подобные расчеты, основанные на «ridge line»-потенциале проводились для разных ядер во многих работах [109—113]. Эта модель, как указывалось в [18,109], будет давать адекватные эксперименту результаты только в том случае, если седловая конфигурация делящегося ядра будет совпадать с конфигурацией точки разрыва, или, по крайней мере, она близка к ней (деформации α_{sp} и α_{sc} и потенциалы $V_{sp}(M)$ и $V_{sc}(M)$ соответственно), т.е. когда нет стадии спуска с вершины барьера. Такая возможность реализуется при делении легких ядер с $Z^2/A < 32$ (соответственно $x < 0,6 - 0,7$) [2,3], и чем легче ядро, тем α_{sp} ближе к α_{sc} .

Сирк в [115] и Карьян и Каплан в [116] рассчитали, соответственно, для ^{110}Sn и ^{149}Tb потенциальные энергии в зависимости от зарядовой (масс) асимметрии и l в рамках модели вращающейся жидкой капли с учетом конечного радиуса действия ядерных сил [16]. Результаты этих расчетов приведены на рис.8,б и 8,в и аналогичны [109] и им подобным.

Для ядер с $Z^2/A > 32$, как уже упоминалось, стадия спуска уже начинает играть существенную роль, и картина формирования МР усложняется [3]. Моретто и Шмидт [118] попробовали применять статистический фор-

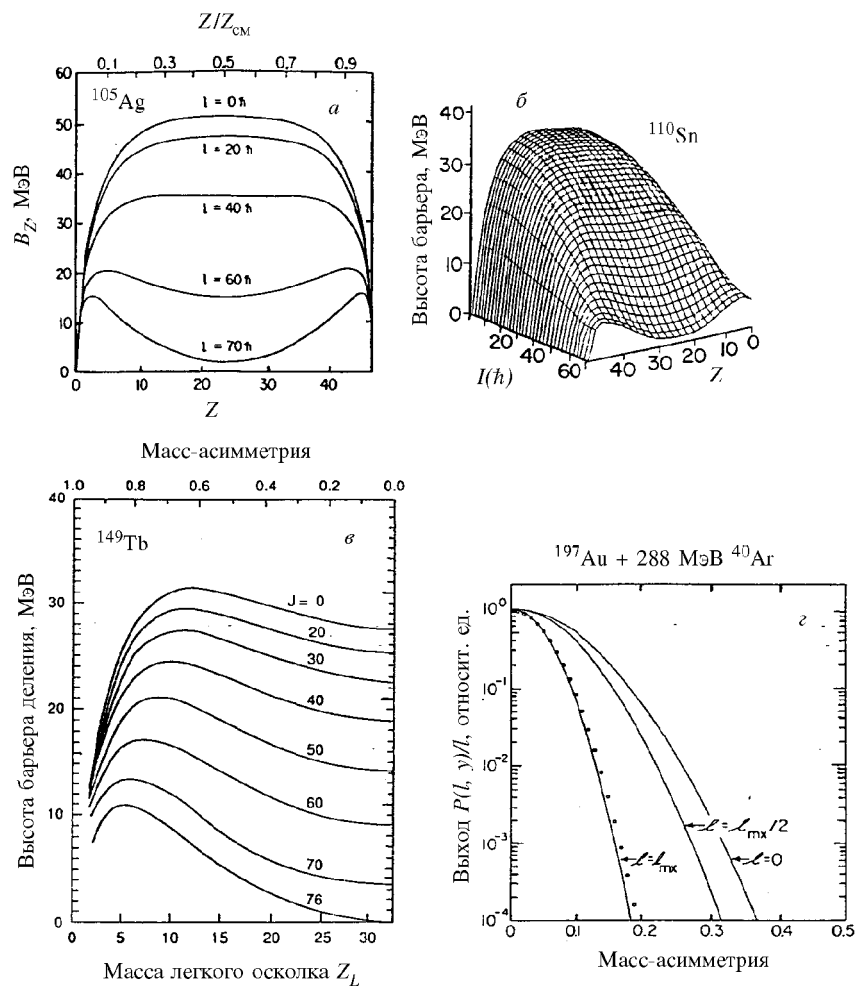


Рис.8. а) Расчеты [112] потенциальной энергии B_Z ядра ^{105}Ag (условные барьеры) в зависимости от заряда Z осколков и углового момента l . б, в) То же, что на рис.8,а, но расчет сделан по модели Сирка [16] в работах [115] и [116] для ^{110}Sn и ^{149}Tb соответственно. г) Расчеты выходов масс осколков [118] в зависимости от l

мализм модели [18,109] для расчета выходов масс осколков деления тяжелого ядра ^{237}Bk , полученного в реакции $^{197}\text{Au} (^{40}\text{Ar}, f)$, но не для седловой конфигурации, которая для этого ядра имеет цилиндрическую форму, а для

разрывной — двух касающихся жидкокапельных сфер-осколков. Результат получился прежний — ширина МР уменьшалась с увеличением l , что и демонстрирует рис.8,2 из работы [118]. Это вошло в противоречие с экспериментом [108], где изучалось деление несколько более легкого ядра ^{205}At в двух реакциях $^{181}\text{Re}(^{20}\text{Ne}, f)$ и $^{165}\text{Ho}(^{40}\text{Ar}, f)$, и была найдена обратная зависимость — с увеличением l резко возрастала ширина МР. Правда, авторы [108] пытались объяснить этот факт на основе нового механизма «быстрого деления», когда критический угловой момент $l_c > l_{E_f=0}$, т.е. когда барьер деления $\tilde{E}_f$ при больших l становится равным нулю и не происходит формирования классического составного ядра [125]. Однако, как показали дальнейшие исследования деления ядер Pt, Po, Cu [67,97,107], такой же эффект имеет место и при гораздо более низких l , и поэтому его интерпретация на основе механизма «быстрого деления» неубедительна, что будет показано ниже.

В работе [119] Грегуар и Шутер одни из первых применили диффузионную модель для описания МР того же ядра ^{205}At . Авторы [119] рассчитали выходы масс, беря за основу конфигурацию точки разрыва, когда толщина шейки между двумя осколками $r_n \sim 0$. При изменении l от 0 до $70\hbar$ ширина МР в расчетах [119] практически не изменялась при варьировании коэффициента трения в 20 раз. Этот результат также не согласуется с экспериментом [108].

Это противоречие до некоторой степени было снято Фабером в [120,121]. В [121] им представлены карты потенциальной (свободной) энергии того же ^{205}At в зависимости от масс-асимметрии, углового момента l и параметра шейки r_n при температуре ядра $\theta = 1,6$ МэВ. Эти карты — двумерные ландшафты свободной энергии — показаны на рис.9,а. Из расчетов [121] на рис.9,а следует, что характер зависимости масс-асимметрии от l меняется на противоположный, при варьировании толщины шейки: для деформаций в окрестности седла (толстая шейка) при увеличении l происходит уширение параболической кривой $V(M)$ потенциальной энергии (уменьшение жесткости); при приближении к точке разрыва (тонкая шейка) l -зависимость $V(M)$ вообще исчезает, а при $r_n = 0$ (касающиеся осколки) с увеличением l происходит сужение параболы $V(M)$ (увеличение жесткости) как в [118]. Более отчетливо это видно на рис. 9,б, который получен из рис.9,а. На нем приведены зависимости свободной энергии от масс-асимметрии (показана ветвь только для тяжелых осколков) и l при фиксированном параметре шейки r_n , причем для наглядности кривые для разных $l \neq 0$ смещены при $A/2$ (здесь масс-асимметрия равна 1) с кривой при $l = 0$. Следовательно, чтобы понять экспериментальные факты для деления тяже-

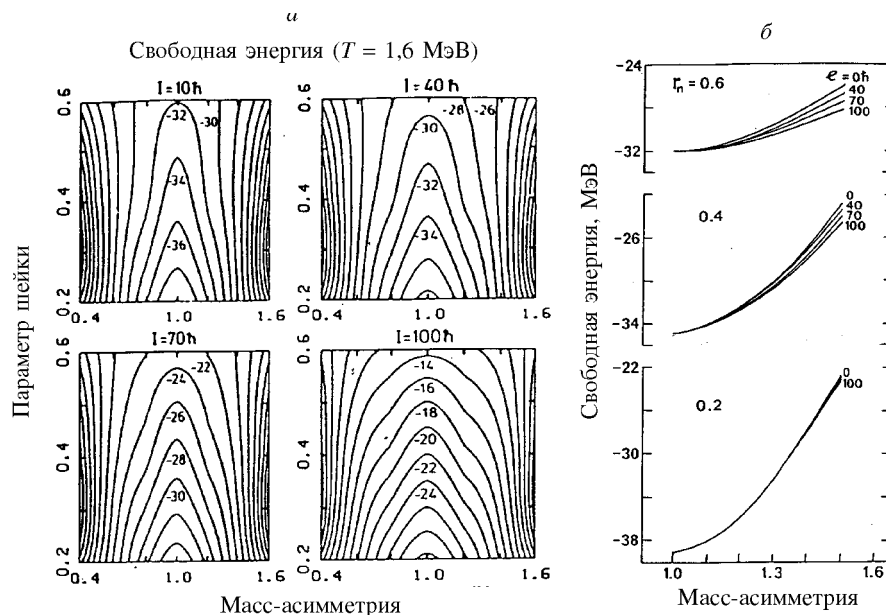


Рис.9. а) Карты свободной энергии ядра ^{205}At , рассчитанные в работе [121], в зависимости от массовой асимметрии, параметра шейки r_n и углового момента. б) Зависимость свободной энергии ^{205}At от массовой асимметрии и углового момента при фиксированном r_n (см. текст)

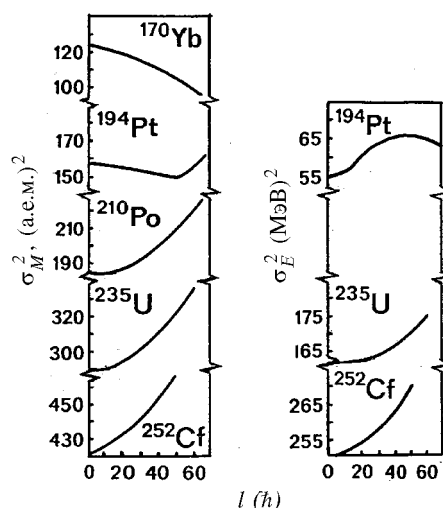
лых ядер [67,97,107,108] на основе [121] нужно предположить, что за формирование МР осколков ответственна область деформаций вблизи седла, возможно, на спуске, но никак не в точке разрыва при $r_n = 0$. Адеевым с соавторами [3,117] в рамках динамической диффузионной модели с включением двухтельного механизма трения (вязкости) были выполнены расчеты МЭР осколков широкого круга ядер от ^{172}Yb до ^{248}Fm в зависимости от E^* и l . Ими было показано, что значительную роль в формировании МЭР играет «память» делящейся системы о своей предыстории при движении к точке разрыва, которая, в свою очередь, зависит от протяженности и времени спуска, а именно: короткий спуск (легкое ядро) — формирование МР происходит фактически на барьере, длинный спуск (тяжелое ядро) — при некоторой промежуточной деформации между седлом и разрывом. С этих позиций в [3,117] найдено, что для легких ядер примерно до $x \sim 0.65$ $d\sigma_M^2/dl < 0$, для тяжелых $d\sigma_M^2/dl > 0$, что, как будет показано ниже, качест-

Рис.10. Теоретическая зависимость дисперсий σ_M^2 и σ_E^2 МР и ЭР от углового момента l для указанных ядер [3,117]

венно согласуется с экспериментом. Зависимость рассчитанных в работах [3,117] дисперсий МР — σ_M^2 и ЭР — σ_E^2 для разных ядер показана на рис.10 и подтверждает сказанное: для тяжелых ядер — Po, U, Cf — обе дисперсии растут с увеличением l , для более легкого ядра ^{172}Yb — σ_M^2 уменьшается, для ^{194}Pt реализуется промежуточный случай.

Все вышесказанное касалось, в основном, массовых распределений осколков. Сведений теоретического характера относительно энергетических характеристик — средней полной кинетической энергии $\bar{E}_k$ и ее дисперсии σ_E^2 — значительно меньше. Во многих работах [2,3,97,116,126—130] авторы предполагали, что связь вращательных степеней свободы с внутренними мала. В этом случае должен был бы наблюдаться рост $\bar{E}_k$ на величину энергии вращения ядра (21), причем в (21) момент инерции ядра $J_\perp$ и температура θ могут определяться как в седловой точке (θ_{sp}), так и в точке разрыва (θ_{sc}) в зависимости от конкретного рассмотрения этого вопроса разными группами авторов.

В работах [115,107] было предположено, что не вся энергия E_{rot} (21) идет на увеличение $\bar{E}_k$, а часть ее переходит во вращение осколков, кроме этого, еще некоторая ее часть может диссипировать во внутренние возбуждения делящегося ядра или осколков [115]. Собственно, от перераспределения E_{rot} в ту или иную степень свободы и будет зависеть конечное значение $\bar{E}_k$. К сожалению, на сегодняшний день теория в этом вопросе делает только первые шаги (например, [3,116,131]), к тому же прямая экспериментальная информация немногочисленна и часто противоречива [129,130], и, в связи с этим, представляется необходимым ее дальнейшее накопление для разных областей делящихся ядер, энергий и налетающих ионов.



Что касается дисперсии σ_E^2 , то ее l -зависимость теоретически исследовали только в двух работах — в [107] на основе известной статистической модели точки разрыва Уилкинса [132] с включением в нее вращения и в [3] — в рамках диффузионной модели. В первом случае для изотопов Pt рассчитанные значения σ_E^2 оказались значительно меньше экспериментальных со слабой положительной зависимостью от l . Во втором — l -зависимость σ_E^2 также достаточно слабая, при этом коэффициент $d\sigma_E^2/dl^2$ зависит от нуклонного состава, увеличиваясь от 0,003 до 0,01 МэВ²/ h^2 в диапазоне ядер от Pt до Cf, что и демонстрирует рис.10.

Стоит упомянуть и работа [131], где в рамках диффузионной модели [3] с двухтелным механизмом вязкости были рассчитаны $\bar{E}_k$, σ_E^2 , σ_M^2 для очень тяжелого, имеющего барьер деления ≈ 0 ядра $^{272}108$ при $\theta_{sp} \sim 2$ МэВ. Оказалось, что при увеличении l от 0 до $30h$ рассчитанное $\bar{E}_k$ не растет, а уменьшается на 2 МэВ. Этот результат в [131] не комментируется и его, вероятно, можно интерпретировать так, что для столь тяжелого ядра при увеличении l вблизи точки разрыва происходит дополнительное удлинение формы ядра из-за центробежных сил, вследствие этого энергия кулоновского отталкивания уменьшается быстрее, чем происходит нарастание $\bar{E}_k$ за счет E_{rot} . Экспериментальные же данные для тяжелых систем говорят о независимости $\bar{E}_k$ от l и от E^* [67,89]. Дисперсия σ_E^2 в расчетах [131] практически не зависит от l , а σ_M^2 — растет на ~ 12 %.

2.2. Экспериментальные результаты. Истории экспериментального изучения влияния l на МЭР уже почти 30 лет*, начиная со ставшей уже классической работы Плэзила с соавторами [62]. В последующем в той или иной степени к этой проблеме возвращались неоднократно в работах [2,21,22,35,67,89,97,107—109,111,113—115,127,129,130,133—135]. Юник с соавторами [129] исследовали деление ^{210}Po в реакциях с p , α и ^{12}C с помощью полупроводникового спектрометра $E_1 - E_2$ -методикой. Ими была получена сильная зависимость $\bar{E}_k$ как от E^* ($d\bar{E}_k/dE^* \sim 0,06$ МэВ/МэВ), так и от l ($d\bar{E}_k/dl^2 \sim 3$ кэВ/ h^2), что более чем вдвое превышает ожидаемое из

*Мы не принимаем во внимание исследования по этому вопросу низкоэнергетического асимметричного деления актиноидов.

(21). Для l -зависимости дисперсий σ_M^2 и σ_E^2 статистически значимых эффектов получено не было. В работе [130] Кунингхам с соавторами результаты [129] не подтвердили — значения $\bar{E}_k$ осколков ^{208}Po , образованного в реакциях с α -частицами, ионами ^{12}C и ^{16}O , оказались близкими и не зависящими от l . Дисперсии σ_M^2 и σ_E^2 , так же, как в [129], не проявили явной l -зависимости. В [97] также с помощью $E_1 - E_2$ -спектрометра в реакциях с ионами ^3He , ^4He , ^{12}C и ^{16}O были измерены МЭР осколков деления тех, что и в [129,130], ядер $^{208-210}\text{Po}$. При анализе полученных результатов была использована простая гипотеза о линейной зависимости $\bar{E}_k$, σ_E^2 , σ_M^2 от θ_{sp} и $\bar{l}^2$:

$$X(\theta_{sp}, \bar{l}^2) = X_0 + \frac{\partial X}{\partial \theta_{sp}} \theta_{sp} + \frac{\partial X}{\partial \bar{l}^2} \bar{l}^2, \quad (24)$$

где $X(\theta, \bar{l}^2)$ — средние моменты МЭР, а $X_0 = X(0,0)$. Выражение (24) удовлетворительно описывало экспериментальные данные, и в [97] были получены значения $d\bar{E}_k/d\bar{l}^2 = (2,9 \pm 0,7) \text{ кэВ}/h^2$, близкое к оценке (21), $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 \sim 0,02 (\text{а.е.м.})^2/h^2$, и по-прежнему не найдено влияние $\bar{l}^2$ на σ_E^2 .

В работе [133] Нго с сотрудниками, изучая деление в той же области ядер $\text{Po} \rightarrow \text{At}$ времяпролетным методом, нашли, в отличие от [97,129], но как и в [130], очень слабую l -зависимость $\bar{E}_k$: $d\bar{E}_k/d\bar{l}^2 < 1 \text{ кэВ}/h^2$. Этот результат впоследствии был подтвержден в [134]. В то же время в [108,133], а также в [134], для ядра ^{205}At , образованного в реакциях с ^{20}Ne и ^{40}Ar , как уже упоминалось, найдена сильная зависимость σ_M^2 от l , а в [134] выявлена и l -зависимость σ_E^2 — обе дисперсии растут с увеличением l .

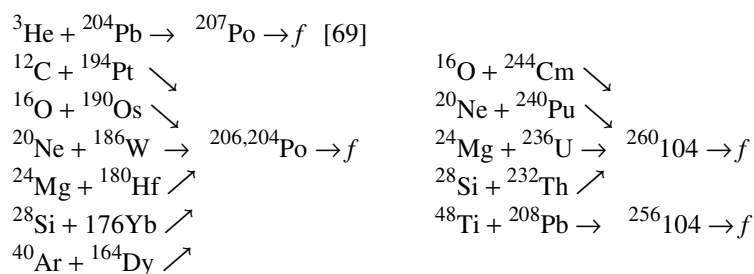
МЭР осколков деления более легких ядер $^{176-186}\text{Pt}$ были экспериментально изучены в реакции с ионами ^{32}S и ^{16}O [107]. Полученные в [107] результаты согласуются с [108,134] относительно дисперсий σ_M^2 и σ_E^2 . Наблюдаемый же в [107] рост $\bar{E}_k$ оказался связанным не с изменением l , а с увеличением энергии возбуждения E^* . Оцененные значения производных оказались равными, как и в [129], $d\bar{E}_k/dE^* \sim 0,06$, но при $d\bar{E}_k/d\bar{l}^2 \sim 0$. В дальнейшем в работе [67] при анализе данных [107] было показано, что

значение $d\bar{E}_k/dE^*$ уменьшается втрое, если более правильно ввести поправку в $\bar{E}_k$ на испускание реального числа нейтронов v_{post} из [38]. Об этом же эффекте упоминается и в работах [37,136].

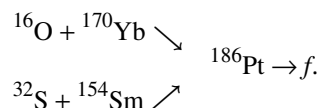
Теперь остановимся более подробно на тех результатах, где непосредственной целью экспериментов и последующего анализа была количественная оценка влияния l на МЭР.

Для удобства восприятия, и придерживаясь нашей классификации, описанной во введении, рассмотрим вначале традиционную область тяжелых ядер.

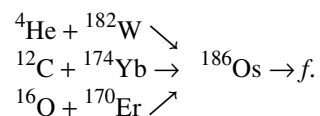
2.2.1. Область $Z^2/A \geq 31$. В [67] исследовалось и анализировалось деление ядер $^{206,204}\text{Po}$ и $^{260,256}\text{104}$ в реакциях:



при двух энергиях для каждого иона, а также анализировались данные [107] о делении составного ядра ^{186}Pt , образованного в реакциях



В [22] был проведен анализ МЭР осколков, аналогичный [67], деления ^{186}Os [62]:



И, наконец, в [70] были подвергнуты пересмотру все вышеперечисленные данные с учетом изотопической зависимости $\bar{v}_{\text{pre}}$ из [38,22] и $\bar{v}_{\text{pre}}^{gs}$,

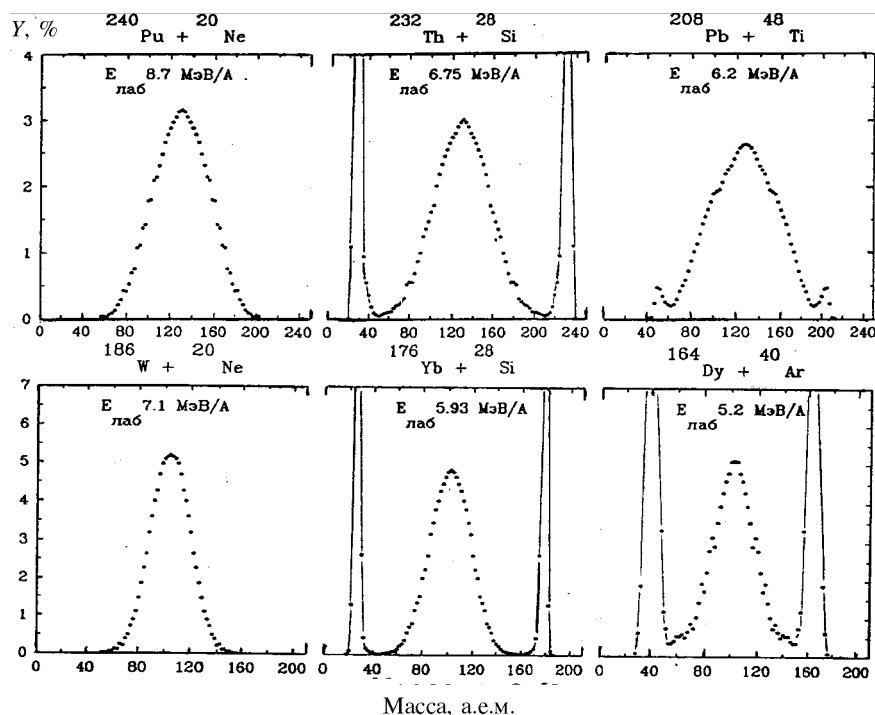
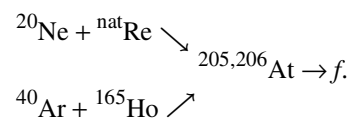


Рис.11. Распределения масс осколков ядер $^{204,206}\text{Po}$ и $^{256,260}\text{104}$ в нескольких реакциях [67]

что, естественно, отражается на температурной зависимости МЭР. В [70] также анализировались данные из работы [108] для реакций



На рис.11 представлены массовые распределения осколков $Y(M)$, а на рис.12 энергетические распределения — $E_k(M)$ и дисперсия $\sigma_E^2(M)$ для нагретых делящихся ядер $^{206,204}\text{Po}$ и $^{256,260}\text{104}$, образованных в реакциях с ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ar}$, ${}^{48}\text{Ti}$. Гауссовская форма $Y(M)$, параболическая зависимость $E_k(M)$ и слабо зависящая от M дисперсия $\sigma_E^2(M)$ — характерные признаки

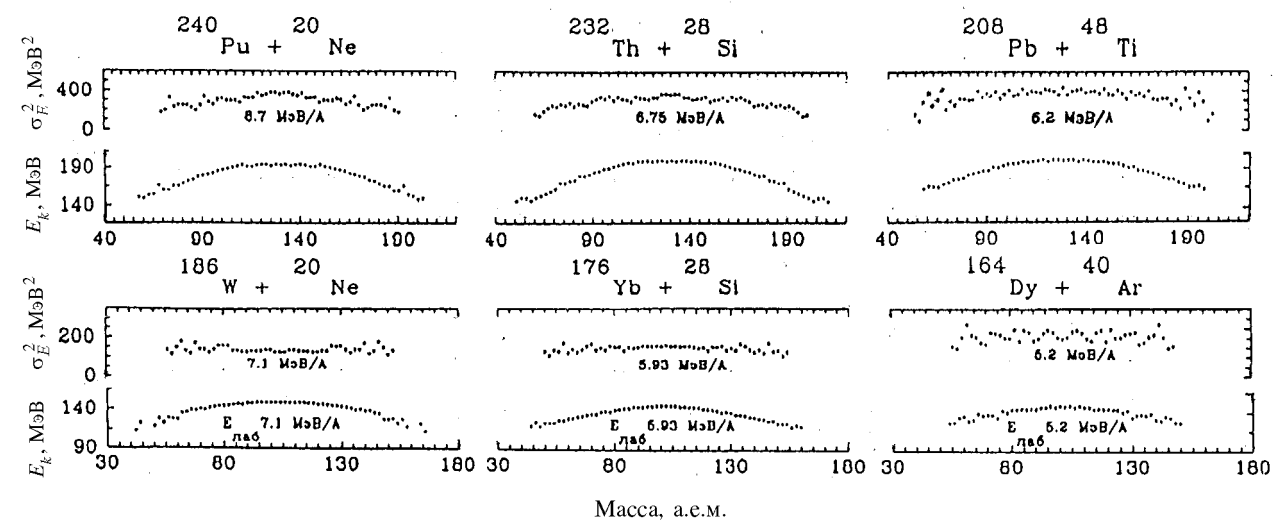


Рис.12. Энергетические распределения E_k и σ_E^2 в зависимости от массы осколков для тех же ядер и реакций, что и на рис.11 [67]

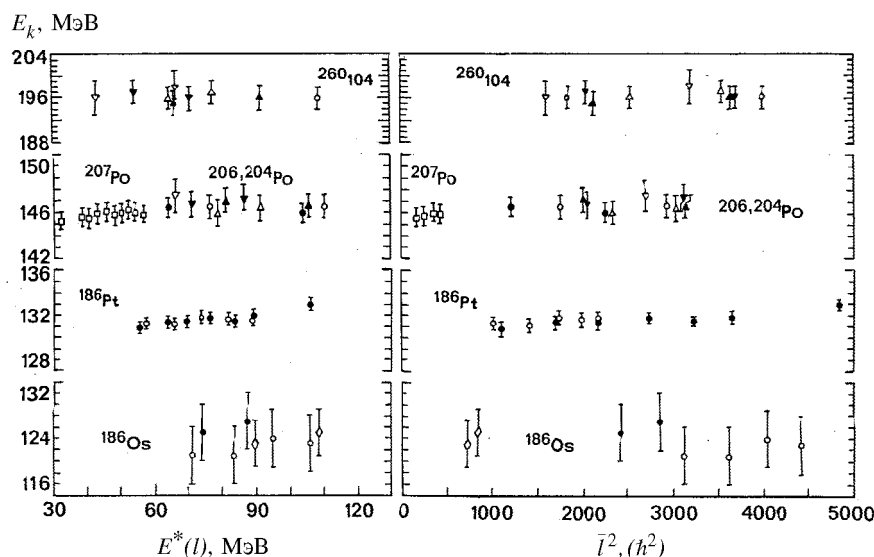


Рис.13. Зависимость средней полной кинетической энергии осколков $\bar{E}_k$ для указанных ядер в различных реакциях (см. текст) от энергии возбуждения $E^*(l)$ (12) (слева) и среднего квадрата углового момента $\bar{l}^2$ [22,62,67,69,107]

жидкокапельных свойств МЭР осколков [2,3,6,12,18,137]. Для ионов ^{28}Si и более тяжелых на краях $Y(M)$ выделяются области упругих, квазиупругих и глубоконеупругих процессов. Для реакции с ионами ^{48}Ti форма $Y(M)$ явно не гауссовская, что для подобных ионов и тяжелых ядер, согласно [68,70,89,91,96,138], говорит о вкладе квазиделения [139] в наблюдаемое МР. Этот вопрос будет подробно обсуждаться в третьем и четвертом разделах.

На рис.13 показаны зависимости $\bar{E}_k$ осколков от начальной энергии возбуждения $E^*(l)$ (12) и среднего квадрата углового момента $\bar{l}^2$ для четырех групп ядер: $^{260,256}_{104}$, $^{204,206,207}\text{Po}$, ^{186}Pt и ^{186}Os , образованных в перечисленных выше реакциях. Из рисунка видно, что $\bar{E}_k$ практически не зависит от l и E^* . Совокупность всех результатов позволяет получить верхнюю оценку $d\bar{E}_k/d\bar{l}^2 \leq 0,3 \text{ кэВ}/h^2$. Поскольку $(d\bar{E}_k/d\bar{l}^2)_{\text{эсп}} \ll d\bar{E}_{\text{rot}}/d\bar{l}^2$, можно утверждать, что большая часть энергии вращения переходит не в кинетическую энергию осколков, а в иные степени свободы.

Отсутствие влияния l на $\bar{E}_k$ можно объяснить на основе результатов измерения средней множественности γ -квантов $\bar{M}_\gamma$ из осколков в реакциях с легкими заряженными частицами (p и α) [140,143] и тяжелыми ионами [134,138,141,142,144—147], которые показали, что $\bar{M}_\gamma$ растет с увеличением E^* и l . В [67] показано, что изменение с l $\bar{M}_\gamma$ и энергии, уносимой γ -квантами из осколков $\bar{E}_\gamma$, практически в точности соответствует изменению $\bar{E}_{\text{rot}}$ для легких ядер в седловой, а для тяжелых ядер — в точке разрыва. Таким образом, энергия вращения делящегося ядра, по-видимому, в большей степени релаксирует в угловой момент (спин) осколков и высвобождается на поздних стадиях путем эмиссии γ -квантов из них.

Перейдем теперь ко вторым моментам МЭР осколков — σ_M^2 и σ_E^2 . При анализе экспериментальных данных о дисперсиях удобно рассматривать температурную зависимость этих величин, вытекающую из достаточно общих результатов статистической механики [148]. Из нее, в частности, следует, что если $V(\alpha, S)$ — зависимость потенциальной энергии деформации от переменной S , то ее распределение относительно среднего значения $\bar{S}$ в соответствии с деформацией α_0 можно представить как

$$P_{\alpha_0}(S) \approx \exp \left[-\frac{(S - \bar{S})^2}{2\sigma_{S, \alpha_0}^2} \right], \quad \sigma_{S, \alpha_0}^2 = \frac{\theta_{\alpha_0}}{K_{S, \alpha_0}}, \quad K_{S, \alpha_0} = \left(\frac{d^2 V}{dS^2} \right) \bigg|_{\substack{S=\bar{S} \\ \alpha=\alpha_0}}, \quad (25)$$

где θ_{α_0} — температура, K_{S, α_0} — жесткость по отношению к вариациям S (обе в точке $\alpha = \alpha_0$). Более общее выражение для температурной зависимости величины дисперсии σ_S^2 можно получить, если учесть энергию нулевых колебаний. Опуская индекс α_0 , получаем

$$\sigma_S^2 = \frac{\hbar \omega_S}{2K_S} \coth \frac{\hbar \omega_S}{2\theta} = \begin{cases} \theta / K_S & \text{для } \theta \gg \hbar \omega_S \\ \hbar \omega_S / 2K_S & \text{для } \theta < \hbar \omega_S, \end{cases} \quad (26)$$

где $\omega_S = (K_S / \mu_S)^{1/2}$ — частота колебаний, μ_S — приведенная масса для колебаний моды S .

Эксперимент согласуется с этим предсказанием, а именно:

а) МР и ЭР следуют гауссовскому закону (25);

б) как вытекает из исследований деления доактинидных ядер при низких температурах, выполненных с помощью легких заряженных частиц [2], зависимости σ_M^2 и σ_E^2 от θ_{sp} следуют (26), причем $\sigma_E^2(\theta_{sp})$ скорее соответствует случаю $\theta_{sp} < h\omega_E$, а $\sigma_M^2(\theta_{sp})$ — линейному приближению $\theta_{sp} \gg h\omega_M$, ввиду того, что $h\omega_E/h\omega_M \sim 5 \div 10$, $h\omega_M \sim 0,5$ МэВ [2].

С последним результатом также находятся в согласии анализируемые данные работ [67,107]: σ_M^2 следует линейной зависимости от θ_{sp}^0 , тогда как зависимость $\sigma_E^2(\theta_{sp}^0)$ имеет вогнутость в соответствии с (26) и неплохо аппроксимируется квадратичной параболой. На этих фактах основывались в [67] при анализе результатов измерений: на рис.14 в зависимости от начальной температуры θ_{sp}^0 приведены величины $\bar{l}^2$, σ_M^2 и σ_E . Экспериментальные значения двух последних характеристик — массовой дисперсии и квадратного корня из дисперсии энергии — удовлетворительно описываются прямыми линиями.

Между температурными зависимостями указанных характеристик для разных бомбардирующих ионов (рис.14) имеется отчетливая корреляция: все они имеют форму веера с точкой пересечения при $\theta_{sp}^0 \sim 1,2 - 1,4$ МэВ, когда приблизительно сравниваются угловые моменты для всех реакций. В эти семейства кривых для ядер Рo разумно вписываются экспериментальные данные, полученные в реакции $^{204}\text{Pb}(^3\text{He}, f)$ [69]. Передаваемые в ней угловые моменты намного меньше, чем в реакциях с тяжелыми ионами, поэтому положение открытых квадратиков на рис.14 близко к границе семейств при $\bar{l}^2 \sim 0$. Рисунок 14 соответствует случаю 1 из предыдущего раздела (см. с.408), т.е. построен в предположении, что нейтроны не излучаются до седла, и носит, скорее, иллюстративный характер, так как в реальном случае предельные нейтроны уносят значительную часть энергии возбуждения.

Теперь рассмотрим отдельно деление ядер $^{205,206}\text{At}$ [108] в реакциях: $^{20}\text{Ne} + ^{\text{nat}}\text{Re}$ с энергиями ионов Ne 124 и 204 МэВ и $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ при энергиях ионов Ar от 180 до 390 МэВ. Во второй реакции с ионами ^{40}Ar для анализа в [70] были взяты нижайшие шесть энергий в диапазоне $E_{\text{Ar}} = 180 \div 280$ МэВ. Такой выбор обусловлен тем обстоятельством, что с увеличением энергии ионов Ar после кругого, приблизительно линейного роста полной ширины на половине высоты FWHM МР, начиная с $E_{\text{Ar}} = 300$ МэВ наступает практически полное выполаживание зависимости

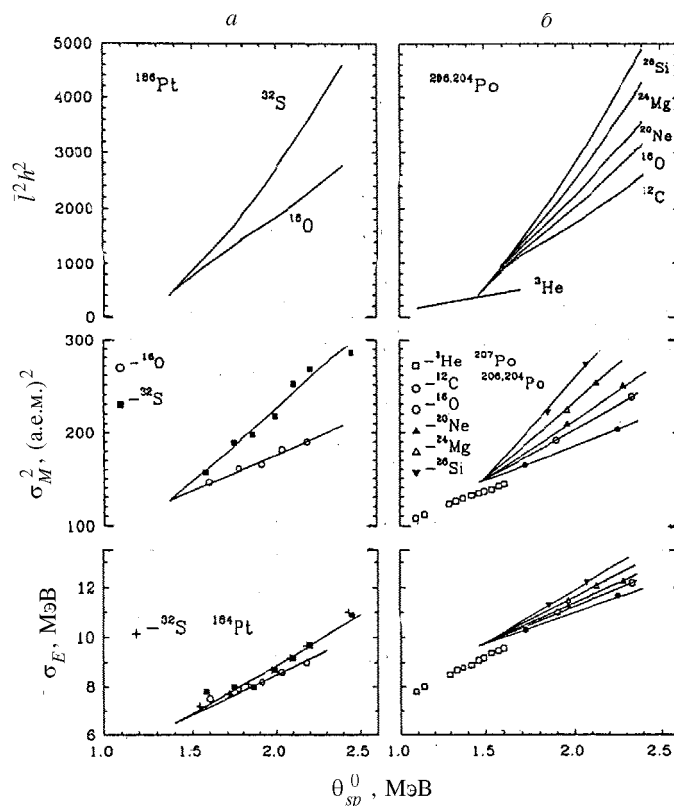


Рис.14,а,б

FWHM от E^* . В [108] и далее в теоретических работах [125] этот резкий рост и последующее выполаживание ширины МР объяснялось с помощью нового механизма «быстрого деления», который начинает «работать», когда с увеличением энергии ионов критический угловой момент l_c становится больше значения $l_{E_f=0}$, при котором барьер деления исчезает. В этом случае, по мнению авторов [125], не происходит образования классического составного ядра — система сразу идет в канал деления. Однако в последние годы после теоретических [149] и экспериментальных исследований [37,43,136] показано, что даже при $E_f=0$ деление — медленный процесс, роль барьера в этом случае эффективно выполняет вязкость [149], и термин «быстрое деление» не совсем корректен [136]. Опираясь на этот вывод, в

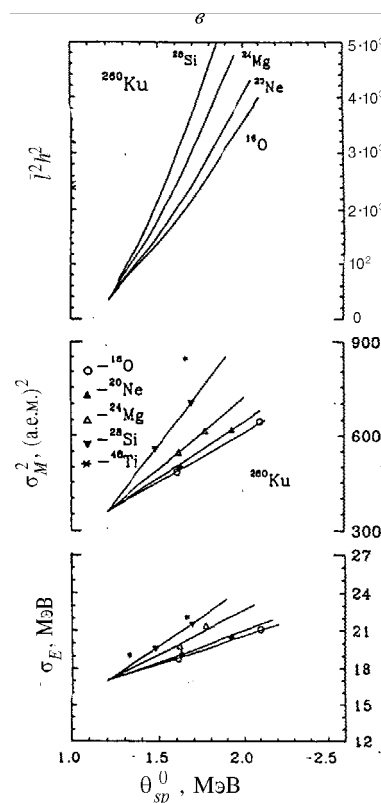
Рис.14. Зависимость σ_M^2 , σ_E и l^2 от θ_{sp}^0 (13) для ядер $^{184,186}\text{Pt}$, $^{204,206,207}\text{Po}$ и $^{260}\text{104}$, образованных в реакциях с различными ионами

[70] рост ширины (дисперсии) МР At связывался с обычным влиянием l , так как видно на рис.14 при образовании близких к $^{205,206}\text{At}$ ядер $^{204,206}\text{Po}$ все результаты, включая и ионы ^{40}Ar , укладываются в единую картину, в которой резкий рост σ_M^2 наблюдается и при значениях l значительно меньших, чем $l_{E_f=0}$. К

тому же выполаживание ширины МР при высоких возбуждениях можно, по-видимому, качественно объяснить тем обстоятельством, что температура ядра в процессе деления резко снижается за счет испускания большого числа предделительных частиц, и этот процесс как раз начинает сильно сказываться при $E^* \geq 180 \div 200$ МэВ, и как бы велико не было начальное возбуждение, ядро в точке разрыва имеет возбуждение не более 50—70 МэВ [37,150]. Хотя и не исключено, что постоянство ширины МР как раз и говорит о включении механизма квазиделения, как в [89].

На рис.15 в качестве примера приведены зависимости σ_M^2 , но уже от эффективных температур в седле и в точке разрыва для ядер $^{205,206}\text{At}$ и того же, что и на рис.14, $^{260}\text{104}$. Хорошо видно, как сужается диапазон температур от количества нейтронов $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ или $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{gs}$, используемых для анализа. При этом, естественно, меняется и ход температурной зависимости σ_M^2 . Для тяжелого ядра энергетическая зависимость числа $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ такова, что происходит почти полное выравнивание температур, слабо зависящее от начальной E^* .

Анализ подобных характеристик, как на рис.14 и 15, в [67] показал, что в общем случае зависимости σ_E^2 , σ_M^2 от θ_{sp} и l^2 нелинейны, и соотношение



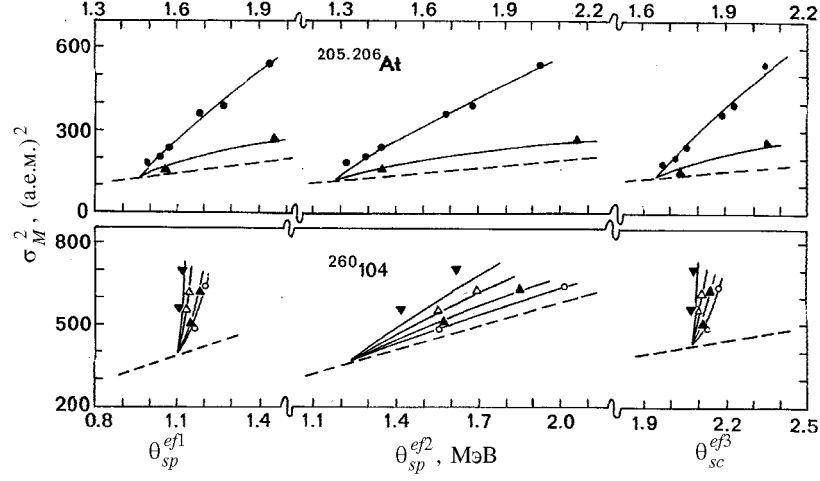


Рис.15. Зависимость σ_M^2 для ядер $^{205,206}\text{At}$ и $^{260}_{104}$ от эффективной температуры в седловой точке θ_{sp}^{ef1} , θ_{sp}^{ef2} и в точке разрыва θ_{sc}^{ef3} . Сплошные линии — эмпирическое описание [70] согласно (27) (см. текст), штриховые — зависимость σ_N^2 от θ_i^j при $l=0$

(24) — разложение $X(\theta_{sp}, \bar{l}^2)$ в ряд Тейлора, в котором оставлены только линейные члены, — дополняется квадратичными и перекрестным членами

$$\begin{aligned}
 X(\theta_{sp}, \bar{l}^2) = & X_0 + \frac{\partial X}{\partial \theta_{sp}} \theta_{sp} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 X}{\partial \theta_{sp}^2} \theta_{sp}^2 + \frac{\partial X}{\partial \bar{l}^2} + \\
 & + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 X}{\partial (\bar{l}^2)^2} (\bar{l}^2)^2 + \frac{\partial^2 X}{\partial \theta_{sp} \partial \bar{l}^2} \theta_{sp} \bar{l}^2.
 \end{aligned} \quad (27)$$

Напомним, что X — это или σ_M^2 , или σ_E^2 . В [67] было показано, что квадратичными членами в (27) можно пренебречь без заметного ухудшения описания, оставив только линейные и перекрестные слагаемые, и, кроме того, положили, что $(\sigma_M^2)_0 = \sigma_M^2(0,0) = 0$. Для нашего случая это всегда означает предположение о формировании МЭР осколков в точке с $\theta_i^j = 0$, т.е. на барьере или в точке разрыва ($i = sp$ или sc , а $j = ef1, ef2$ или $ef3$). На рис.15

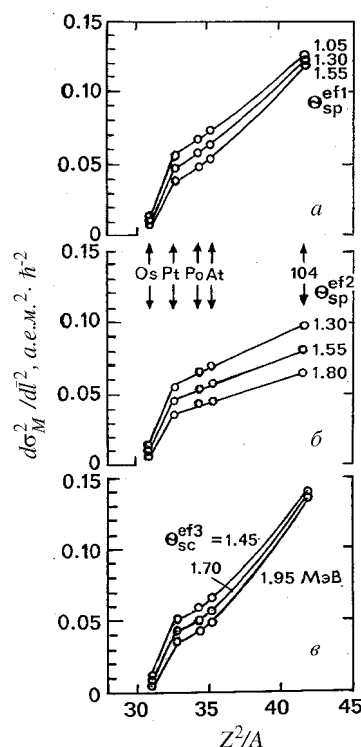
Рис.16. Зависимость коэффициента чувствительности $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ от Z^2/A при указанных значениях температуры: а) θ_{sp}^{ef1} , б) θ_{sp}^{ef2} , в) θ_{sc}^{ef3} для ядер $^{186}\text{Os} - ^{260}104$ (точки). Сплошные линии — аналитическое описание этих зависимостей [70]

сплошными линиями показано описание по методу наименьших квадратов экспериментальной информации о $\sigma_M^2(\theta_i^j, \bar{l}^2)$ согласно выражению (27) без квадратичных членов и с условием $(\sigma_M^2)_0 = 0$. Во всех шести случаях достигнуто удовлетворительное описание эксперимента, кроме реакции $^{28}\text{Si} + ^{232}\text{Th}$, для которой, по-видимому, уже имеет место квазиделительный процесс, аналогичный изученному в [89,96] для реакции $^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$, где наблюдались для разных диапазонов масс осколков в угловых распределениях асимметрия их разлета вперед-назад и уширение МР.

Штриховыми линиями на рис.15 показаны зависимости $\sigma_M^2(\theta_i^j)$ при $l=0$. Для ядра $^{260}104$, если рассматривать случаи с θ_{sp}^{ef1} и θ_{sc}^{ef3} , следует признать, что практически все возрастание σ_M^2 происходит за счет увеличения l , т.к. температура в этих случаях изменяется слабо. Присутствие в выражении (27) перекрестного члена приводит к тому, что значение полной производной $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$, которую можно назвать коэффициентом чувствительности σ_M^2 к l^2 , начинает зависеть от θ_i^j — при меньшей температуре она больше.

Точно так же, как показано на рис.15, в работе [70] были проанализированы данные для ^{186}Os [62,22], ^{186}Pt [107,67] и $^{204,206,207}\text{Po}$ [67], для двух последних ядер они были показаны на рис.14.

Вся информация о полной производной $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ представлена на рис.16 в зависимости от Z^2/A при некоторых указанных значениях температур θ_i^j : на рис.16,а — от θ_{sp}^{ef1} , на рис.16,б — θ_{sp}^{ef2} , на рис.16,в — θ_{sc}^{ef3} .



Особо отметим, что данные для $^{205,206}\text{At}$ хорошо укладываются в единую с другими ядрами зависимость от нуклонного состава, так что механизм «быстрого деления» в данном случае не понадобился для объяснения роста σ_M^2 от l даже при $l_c > l_{E_f=0}$.

Из результатов, приведенных на рис.16, становится понятно, что $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ по-разному зависят от Z^2/A при различных определениях температуры θ_i^j .

Сплошными линиями на рис.16 показано эмпирическое описание [70]. Резкий рост $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ для тяжелых ядер на рис.16,а и рис.16,в обусловлен, в основном, влиянием l , а не θ_i^j . Для случая, когда температура в седловой точке — функция числа нейтронов v_{pre}^{gs} , рост этого коэффициента при увеличении Z^2/A гораздо умереннее.

Почти все вышесказанное относилось к распределениям масс осколков. Для дисперсий ЭР σ_E^2 реализуется практически та же ситуация, что и для МР, поэтому сейчас мы на ней останавливаться не будем, а несколько позже приведем конечные результаты.

Итак, мы видим, что для ядер с $Z^2/A \geq 31$ увеличение l всегда приводит к возрастанию σ_M^2 и σ_E^2 , и чем тяжелее и менее возбуждено ядро, тем сильнее влияние l . Для достаточно легкого ядра ^{186}Os коэффициент $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ близок к нулю.

В итоге из сказанного следует, что чем длиннее спуск с вершины барьера и все более решающую роль начинают играть динамические эффекты, тем сильнее угловой момент, внесенный налетающим ионом, воздействует на делящееся ядро.

2.2.2. Ядра с $Z^2/A = 20 - 30$. Для легких ядер экспериментальная информация об l -зависимости МЭР осколков гораздо беднее, чем только что рассмотренная нами. В основном она представлена в работах [22,35,111,115,127]. Как показали эти исследования, при использовании таких ионов, как Mg, Al, Cl и т.д., в отличие от деления тяжелых ядер, кроме углового момента, возникает проблема сепарации событий «истинного» (классического) деления от событий глубоконеупругих передач и квазиделения [151], резко изменяющих форму МР в зависимости от энергии иона и, кроме всего прочего, от угла вылета осколочноподобных продуктов реакций [22,111—113,126,127,152]. Для более легких ионов при энергиях меньше 10 МэВ/нуклон подобных проблем практически не возникает [19,22—25,109—111,113,128,153—156]. Сказанное иллюстрирует рис.17

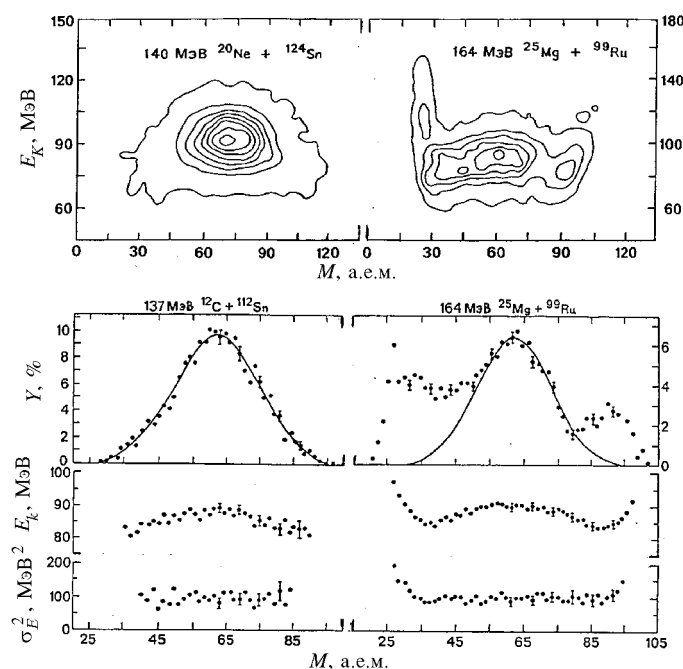


Рис.17. Вверху — двумерные матрицы $N(M, E_k)$ для указанных реакций; внизу — выходы масс Y , E_k и σ_E^2 в зависимости от массы осколков M для указанных реакций

[22]. В верхней его части показаны двумерные матрицы $N(M, E_k)$ для двух из изученных реакций ^{20}Ne (140 МэВ) + ^{124}Sn и ^{25}Mg (164 МэВ) + ^{99}Ru . Результаты для реакции с ^{20}Ne представляют собой стандартное распределение, близкое к треугольному, что для МР выражается в его гауссовской форме, в то время как для реакции с ^{25}Mg картина значительно сложнее — для масс вблизи $A/2$ отчетливо выделяется область симметричного пика, по краям распределений видны, во-первых, события от упругого-квазиупругого пика и, во-вторых, область масс и энергий, где определенно проявляется вклад от реакций глубоконеупругих передач. В нижней части рис.17 приведены МЭР осколков деления ^{124}Ba , образованного в реакциях с помощью ^{12}C и ^{25}Mg . Данные для реакции с ^{12}C схожи с ^{20}Ne , а вот реакция с ^{25}Mg заслуживает отдельного обсуждения. Распределение масс имеет сложную структуру, на-

поминающую распределение для ^{111}In из [151] в реакции $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ и показанное далее на рис.20. В [151] эта структура была разграничена на три области и обоснованно интерпретирована. Симметричный пик вблизи $M = A/2$ является «истинным» делением через составное ядро, и в [22] его описали гауссианом. Края распределения вблизи $M = A_i$ и A_t представляют собой результат реакций квазиупругих и глубоконеупругих передач и на рис.20 для ^{111}In показаны штриховыми линиями, что и выражается в увеличении E_k и σ_E^2 для этих масс. Промежуточные «плечи» между этими двумя диапазонами масс интерпретируются в [151] как результат распада долгоживущей ядерной системы, не проходящей через стадию составного ядра, т.е. квазиделительный процесс (светлые точки на рис.20). В настоящей работе нас интересует только «истинное» деление и по мнению авторов [22] его достаточно хорошо можно отделить от других процессов.

Агарвалом с соавторами [111] были изучены реакции $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ и $^{52}\text{Cr} + ^{56}\text{Fe}$, приводящие к составной системе ^{108}Sn . Для первой реакции наблюдалось широкое гауссоподобное, практически не зависящее от угла распределение зарядов (масс) продуктов реакции вблизи $Z_{CN}/2 \pm 10$, которые можно идентифицировать как «истинное» деление. В то же время для второй реакции наблюдались зависящие от угла узкие распределения зарядов. Их авторы [111] определили даже для угла $\theta_{CM} \sim 90^\circ$ как продукты распада долгоживущей, но не достигшей полного статистического равновесия системы, т.е., пользуясь современной терминологией, как квазиделительный процесс. По этой причине бессмысленно сравнивать характеристики МР осколков или осколочноподобных продуктов обсуждаемых реакций, так как они характеризуют разные процессы.

Подобная ситуация наблюдалась и в работе Бокаччо с соавторами [127] для большего числа изученных реакций, а также в работе группы Ногамэ [113], где были исследованы реакции $^{16}\text{O} + ^{89}\text{Y}$ и $^{37}\text{Cl} + ^{68}\text{Zn}$, приводящие к образованию ядра ^{105}Ag . Данные о характеристиках МР второй реакции, в связи с вышесказанным, в [22] в учет не принимались. Что касается ЭР, то согласно [113] $\bar{E}_k$ и σ_E^2 не зависят ни от l , ни, в отличие от МР, от угла регистрации θ_{CM} .

Несомненный интерес представляет работа [115], где изучалось деление ядра ^{110}Sn в реакции $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$. Хотя она (реакция) близка к изученной в [111] ($^{52}\text{Cr} + ^{56}\text{Fe}$), авторы [115], измерив распределения зарядов легких осколков при $\theta_{CM} \sim 90^\circ$, вид которого оказался близок к гауссовскому, а также множественность γ -квантов $\bar{M}_\gamma$ из осколков в зависимости от зарядо-

вой (массовой) асимметрии, утверждают, что в этом случае образуется классическое составное ядро, и зарядовое распределение достаточно хорошо описывается статистической моделью, за основу которой взята МЖК с учетом вращения. При сравнении распределений зарядов осколков ^{110}Sn , полученного при большом угловом моменте ($l_c = 70h$), и близкого ядра ^{102}Rh из реакции $^{93}\text{Nd} + ^9\text{Be}$ [19] при малом моменте ($l_c = 34h$), авторы [115] делают вывод, что в эксперименте действительно наблюдалось сужение МР с увеличением l , как это и предсказывают теоретические расчеты для этих ядер (см. п.2.1.).

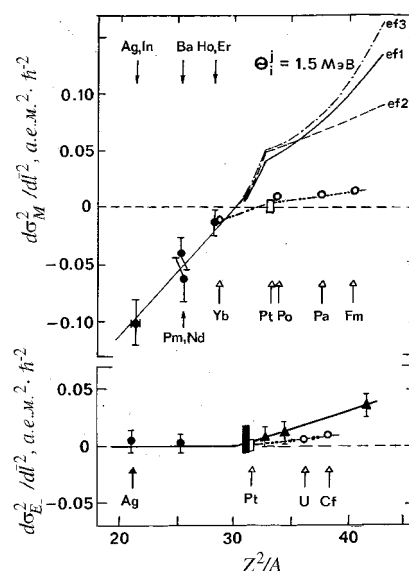
В таблице приведена экспериментальная информация, которая в [22] была выбрана для установления количественной зависимости характеристик МЭР от l . К сожалению, кроме изученного нами в работе [22] в двух реакциях ядра ^{124}Ba , не удастся подобрать подобные данные для других ядер, удовлетворяющие ранее описанным требованиям. По этой причине в таблице приведены пары или тройки близких по Z^2/A ядер, при одинаковых или близких температурах θ_{sp}^{ef1} и полученных в различных комбинациях ион-мишень с разными критическими угловыми моментами l_c . Следует сразу отметить, что в рассматриваемой области ядер вероятность деления очень сильно зависит от l — резко возрастает при увеличении l , поэтому обычно предполагают, что в среднем в делении реализуются моменты, близкие l_c для слияния, и в [22], вслед за работами [113,115], приняли, что $l_c = l$ для деления.

Сопоставляя в таблице ядра по группам при одинаковых или близких температурах θ_{sp}^{ef1} , сразу можно увидеть, что при большем l_c дисперсия σ_M^2 меньше, особенно хорошо это заметно для самых легких из анализируемых ядер ^{111}In [151] и ^{105}Ag [113] (реакции $^{16}\text{O} + ^{89}\text{Y}$), где σ_M^2 отличается вдвое, а для реакции $^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$ [154] МР вообще плоское в широкой области вокруг $A_{CN}/2$ даже при $l_c \sim 50h$ (см.далее рис.20). Это означает, что зависимость σ_M^2 от l достаточно сильная, причем коэффициент чувствительности $d\sigma_M^2/dl^2 < 0$, а в целом характер МР осколков ^{105}Ag соответствует области ядер ниже по Z^2/A точки БГ при $l = 0$. Из сопоставления данных в таблице обнаруживается, что величина коэффициента $d\sigma_M^2/dl^2$ неодинакова для разных областей Z^2/A . В [22] был проведен количественный анализ этой экспериментальной информации относительно зависимостей σ_M^2 и

Таблица

Реакция	A_{CN}	Данные	Z^2/A x	E_i МэВ	l_c h	E^* $E^*(l)$ МэВ	θ_{gr}^0 (A-0,093) МэВ	$\bar{v}_{pre}$	θ_{gr}^{eff} (A-0,093) МэВ	$\bar{E}_k$ МэВ	σ^2 σ_{MB}^2	σ^2 эксп. σ_M^2 теор. σ_M^2 (а.е.м.) ²	$d\sigma^2/dl^2$ h^{-2} (а.е.м.) ²	$d^2v/d\eta^2$ (A-0,093) МэВ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$	^{111}In	[22,151]	21,63 0,436	490	69	107,9 57,9	2,11 2,23	1,5	1,53 1,70			169 ± 16 634	$-0,100 \pm 0,020$	$1,8 \pm 1,8$ 2,1
$^{16}\text{O} + ^{89}\text{Y}$	^{105}Ag	[22,113]	21,04 0,422	140	58	113,3 69,5	2,30 2,45	1,4	1,69 1,90	73 ± 4	99 ± 18	324 ± 34 667		$1,7 \pm 1,6$ 1,9
$^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$	^{105}Ag	[22,154]	21,04 0,422	1060	52	121,0 85,2	2,53 2,68	1,5	2,04 2,20	69 ± 3		плоское		
$^{25}\text{Mg} + ^{99}\text{Ru}$	^{124}Ba	[22]	25,29 0,505	164	67	109,1 64,3	2,23 2,30	1,3	1,81 1,88	89 ± 2	92 ± 6	115 ± 11 310	$-0,038 \pm 0,012$	$5,6 \pm 0,8$ 5,8
$^{12}\text{C} + ^{112}\text{Sn}$	^{124}Ba	[22]	25,29 0,505	137	56	114,7 83,8	2,40 2,49	1,5	1,91 2,0	87 ± 3	90 ± 8	167 ± 14 299		$6,0 \pm 0,8$ 6,4
$^{20}\text{Ne} + ^{124}\text{Sn}$	^{144}Nd	[22]	25,00 0,517	140	63	109,0 74,9	2,06 2,15	2,7	1,21 1,36	91 ± 2	79 ± 5	158 ± 9 325		$4,8 \pm 0,8$ 5,6
$^{20}\text{Ne} + ^{118}\text{Sn}$	^{138}Nd	[22]	26,09	124	56	89,3 61,0	1,82 1,92	1,8	1,20 1,34	92 ± 6	80 ± 6	133 ± 8 227	$-0,061 \pm 0,020$	$6,3 \pm 0,9$ 7,0
$^{139}\text{La} + ^9\text{Be}$	^{148}Pm	[19,22]	25,14 0,523	1157	37	71,3 60,0	1,43 1,57	1,7	0,78 1,03			261 ± 26 318		$3,4 \pm 1,4$ 4,3
$^{132}\text{Xe} + ^{30}\text{Si}$	^{162}Er	[22,152]	28,54 0,588	713	67	84,6 54,8	1,74 1,78	2,3	1,05 1,13			113 ± 17 147		$11,5 \pm 1,4$ 12,6
$^{35}\text{Cl} + ^{124}\text{Sn}$	^{159}Ho	[22,165]	28,23 0,580	165	58	78,8 55,6	1,66 1,74	2,0	1,05 1,15	104 ± 6		140 ± 15 165	$-0,011 \pm 0,010$	$10,1 \pm 1,5$ 11,5
$^3\text{He} + ^{162}\text{Dy}$	^{165}Er	[22,26]	28,12 0,584	65	22	75,1 71,6	1,64 1,71	2,2	1,00 1,10	113 ± 2	81 ± 3	171 ± 7 176		$9,7$ 10,6

Рис.18. Вверху — зависимости $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ от Z^2/A при $\theta_i^j = 1,5$ МэВ, рассчитанные для $Z^2/A > 31$ в [70]. Точки для $Z^2/A \leq 31$ — данные работы [70], сплошная линия для $Z^2/A \leq 31$ соответствует выражению (28) и θ_{sp}^{ef1} , штриховая линия — θ_{sp}^{ef2} , штрихпунктирная линия — θ_{sc}^{ef3} . Внизу — зависимость $d\sigma_E^2/d\bar{l}^2$ от Z^2/A для $\theta_{sp}^{ef1} \cong 1,5$ МэВ [22,67]. Светлые значки — теоретический расчет [3,117]



σ_E^2 от l , согласно линейному приближению (24), так как для ее рассмотрению по более полной и точной формуле (27) явно не хватает данных, причем предполагалось, как и в [70], что в (24) $X(0,0) = 0$. Результаты анализа в виде коэффициента чувствительности $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ представлены на рис.18 (вверху) во всей изученной области Z^2/A : для тяжелых ядер — при $\theta_i^j = 1,5$ МэВ, для ядер в диапазоне $Z^2/A = 20 \div 30$ — для всех указанных в таблице температур θ_{sp}^{ef1} при среднем ее значении 1,5—1,6 МэВ. Для легких ядер экспериментальные точки удовлетворительно описываются прямой согласно выражению

$$d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 = 0,0111Z^2/A - 0,334 \quad \text{для} \quad Z^2/A = 20 - 31. \quad (28)$$

По всей шкале Z^2/A зависимость от θ_{sp}^{ef1} показана сплошной линией. Начиная с $Z^2/A = 31$, штриховой и штрихпунктирной линиями приведены значения $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ для θ_{sp}^{ef2} и θ_{sp}^{ef3} соответственно.

Из данных на рис.18 складывается любопытная картина: для ядер с $Z^2/A > 30$ $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2 > 0$, для более легких ядер этот коэффициент меньше нуля, чем легче ядро (в исследуемом диапазоне), тем он более отрицателен. Светлые значки — теоретические расчеты Адеева с соавторами [3,117] (см. рис.10). Недооценивая масштаб эффекта, авторы расчетов [3,117] предска-

зывают переход $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ через нуль приблизительно при тех же значениях Z^2/A . В этой связи уместно вспомнить, что как раз для ядер с $Z^2/A > 30 - 32$ появляется спуск с вершины барьера, и МЭР осколков становится невозможно описать с помощью традиционной статистической модели без учета динамических свойств ядерного вещества [2—5, 21, 70]. Расчеты [3, 117] и были проделаны с учетом этих факторов в рамках диффузионной модели, и, как видно на рис. 18, они качественно передают ход экспериментальной сплошной кривой в зависимости от Z^2/A . Для ядер $Z^2/A < 30 - 32$ спуска с седла практически нет, динамика и вязкость становятся не существенными и стандартные статистические расчеты, в основе которых лежит МЖК, начинают достаточно хорошо «работать».

Остановимся на физической сущности этого процесса, но с учетом изменений, которые вносят в него вращательные степени свободы. Как известно из классической модели вращающейся жидкой капли [36], угловой момент и связанная с ним энергия вращения действуют на ядро подобно (но не тождественно) кулоновским силам отталкивания, стремящимся разорвать ядро. Это приводит к тому, что основное равновесное состояние становится деформированным, седловая точка, в общем случае, смещается в область меньших деформаций, приближаясь по этой координате к основному состоянию, барьер деления уменьшается, однако свойства вращающегося ядра проявляют себя не одинаковым образом для разных диапазонов ядер (разных x). Для легких ядер (малых значений x) вблизи точки БГ седловая точка при увеличении l практически не смещается в сторону меньшей деформации и ядро остается системой с тонкой, почти неизменной шейкой. В противоположность этому равновесное состояние становится сильно деформированным, приближаясь к конфигурации седловой точки. В данном случае, как показывают многочисленные расчеты потенциальной энергии (см. п. 1.1), жесткость делящейся системы по отношению к масс-асимметричной деформации в седловой точке $d^2V/d\eta^2$ возрастает с увеличением l , и соответствующее ей МР, естественно, сужается.

Для тяжелых ядер с $x > 0,7$ картина меняется на обратную: при увеличении l теперь уже конфигурация в седловой точке приближается к равновесной, которая сама меняется слабо, шейка при больших l исчезает вообще и, как демонстрируют статические расчеты потенциальной энергии деформации Фабера [121] для ^{205}At и Адеева с коллегами [3, 117] для ядер от ^{210}Po до ^{248}Fm , жесткость в седле $d^2V/d\eta^2$ или вблизи него не возрастает, как для легких ядер, а падает с увеличением l . Если делящееся тяжелое ядро «помнит» о своей предыстории при спуске ядра к разрыву, как это

имеет место в диффузионной модели [3,117], то σ_M^2 будет расти при увеличении l , что и зафиксировано в эксперименте.

Для промежуточной области ядер между двумя рассмотренными случаями, где почти нет стадии спуска, σ_M^2 определяется седловыми значениями жесткости [117]. При возрастании l приблизительно в равной степени происходит смещение равновесной и седловой деформации навстречу друг другу, и, как следует опять же из [3,117], $d^2V/d\eta^2$ практически не зависит от l и, соответственно, $d\sigma_M^2/dl^2 \sim 0$.

В нижней части рис.18 показана зависимость $d\sigma_E^2/dl^2$ от Z^2/A . Для легких ядер данных немного, но хорошо видно, что в пределах ошибок нет зависимости σ_E^2 от l . Для более тяжелых ядер данные при $\theta_{sp}^{ef1} = 1,5$ МэВ ведут себя приблизительно так же, как и дисперсии масс, — растут с увеличением Z^2/A .

Таким образом, экспериментальная l -зависимость характеристик МЭР осколков в широкой области ядер с $A \sim 100 \div 260$ позволяет определить σ_M^2 и σ_E^2 при любых значениях l и θ_i^j .

3. СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ И ТОЧКА БУСИНАРО — ГАЛЛОНЕ

При делении ядер с $Z^2/A \leq 32$, как уже отмечалось, отсутствует стадия спуска (для малых l), и динамика «движения» ядра от седла к разрыву не играет существенной роли. В этом случае при теоретическом рассмотрении процесса деления на первый план выходят статические свойства поверхности потенциальной энергии деформации. Для высоковозбужденных ядер они описываются в рамках МЖК, где одним из основных параметров является жесткость (устойчивость) ядер по отношению к масс-асимметричным деформациям (вариациям формы) $d^2V/d\eta^2$, вопрос о которой на качественном уровне отчасти уже затрагивался в предыдущем разделе на примере ^{205}At . Теперь более подробно остановимся на этой характеристике.

В классических работах [12] Струтинским в качестве масс-асимметричной деформации η была принята величина

$$\eta = 2(V_L - V_P)/(V_L + V_P), \quad (29)$$

где V_L и V_R — объемы частей асимметричной фигуры, описывающей делящееся ядро, расположенных слева и справа от середины шейки. Параметр деформации η наиболее естественным образом характеризует асимметричную конфигурацию ядра, и его можно связать с асимметрией масс будущих осколков, если предположить, что разрыв происходит в «самом тонком месте», т.е. посредине шейки. Тогда

$$\eta = (4/A)(M - A/2). \quad (30)$$

При статистическом подходе [12] вероятность данной моды деления или отношения масс осколков $M/(A - M)$ описывается как

$$Y(M) \sim \exp \{2(a[E^* - V(M)]^{1/2})\}, \quad (31)$$

где a — параметр плотности уровней, $V(M)$ — потенциальная энергия системы, которую можно представить в виде:

$$V(\eta) = V(0) + \frac{1}{2} \frac{d^2 V}{d\eta^2} \bigg|_{\eta=0} \eta^2 + \dots \quad (32)$$

Ограничиваясь в (32) этими двумя членами, считая второй член малым в сравнении с потенциальной энергией $V(0)$ и используя (31), получим для $Y(M)$ наблюдаемое в эксперименте гауссовское распределение с дисперсией

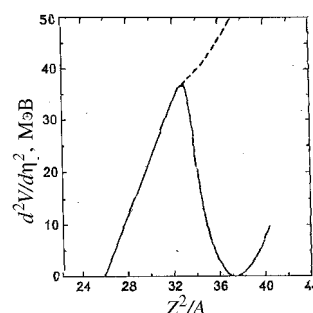
$$\sigma_M^2 = \frac{A^2}{16} \left[\left(\frac{d^2 V}{d\eta^2} \right) \bigg|_{\eta=0} \right]^{-1} \theta, \quad (33)$$

где θ — температура ядра.

Таким образом, форма распределения $Y(M)$ определяется зависимостью потенциальной энергии $V(\eta)$ от масс-асимметричной деформации. В простейшем, но близком к реальному случаю — это потенциал гармонического осциллятора, жесткость которого к асимметричным колебаниям формы ядра $d^2 V / d\eta^2$ определяет дисперсию σ_M^2 . И наоборот, из экспериментальных данных о σ_M^2 легко найти этот важнейший статический параметр МЖК

$$d^2 V / d\eta^2 = A^2 \theta / 16 \sigma_M^2. \quad (34)$$

Рис.19. Зависимость жесткости ядер к масс-асимметричным деформациям $d^2V/d\eta^2$ от параметра делимости Z^2/A . Сплошная кривая — для седловой точки, штриховая — для точки разрыва [12,3]



В принципе в любой модификации МЖК $d^2V/d\eta^2$ можно определить в каждой точке деформационной траектории ядра от основного состояния до разрыва, как это было продемонстрировано на примере ^{205}At [121] во втором разделе. Однако, как известно, особые роли отводятся седловой точке [2,18,22,137,158], стадии спуска [3] и точке разрыва [6,132,159,160].

Наиболее простыми являются предположения статистической модели, которые исходят из допущения, что в рассматриваемом выделенном состоянии ядра, например, в седловой точке или точке разрыва, обеспечиваются условия статистического равновесия по всем степеням свободы ядра. В этом случае в выражениях (31)—(34) должны фигурировать величины, отвечающие выбранному состоянию ядра — седлу или разрыву $V_i(M)$, θ_i , $(d^2V/d\eta^2)_i$, где $i = sp$ или sc . С другой стороны, для экспериментального определения жесткости $d^2V/d\eta^2$, согласно (34), необходимо только знание реальной температуры θ_i^{ef1} и измеряемой на опыте дисперсии σ_M^2 . Сравнение экспериментальной жесткости с различными вариантами теоретических расчетов по МЖК покажет адекватность той или иной модели опыту. Однако практически все существующие расчеты сделаны для случая невращающегося ядра ($l = 0$) и, следовательно, для корректного сравнения с ними необходимо использовать поправленные на влияния l , как описано в разделе два, величины дисперсий σ_M^2 .

Теоретическое поведение $d^2V/d\eta^2$ [3,12] в зависимости от Z^2/A для ядер в долине β -стабильности демонстрирует рис.19, где сплошной кривой показана жесткость, вычисленная для седловой точки, штриховой линией — для точки разрыва. На рис.19 отчетливо видно, что, начиная с $Z^2/A \sim 32$, жесткость для точки разрыва начинает резко отличаться от жесткости для седла, т.е. именно с этого момента появляется спуск с вершины барьера, и чем тяжелее ядро, тем протяженнее эта стадия, и тем сильнее влияние динамики и вязкости на процесс формирования МЭР осколков.

Следует отметить, что вид зависимости $d^2V/d\eta^2$ от Z^2/A , отличаясь количественно положением критических точек по обеим осям, аналогичен приведенному на рис.19 для любой модификации МЖК [12—16].

Первой характерной особенностью поведения теоретической кривой $d^2V/d\eta^2$ для седловой точки в зависимости от Z^2/A является наличие максимума, который находится в диапазоне $Z^2/A = 30 \div 33$ и положение которого зависит от конкретной модификации МЖК. Подобный вид кривой жесткости с максимумом подтвержден экспериментально [2,21,26,69,70] и этот факт будет рассмотрен позднее. Второй особенностью, наиболее важной для нас в этом разделе, является наличие при малых x точки БГ, в которой жесткость ядра $d^2V/d\eta^2 = 0$, т.е. в ней ядро абсолютно неустойчиво к масс-асимметричным деформациям. Теоретическое значение точки БГ также модельно-зависимо и лежит в пределах $Z^2/A \sim 19 \div 26$. В этой точке при делении ядра на приблизительно равные части в окрестности $A/2$ по теории должно наблюдаться плоское, не зависящее от массы распределение осколков, характеризующееся в пределе бесконечной дисперсией.

Неоднократно предпринимались попытки экспериментального определения точки БГ в реакциях с протонами высоких энергий ($0,6 \div 1,0$ ГэВ) [20,161—163]. Они показали, скорее качественно, чем количественно, что, действительно, происходит относительное уширение массового распределения осколков с уменьшением массового числа делящегося ядра. Но, к сожалению, количественная интерпретация этих данных не может быть надежной в связи с широким набором энергий возбуждения и делящихся ядер, возникающих после каскада вылетевших частиц, число которых может достигать нескольких десятков. Обзор подобных экспериментальных исследований дан в [20], и мы не будем останавливаться на них.

Другой класс экспериментов, в которых изучалось МЭР осколков деления легких ядер, связан с реакциями на тяжелых ионах [19,22,35,55,109—115,122,123,126—128,151—156,164—168]. Они также имеют свою специфику, обусловленную, в первую очередь, как было показано в предыдущем разделе, значительным угловым моментом l , вносимым в ядро налетающим ионом. Если использовать не слишком тяжелые ионы (или мишени, в реакциях с инверсной кинематикой), такие, как ^9Be , ^{12}C с энергией до 10 МэВ/нуклон, можно в какой-то степени пренебречь влиянием l . Такие эксперименты были проведены группой Моретто (например, [19]), и их результаты суммированы в обзорах [114], а также в [167]. Они показали, что, как и предсказывает МЖК, с уменьшением массы делящихся ядер от 150 до 80 происходит переход от гауссовского распределения зарядов (масс) осколков к U -образному (см.рис.1).

Как уже упоминалось, при использовании ионов тяжелее Mg возникает проблема сепараций событий «истинного» деления от событий глубоко-неупругих передач и квазиделения [151].

Таким образом, непосредственно из вида МР и значений экспериментальных дисперсий легких ядер в реакциях с тяжелыми ионами невозможно получить количественную характеристику точки БГ и, соответственно, нет возможности оценить адекватность какого-либо варианта МЖК опыту. Этот вопрос до исследований, проведенных авторами обзора в работах [22,35], оставался открытым, хотя на качественном уровне в работе [168] было продемонстрировано лучшее соответствие опыту модели вращающейся жидкой капли Сирка [16], чем классической модели Коэна — Плэзила — Святецкого [36].

Напомним, что такая же ситуация имеет место и по отношению к другой, не исследуемой в настоящей работе характеристике — барьеру деления E_f . Приведем несколько характерных примеров.

В работе [23] исследовались сильно асимметричные моды деления ядра ^{111}In в реакции $^{\text{nat}}\text{Ag}(^3\text{He}, f)$, при статистическом описании функций возбуждения которых были получены условные барьеры деления (барьер при заданной массовой (зарядовой) асимметрии) для исследованных Z осколков. Сирк в [169] показал, что эти данные хорошо описываются МЖК с учетом конечного радиуса действия ядерных сил [15,16], барьеры деления в которых существенно ниже предсказаний [13] (для ^{111}In на 10—11 МэВ). Казалось бы, это веский аргумент в пользу модели [15,16], однако в работе [170] были проанализированы те же данные по функциям возбуждения ^{111}In , но с учетом ротационного усиления плотности уровней. Полученные барьеры с такой же хорошей точностью, как в [169], соответствовали предсказанию МЖК, но... согласно [13].

В недавней работе [171] в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{63}\text{Cu}$ так же, как и в [23], исследовались сильно асимметричные барьеры ^{149}Tb . Экспериментально найденные значения барьеров легли между предсказаниями [13] и [15,16].

Стоит упомянуть и работу [167]. В ней, как и в [23], исследовались функции возбуждения для индивидуальных Z осколков делящегося еще более легкого ядра ^{75}Br в инверсной реакции $^{63}\text{Cu} + ^{12}\text{C}$. Распределение зарядов (масс) осколков для всех изученных энергий возбуждения имеет U -образную форму, что находится в согласии с предсказаниями любого варианта МЖК для столь легкого ядра. Из анализа сечений σ_Z были извлечены условные барьеры для каждого Z осколка и они с хорошей точностью совпали с расчетами Сирка [16]. Напрашивается вывод, что результаты анализа подобных экспериментов достаточно неоднозначны и делать заключение об их соответствии той или иной модели, по-видимому, преждевременно, хотя

МЖК [15,16] более реалистична, чем [13], и сами теоретики уверены в ее физической адекватности нагретому реальному делящемуся ядру [172].

Теперь остановимся на экспериментальных работах [22,35,70], где наиболее подробно исследованы вопросы о точке БГ и соответствии опыту теоретических представлений МЖК о ядре. В этих работах, помимо экспериментального изучения МЭР осколков деления легких ядер в реакциях, в основном с ионами ^{20}Ne , было проанализировано большое число результатов других работ [19,26,55,62,69,107,111—114,127,128,151,152,154,164—166,173]. Во многих перечисленных работах [19,111,114,128,151,154,164—166] измерялись не массовые, а зарядовые распределения осколков. Такие распределения были в [22,35,70] пересчитаны в распределения масс, исходя из условия пропорциональности заряда массе. Полученные МР описывались гауссианом по методу наименьших квадратов. Типичные распределения зарядов осколков или осколочноподобных продуктов реакций и пересчитанные из них распределения масс для некоторых ядер, а также описание их гауссианом, в качестве примера представлены на рис.20.

В работах [22,35,70] анализировались только те результаты, где, во-первых, для масс осколков $M = A_{CN}/2$ ($Z_{CN}/2$) наблюдался четкий пик симметричного деления, и, во-вторых, когда края этого симметричного распределения хорошо отделялись от пика глубоконеупругих передач и вклада квазиделительных реакций, как, например, в работе [151] для ^{111}In (см. рис.20). Были исключены из анализа такие реакции, как $^{37}\text{Cl} + ^{68}\text{Zn}$ из [112,113], или $^{32}\text{S} + ^{76}\text{Ge}$ из [126], или $^{28}\text{Si} + ^{74}\text{Ge}$ из [127] и им подобные, когда распределение зарядов (масс) зависят от угла их регистрации и нет возможности отделить «истинное» деление от делительноподобной, квазиделительной компоненты, искажающей МР [113,151,152].

Из данных о МР, привлеченных для анализа в [22,35,70] извлекалось значение экспериментальной дисперсии σ_M^2 , найденное из описания МР гауссианом (рис.17 и рис.20), которое затем поправлялось на эффект углового момента, как описано во втором разделе, и далее вычислялась согласно выражению (34) жесткость делящегося ядра $d^2V/d\eta^2$. В выражение (34) также входит температура ядра θ_{sp} , значение которой зависит от высоты барьера деления $E_f(l)$ и параметра плотности уровней a . Для полноты анализа при вычислении θ_{sp}^0 и θ_{sp}^{ef} в обсуждаемых работах были использованы барьеры деления из моделей вращающейся жидкой капли Коэна — Плэзила — Святецкого (КПС) [36] и Сирка (С) [16], а также часто употребляемые $a = A \cdot 0,093$ и $a = A/8$.

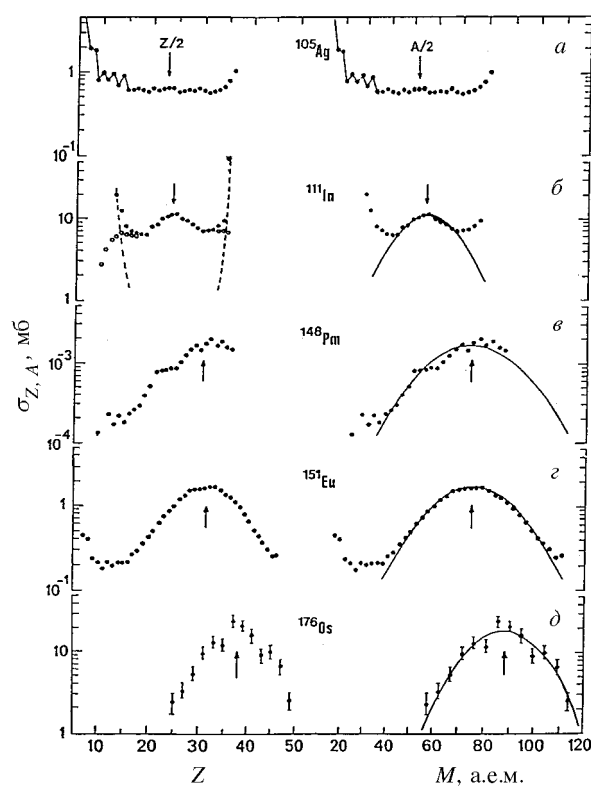


Рис.20. Зарядовые (слева) и пересчитанные из них в работе [22] массовые распределения осколков или осколочно-подобных фрагментов (справа) для указанных ядер и их описание гауссианом (сплошные кривые): а) реакция $^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$ [154], б) $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ [151], в) $^{139}\text{La} + ^9\text{Be}$ [19], г) $^{35}\text{Cl} + ^{141}\text{Pr}$ [165]

На рис.21 показана роль поправок на испускание $\bar{v}_{\text{pre}}$ в θ_{sp} и эффект углового момента в σ_M^2 , причем для каждой экспериментальной точки приведены два значения жесткости: верхние получены с барьерами Сирка [16], нижние — с барьерами из [36]. На рис.21,а показаны значения $d^2V/d\eta^2$ вообще без вышеназванных поправок. Данные показывают приблизительное постоянство жесткости в диапазоне $Z^2/A = 24 \div 33$ и, к тому же, разброс точек настолько велик, что невозможна их разумная экстраполяция к зна-

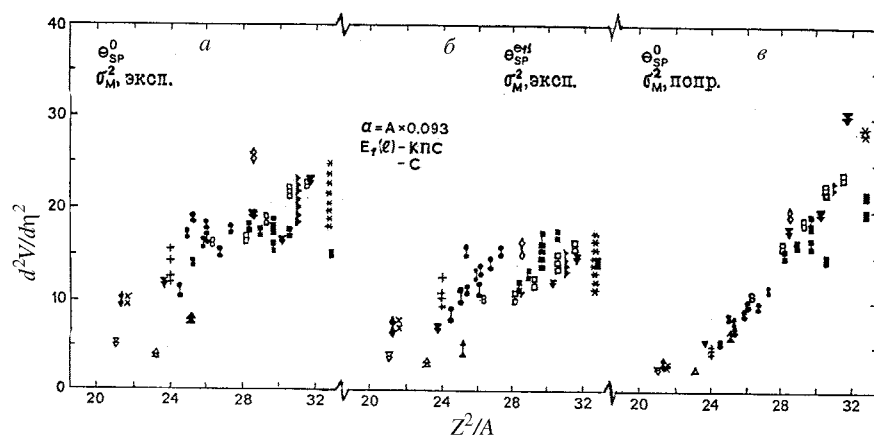


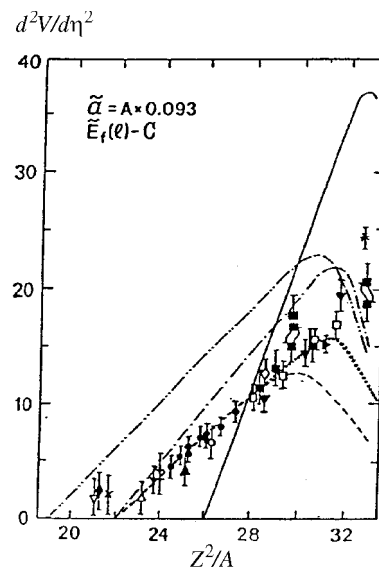
Рис.21. Демонстрация роли поправок на влияние l и испарения $\bar{v}_{\text{пре}}$ в значениях жесткости $d^2V/d\eta^2$ в зависимости от Z^2/A [22]. Каждой экспериментальной точке соответствуют два значения жесткости: верхние получены с барьерами Сирка (С) [16], нижние — с барьерами Коэна — Плэзила — Святецкого (КПС) [36]; а) вообще без поправок, б) экспериментальные σ_M^2 , но θ_{sp}^{ef1} , в) σ_M^2 , поправленные на влияние l , и θ_{sp}^0 — начальная температура. Обозначения точек даны в [22]

чению $d^2V/d\eta^2 = 0$, а тем более тестирование различных моделей. Помимо этого интересно обратить внимание на такую деталь: результаты работ [62] и [107], где исследовалось, соответственно, деление ядер ^{186}Os и ^{186}Pt в реакциях с разными ионами, не согласуются с единой жесткостью для каждого из этих ядер, как это должно следовать из любой МЖК.

На рис.21,б приведены те же данные, но с введенной поправкой на $\bar{v}_{\text{пре}}$, т.е. вместо θ_{sp}^0 , как на рис.21,а, здесь взята температура θ_{sp}^{ef1} . Принципиально поведение данных здесь ничем не отличается от рис.21,а, кроме как общим понижением величины жесткости.

На рис.21,в показано влияние l -эффекта на $d^2V/d\eta^2$ при θ_{sp}^0 , которое оказывается более сильным по сравнению с температурным. Из рис.21,в следует, что в этом случае экспериментальные данные уже имеют определенную тенденцию, т.е. $d^2V/d\eta^2$ уменьшается по мере продвижения в область легких ядер, хотя разброс точек все еще велик для корректного определения точки БГ.

Рис.22. Значения жесткости $d^2V/d\eta^2$ с учетом обеих поправок, т.е. σ_M^2 поправлена на l и θ_{sp}^{ef1} [22]. Теоретические кривые — расчеты жесткости для седла: сплошная — [12], штриховая с двумя точками — [13], штрихпунктирная — [14], штриховая — [15] с параметрами [16], точечная — [22] с параметрами [16]; $E_f(l)$ из [16], $a = 0,093A$



На рис.22 приведены экспериментальные значения $d^2V/d\eta^2$ с учетом обеих поправок, т.е. с θ_{sp}^{ef1} и σ_M^2 ($l=0$). Прежде всего следует отметить, что разброс точек резко уменьшается по сравнению с рис.21,а, а $d^2V/d\eta^2$ для ^{186}Os

и ^{186}Pt вместо целого набора значений на рис.21,а и 21,б трансформируются в единые для этих ядер значения жесткости.

Эти данные также сравниваются с теоретическими расчетами жесткости, выполненными для долины β -стабильности для различных вариантов МЖК: простой МЖК с резким краем ядра Майерса — Святецкого (МС) [13]; МЖК Струтинского (Стр.) с учетом зависимости поверхностного натяжения от кривизны поверхности $\sigma = \sigma_0(1 - \Gamma)$ при $\Gamma = -0,1$ и $(Z^2/A)_{\text{крит}} = 45$ [12]; капельной модели Майерса (М) [14]; МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил Краппе — Никса — Сирка [15] с параметрами капли Сирка (С) из [16]. Вариант МЖК с учетом конечного радиуса действия ядерных сил [15], расчеты по которому сделаны в работе [22], отличается от сделанных группой Адеева и приведенных в [21] тем, что барьер деления вычисляется при фиксированной асимметрии деления η с учетом изменения удлинения ядра α (основной делительной деформации) при разных η , т.е. вдоль ранее упомянутой «линии гребня», которая для ядер с $Z^2/A > 29$ при увеличении η стремится к большим значениям α (большим удлинениям ядра). Полученная зависимость $V(\eta)$ аппроксимировалась параболой в диапазоне изменений η от 0 до $\eta \sim 0,2 - 0,3$, дифференцируя которую, определяли эффективное значение $d^2V/d\eta^2$. При этом форма ядра описывалась в параметризации, основанной на овалах Кассини [174].

Экспериментальная информация, представленная на рис.22, демонстрирует отчетливую выстроенность данных, которая в полном объеме не описывается ни одной из модификаций МЖК, но удивительное согласие с экспериментом достигается с помощью модели Сирка [16] в области $Z^2/A = 22 \div 30$ с $a = A \cdot 0,093$ и барьерами $E_f(l)$ из той же модели [16]. К тому же она точно предсказывает положение точки БГ, которую легко определить по экспериментальным данным при линейной экстраполяции их в ноль: $(Z^2/A)_{\text{БГ}} = 22 \pm 0,6$. Было показано [22], что положение точки БГ на оси Z^2/A оказывается нечувствительным к изменению $E_f(l)$ и a .

Завершая обсуждение экспериментальных данных для легких ядер о зависимости жесткости ядер $d^2V/d\eta^2$ от нуклонного состава, температуры и углового момента, представляется интересным сравнить их с известными динамическими расчетами Никса [7], выполненными в статистическом пределе для невязкой невращающейся ядерной жидкости на основе МЖК с параметрами [13].

На рис.23,а дано такое сравнение. На нем показана зависимость $d^2V/d\eta^2$ от параметра делимости x — экспериментальная и теоретическая [7]. Естественно, как и МЖК [13], теоретические расчеты [7] дают точку БГ при $x_{\text{БГ}} = 0,396$. Экстраполяция в ноль экспериментальных данных, из которых на рис.23,а исключены несколько сильно выпадающих из общей тенденции точек, дает значение $x_{\text{БГ}} = 0,44 \pm 0,01$. О подобном отличии экспериментальной и теоретической [7] оценок точки БГ говорилось выше, и к тому же кривая жесткости Никса не передает тенденцию поведения $d^2V/d\eta^2$ при $x > 0,6$, что вполне понятно, т.к. в расчетах [7] не учитывается вязкость ядра, и они скорее отражают поведение жесткости от x в точке разрыва, которая в этом случае, согласно [3,7,11] и рис.19, монотонно растет с утяжелением ядра.

Часто расчеты [7], в частности, температурная зависимость σ_M^2 , использовались в некоторых экспериментальных работах для экстраполяции данных к единой температуре. Как теперь становится понятно из сопоставления теории и эксперимента, подобная экстраполяция не совсем корректна. На рис.23,б прямыми линиями показаны теоретические зависимости $\sigma_M^2(\theta_{sp})$ [7] (естественно, для $l=0$) для указанных x . В скобках же приведены значения x , для которых такой рост $\sigma_M^2(\theta_{sp}^{ef1})$ соответствует реальному, наблюдаемому в эксперименте (то же для $l=0$). Эти значения x получены согласно сплошной прямой для жесткости на рис.23,а и выражению (34).

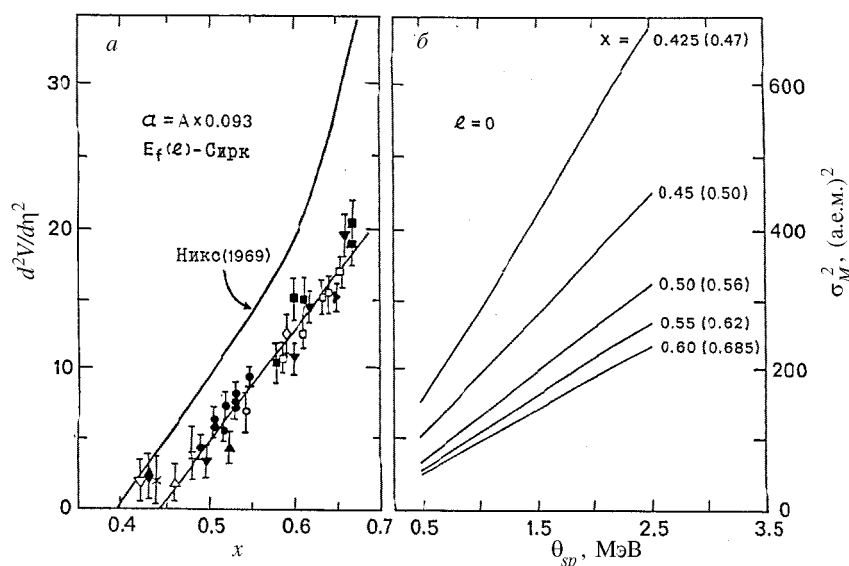


Рис.23. а) Зависимость $d^2V/d\eta^2$, полученная с $E_f(l)$ из [16] и $a=0,093A$, от параметра делимости x . Прямая — описание данных методом наименьших квадратов, кривая — теоретические расчеты Никса [7]. б) Теоретическая зависимость σ_M^2 от θ_{sp} для указанных значений x из [7], в скобках даны значения x , которым реально в эксперименте соответствует такой рост σ_M^2 с увеличением θ_{sp}^{ef1} (см. текст) при $l=0$

Подводя итог сказанному, следует еще раз подчеркнуть поразительное согласие статических расчетов жесткости по модели [15,16], учитывающей короткодействие ядерных сил, выполненных для седловой точки, и «экспериментальных» значений $d^2V/d\eta^2$, найденных при статистическом подходе в этой же точке для диапазона ядер с $Z^2/A = 20 \div 30$.

С одной стороны, казалось бы, ничего удивительного в этом нет — для обсуждаемых ядер седло и точка разрыва фактически совпадают — динамики спуска нет, и многократно проверенное и использованное предположение модели переходного состояния Бора — Уиллера [158] хорошо работает. Однако, с другой стороны, есть динамика движения ядра от основного состояния до седловой конфигурации, и для вышеназванного экспериментального факта — установления статистического равновесия между коллективными и внутренними степенями свободы в седловой точке — требуется, чтобы это «движение» было медленным. Сделать его таковым может доста-

точно большая величина вязкости ядерного вещества (диссипативные его свойства). В противном случае, если вязкость мала ($\beta \leq 1$), то, согласно [3,175], ядро будет «помнить» о своей предыстории — состоянии до седловой точки, где жесткость делящейся системы меньше, чем в седле. В этом случае согласия эксперимента и теории на рис.22 быть не должно.

Динамические расчеты МЭР осколков из основного состояния с учетом вязкости и с привлечением данных о $\bar{v}_{pre}$, $\bar{p}_{pre}$ и т.д. должны пролить свет на эту проблему. Теория же в этом направлении делает только первые шаги [2,8,175,176].

4. ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ МЭР ОСКОЛКОВ ЯДЕР С $Z^2/A > 32$

Экспериментальным исследованиям МЭР осколков возбужденных тяжелых ядер посвящено большое число работ [2,4,5,9,10,20—22,26,35,49,50,53,55,62,67—70,89—91,93—97,107,108,114,129,130,133,134,138,141,155,173,177—203], где изучались различные аспекты процесса формирования осколков в зависимости от энергии возбуждения (температуры) и нуклонного состава.

Теоретическое описание характеристик МЭР осколков нагретых тяжелых ядер еще не так давно сталкивалось со значительными трудностями [6,7,137,159,160,204]. Всесторонний анализ экспериментальных данных, проведенный в обзоре [202] в 1985 году, указал на неопределенность в описании механизма формирования МЭР.

Первые успехи в этом направлении были сделаны в работах Никса и Сирка с соавторами, когда в динамическую модель деления были включены силы трения (вязкость) — диссипативные свойства ядерного вещества [205—215]. В расчетах видоизменялась модель и ее параметры, условия разрыва шейки [206,208,211] и предположения о механизме вязкости — двухтельном [205,206,208,210—213], подобном трению в обычной жидкости, и однотельном, рассматривающем взаимодействие нуклона со «стенной» [208—210] или со «стенной с окном» [211] (учет присутствия шейки), или «поверхностный с окном» [214,215]. Однако, все эти расчеты были выполнены только для одномерного случая — вычисления полной кинетической энергии осколков E_k , другие характеристики МЭР в расчет не принимались.

В последнее десятилетие значительные успехи в объяснении свойств МЭР осколков были достигнуты в рамках диффузионной модели [3,117,119,131,157,175,216—223]. Эволюция делящегося ядра описывается в ней с помощью уравнения Фоккера — Планка (УФП) для функций распределения коллективных переменных, в которой, кроме консервативных сил и сил

трения, как в обычной динамике, учитываются флуктуации этих переменных. Это достаточно общий подход, и из него вытекают, как предельные случаи, хорошо известные результаты статистической модели (при большом трении), и динамической — при малом для невязкой жидкости.

В работах группы Адеева [3,18,131,156,220—223], которые суммированы в обзорах [3,223], был рассмотрен весь спектр вопросов о формировании МЭР и зарядов осколков, и диффузионная модель наиболее последовательно и успешно применена для количественного описания их свойств.

Буквально в последние несколько лет опубликованы работы, где для описания процесса деления было использовано уравнение Ланжевена (УЛ) — физический аналог УФП. В этом подходе считается, что флуктуации коллективных переменных учитываются «точно» в отличие от УФП, где их учет ведется «в среднем» [8]. Эти модели находятся в процессе своего развития, но первые результаты в описании предделительных частиц [59,71—75,224—226] и энергетических распределений [8,78,176,224,225—227] многообещающи.

В этом разделе, анализируя экспериментальные данные о $\bar{E}_k$, σ_M^2 и σ_E^2 , мы будем более подробно рассматривать теоретические подходы, описывающие наблюдаемые МЭР осколков.

В работах [67,68,89,90,91,96,111,113,126,127,134,138,139,151,178—180,189,192—194,197—199,228] авторы, исследуя (экспериментально и теоретически) процесс деления очень легких (в области точки БГ) и очень тяжелых ядер с $Z^2/A \geq 36$, в реакциях с массивными ионами с $A_i \geq 27$ (или мишенями в реакциях с инверсной кинематикой), установили, что массовые распределения осколков, а для тяжелых ядер и угловые распределения, невозможно понять и описать, исходя из стандартных теоретических представлений, хорошо «работающих» для более легких ионов (мишеней). Такой процесс получил название квазиделения и характеризуется большей угловой анизотропией осколков и шириной МР по сравнению с «нормальным» делением. Часто очень трудно экспериментально установить грань, отделяющую классическое деление от квазиделения. Этот вопрос также будет обсуждаться в этом разделе.

4.1. Энергетические распределения осколков. Обычно в экспериментальных исследованиях измеряют величины полной кинетической энергии осколков $\bar{E}_k$ и ее дисперсию σ_E^2 . Типичный пример распределений $\bar{E}_k$ и σ_E^2 в зависимости от массы осколков M для делящихся ядер $^{206,204}\text{Po}$ и ^{260}Ku в нескольких реакциях был приведен на рис.12 во втором разделе. Это характерные для возбужденных ядер жидкокапельные распределения

[3,7,107,137] — параболическая форма $E_k(M)$ и почти не зависящая от массы осколков величина $\sigma_E^2(M)$. Усредненные по всем массам осколков $\bar{E}_k$ и σ_E^2 для различных ядер изучались в огромном числе работ. В нашем предыдущем обзоре [2] приведена сводка данных об этих характеристиках, однако тогда мы считали, что $\bar{E}_k$ достаточно сильно зависит от углового момента l , вносимого в ядро налетающим ионом, и, соответственно, вносили поправки на этот эффект. После наших измерений [22,67] и анализа работ других авторов [68,89,107,113,133,134] стало ясно, что $\bar{E}_k$ практически не зависит ни от l , ни от энергии возбуждения E^* , и соответствующие поправки не нужны (см. второй раздел). Кроме того, за период времени после опубликования обзора [2] были получены новые важные сведения об обсуждаемых характеристиках осколков для разных ядер, образованных в реакциях с различными ионами [9, 10,21,22,35,49,50,55,67,68,70,114,127,128, 134,167,177,178,183,184,197,201,229—231].

В работах [2,21,35] было показано, что зависимость $\bar{E}_k$ от кулоновского параметра $Z^2/A^{1/3}$, если из всевозможных данных отобрать результаты только для достаточно сильно нагретых ядер, исключив низкоэнергетическое и спонтанное, подверженное сильному влиянию оболочечных эффектов деление, а также данные из квазиделительных реакций с массивными ионами, то $\bar{E}_k$ не является линейной функцией, как это следует из систематик [93,94], а имеет излом при $Z^2/A \sim 1000$.

Сказанное иллюстрирует рис.24,а, на котором различными значками приведены экспериментальные результаты работ разных авторов, а двумя прямыми линиями показано описание этих данных по методу наименьших квадратов в диапазонах $Z^2/A^{1/3} = 0 \div 900$ и $900 \div 1800$, согласно выражениям (19) и (20) соответственно.

На рис.24,б дана величина σ_E^2 при $\theta_{sp}^0 \sim 1,5$ МэВ в зависимости от $Z^2/A^{1/3}$. Конечно, правильнее было бы рассматривать температуру в точке разрыва θ_{sc}^{ef3} , так как именно она, в основном, ответственна за ширину распределения E_k . Однако теоретические расчеты [3], с которыми сравниваются экспериментальные данные на рис.24,б, сделаны для температуры в седле $\theta_{sp} = 1,5$ МэВ. Тогда желательна реальная температура θ_{sp}^{ef1} или θ_{sp}^{ef2} , но наш анализ показал, что, с одной стороны, учет $\bar{v}_{pre}$ делает зависимость $\sigma_E^2(\theta_{sp})$ более крутой, а, с другой стороны, поправка на l данных на рис.24,б, полученных, в основном, в реакциях с ионами ^{12}C , ^{16}O и ^{20}Ne [21], такова, что,

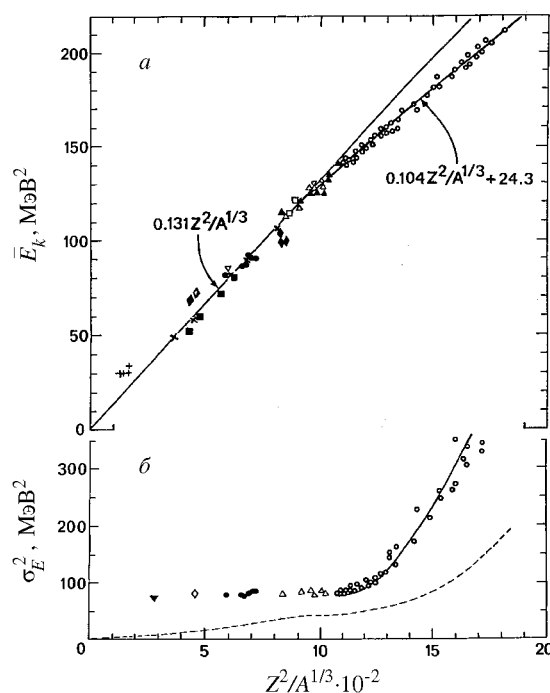


Рис.24. а) Зависимость средней полной кинетической энергии осколков $\bar{E}_k$ от кулоновского параметра $Z^2/A^{1/3}$ [35]. Прямые — описание данных в диапазонах $0 < Z^2/A^{1/3} < 900$ и $Z^2/A^{1/3} > 900$, согласно указанным на рисунке выражениям. б) Зависимость дисперсии σ_E^2 от $Z^2/A^{1/3}$ при $\theta_{sp}^0 = 1,5$ МэВ [35]. Сплошная кривая — расчеты по диффузионной модели [3], штриховая — расчеты Никса [7]

наоборот, выполаживает эту зависимость, происходит взаимная компенсация двух эффектов, и, в среднем, она остается неизменной. Поэтому в данные на рис.24,б не введены никакие поправки.

На этом рисунке прекрасно виден эффект резкого увеличения σ_E^2 , начиная с $Z^2/A^{1/3} \sim 1000$, в диапазоне же $0 \leq Z^2/A^{1/3} \leq 1000$ наблюдается практически полное постоянство σ_E^2 . Эффект излома в $\bar{E}_k$ и начало роста σ_E^2 при одном и том же значении $Z^2/A^{1/3}$ естественно интерпретировать как исходную точку проявления стадии спуска.

Штриховой линией на рис.24,б показаны результаты расчетов Никса [7] в МЖК для невязкой жидкости. Сплошной кривой — расчеты группы Адеева [3] по диффузной модели в рамках двухтельного механизма вязкости с коэффициентом $\nu_0 = 1,5 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$, что соответствует значению гидродинамической вязкости $\mu \sim 0,024 \text{ Тп}$ (террапуаз: $1 \text{ Тп} = 6,24 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$), а на языке коэффициента затухания коллективного движения соответствует $\beta \sim 2 - 3$ — малой вязкости. Как видим, диффузионная модель [3] способна хорошо описывать эксперимент, начиная с $Z^2/A^{1/3} \sim 1000$, т.е. именно там, где необходим учет динамики спуска. Однако ее недостатком следует считать практическую невозможность рассчитать МЭР осколков для ядер, у которых нет стадии спуска от седла к разрыву, так как в ней за начало эволюции делящейся системы берется вершина барьера.

Следует сразу отметить одну немаловажную деталь, касающуюся определения условий разрыва ядра на осколки. В теории существуют две основные точки зрения на этот вопрос: за критерий разрыва принимается обращение в нуль толщины шейки $r_n = 0$ (этот критерий использован во многих работах Никса с соавторами [7,137,205—207,211,214,215]) и определение разрыва ядра как условия равенства сил кулоновского и ядерного взаимодействия $F_C = F_N$.

Разрывные конфигурации ядра, когда за критерий разрыва принимается $r_n = 0$, лежат за пределами существования сплошных форм ядра в модели жидкой капли [11,12,208,232]. Более того, МЖК вообще теряет смысл, когда r_n становится сравнимым с расстоянием между нуклонами. Физически более оправданным является определение разрыва как $F_C = F_N$. После прохождения делящимся ядром этой точки возникает резкая неустойчивость к разрыву — система переходит из долины деления в долину разделенных осколков [3,11,232] — происходит быстрый разрыв достаточно толстой шейки почти без изменения вытянутости ядра, но никак не путем постепенного ее утончения при увеличении деформации. Именно с этим критерием разрыва и были сделаны Адеевым с коллегами [3] все расчеты по диффузионной модели, показанные на рис.24,б сплошной линией.

На рис.25 приведены расчеты радиуса шейки r_n в фм, выполненные в работе [208], исходя из условия $F_C = F_N$ для двух типов ядерной вязкости — двухтельной (слева) и однотельной (справа) в зависимости от $Z^2/A^{1/3}$. Радиус r_n растет по мере утяжеления ядер, становясь для $Z^2/A^{1/3} \sim 2000$ равным примерно 2—2,5 фм.

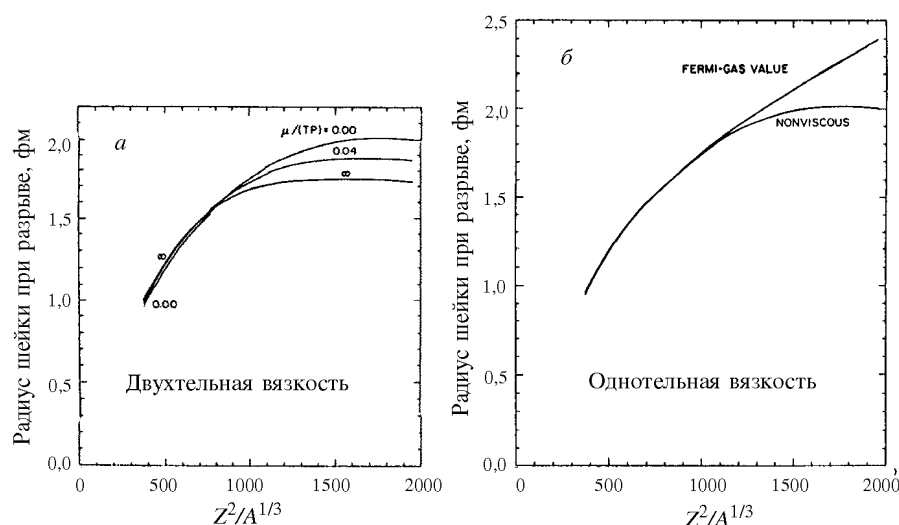


Рис.25. Расчеты радиуса шейки r_n (в фм) из работы [208], при котором происходит разрыв ядра на осколки при условии $F_C = F_N$ для двухтельной (слева) и однотельной (справа) вязкости в зависимости от $Z^2/A^{1/3}$

Если в работах группы Адеева [3,117,175,220—222] основное внимание было сосредоточено на теоретическом описании дисперсий σ_E^2 и σ_M^2 , то в работах Никса и Сирка с соавторами было сделано большое число вариантов расчета полной кинетической энергии осколков для симметричного разделения ядер в зависимости от типа вязкости и радиуса шейки r_n .

На рис.26 сравнивается вся экспериментальная информация о $\bar{E}_k$ (та же, что и на рис.24,а), для наглядности представленная в виде отклонения $\Delta\bar{E}_k = \bar{E}_k - 0,131 Z^2/A^{1/3}$ от линейной зависимости, хорошо описывающей эксперимент при $Z^2/A^{1/3} \leq 1000$ (рис.24,а), с различными модификациями теоретических расчетов (сплошные кривые) [208,211,215]: рис.26,а и 26,б — с двухтельной вязкостью, рис.26,в и 26,г — с однотельной.

На рис.26,а приведены результаты работы [211], где в рамках МЖК с учетом короткодействия ядерных сил [15] были рассчитаны E_k для деления ядер на равные части при $r_n = 0$. Экспериментальные данные для тяжелых ядер достаточно хорошо описываются при $\mu = 0,015$ Тп, для более легких ядер в диапазоне $Z^2/A^{1/3} \sim 900 \div 1200$ предпочтителен коэффициент $\mu = 0,010$ Тп.

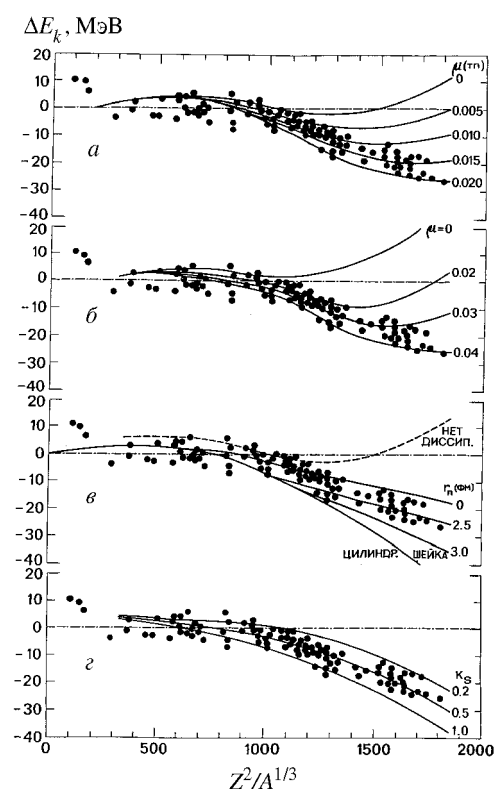


Рис.26. Сравнение различных вариантов теоретических расчетов E_k с экспериментальными данными в виде отклонения ΔE_k от прямой $\bar{E}_k = 0,131 Z^2/A^{1/3}$ в зависимости от $Z^2/A^{1/3}$. а) Расчеты [213] в динамической модели с $r_n = 0$ и двухтельным механизмом вязкости. μ — коэффициент вязкости в терапуазах. б) То же, что и на рис.26,а, но с условием разрыва $F_C = F_N$ [208]. в) Расчеты [211] с одностельным механизмом вязкости «стены с окном» при варьировании толщины шейки r_n . г) Расчеты [215] с «поверхностным с окном» механизмом одностельной диссипации, k_s — коэффициенты редукции

На рис.26,б демонстрируются результаты работы [208], выполненные в МЖК, близкой к [211] (рис.26,а), но с условием разрыва $F_C = F_N$, когда разрыв ядра на осколки происходит при конечной толщине шейки, такой, как показано на рис.25 слева. В этом случае удовлетворительное описание эксперимента достигается при $\mu = 0,03$ Тп, т.е. при величине коэффициента вязкости вдвое большей, чем с нулевой шейкой. Это связано с протяженностью стадии спуска по деформации: для критерия $r_n = 0$ спуск, естественно, длиннее, что приводит, с одной стороны, к уменьшению кулоновской энергии отталкивания осколков E_{sc}^c в связи с более удлиненной конфигурацией делящегося ядра по сравнению с фигурой с шейкой. С другой стороны, это приводит к возрастанию предразрывной кинетической энергии E_{ps} набираемой ядром в процессе спуска, т.к. двухтельная вязкость препятствует образованию шейки [205], то есть, чем больше μ , тем сильнее вытянута разрывная конфигурация ядра, вследствие чего игра слагаемых в выражении для кинетической энергии $E_k = E_{sc}^c + E_{ps}$ приводит, согласно [208], к тому, что

при одном и том же μ энергия E_k больше для критерия разрыва $F_C = F_N$. Поэтому для согласования с экспериментом необходимо увеличить коэффициент вязкости, уменьшив таким образом расчетное значение E_k . В конечном итоге из всего этого следует, что теоретическое описание E_k при использовании двухтельного механизма вязкости слабо чувствительно к критерию разрыва.

К такому же выводу пришли авторы работы [8], в которой были сделаны расчеты E_k с критериями разрыва $F_C = F_N$ и $r_n = 0$, но с помощью ланжевеновской динамики, где точный учет флуктуаций коллективных переменных в обоих случаях практически не привел к изменению их средних значений.

Как уже говорилось, двухтельный механизм ядерной вязкости подобен трению в обычной жидкости, когда диссипация энергии происходит при столкновении нуклонов друг с другом, однако из-за принципа Паули пробег нуклонов в ядре превышает его диаметр, что ставит под сомнение адекватность моделей, основанных на этом механизме. Тем не менее, как мы видим на примерах теоретического описания σ_E^2 и E_k (рис.24,б и 26,а, 26,б), а также, далее, σ_M^2 (см. п.4.2.), они дают неплохие результаты, которые феноменологически можно трактовать как случай малого трения.

Физически более обоснованным является предположение, что механизм ядерной вязкости носит характер однотельной диссипации, предложенный и разработанный Святецким с коллегами [233]. Этот механизм основан на взаимодействии (соударении) нуклонов с подвижной «стеной», а не друг с другом. «Стена» — это упрощенный образ поверхности ядра. Если при взаимодействии со «стеной» при больших деформациях, когда ядро имеет гантелеобразную форму, учитывается присутствие шейки, то такой механизм вязкости (диссипации) называется «стеной с окном» (wall-and-window one-body dissipation).

В работе [211] Сирк и Никс применили этот механизм к описанию E_k , варьируя при этом радиус шейки (окно) r_n . На рис.26,в показаны результаты их расчетов для $r_n = 0, 2,5, 3,0$ фм и цилиндрической шейки. Для описания экспериментальных данных с $Z^2/A^{1/3} \leq 1100$ лучше всего отвечает $r_n = 0$, для самых тяжелых $r_n = 2,5$ фм. Если учесть, что для условия $F_C = F_N$ (рис.25, справа) r_n для легких ядер уменьшается до 1—1,5 фм, и реальной точке разрыва в зависимости от $Z^2/A^{1/3}$ соответствует не строго заданный радиус, а меняющийся от min до max, то описание всей совокупности данных будет очень хорошее. Для тяжелых ядер условие $r_n = 0$ не удовлетворяет потребности эксперимента.

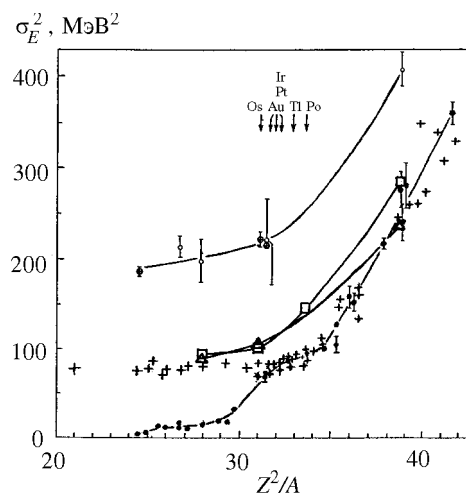
Гриффин и Дворжецкая в [234] рассмотрели квантовый вариант одно-тельной диссипации и показали, что вязкость в реальном ядре составляет лишь около 10% значения, вычисленного по формуле «стены». В связи с этим Никс и Сирк предложили модифицированный вариант однотельного механизма диссипации [214,215], который назвали «поверхностным с окном» (surface-plus-window dissipation). В нем вклад в диссипацию от взаимодействия нуклонов с поверхностью ядра уменьшен (редуцирован) почти в 4 раза — коэффициент редукции (окно) k_s был найден из анализа экспериментальных ширин изоскалярных и октупольных резонансов и составил $k_s = 0,27$; $k_s = 1$ соответствует полной однотельной вязкости.

В работе [215] авторы при расчетах E_k с условием разрыва $r_n = 0$ вари-ровали k_s от 0,1 до 1,0. На рис.26,г показано сравнение расчетов [215] с экспериментом. Практически идеальное описание достигается при $k_s = 0,5$, но следует подчеркнуть, что все теоретические расчеты E_k на рис.26 сдела-ны для строго симметричного деления, т.е. для массы осколков с $A/2$. Экспериментальные же данные соответствуют средним значениям E_k , что обычно в среднем на 2—4 МэВ меньше, чем $E_k(A/2)$. Значит, для коррект-ного сравнения теории с экспериментом на рис.26 нужно все эксперимен-тальные данные поднять в среднем на ~ 3 МэВ (или теоретические опустить), тогда на рис.26,г наилучшее описание будет соответствовать $k_s \sim 0,3$, что практически совпадает с $k_s = 0,27$, найденным не для процесса деления.

Таким образом, варианты «поверхностной диссипации с окном», а так-же «стены с окном», по-видимому, наиболее адекватны опыту, хотя, с дру-гой стороны, не следует исключать из рассмотрения и механизм двухтель-ной вязкости. Для него, как мы видим на рис.26,а и 26,б, критической областью описания E_k является диапазон очень тяжелых ядер с $Z^2/A^{1/3} \geq 1600$, где теоретические значения E_k отклоняются вверх, а для однотель-ного — вниз. Точные экспериментальные значения $\bar{E}_k$ осколков деления в этой области ядер становятся крайне важными. Существующие же данные о $\bar{E}_k$ для $Z^2/A^{1/3} \sim 2000$ относятся к реакциям квазиделения и, как будет показано далее, по-видимому, не пригодны для тестирования механизма вяз-кости применительно к классическому делению.

Теперь перейдем к более подробному рассмотрению и теоретическому анализу дисперсии полной кинетической энергии σ_E^2 . Как было показано на рис.24,б, экспериментальная зависимость σ_E^2 от $Z^2/A^{1/3}$ для тяжелых

Рис.27. Сравнение расчетных значений σ_E^2 [8,227] с экспериментальными данными (крестики) при $\theta_{sp}^0 = 1,5$ МэВ [8,10,227]. Черные кружки — расчет с условием $F_C = F_N$, светлые кружки и кружки с крестиками — расчет с $r_n = 0$, оба с двухтельной вязкостью. Светлые квадраты и треугольники — расчет [227] с двухтельной и однотельной вязкостью соответственно при случайном разрыве шейки. Теоретические точки соединены на глаз



ядер хорошо воспроизводится диффузионной моделью [3] с двухтельной вязкостью и условием разрыва, близким к $F_C = F_N$.

Недавно в работе [8] для описания энергетических распределений осколков применили двумерную модель, опирающуюся на уравнение Ланжевена, которую авторы назвали ланжевенской флуктуационно-диссипативной динамикой (ЛФДД). В ней процесс деления численно моделируется поведением броуновских частиц — делящихся ядер, движение которых и изучается [8].

Были рассчитаны зависимости E_k и σ_E^2 от $Z^2/A^{1/3}$ при том же коэффициенте двухтельной вязкости и температуре, что и в [3], но с разными условиями разрыва ядра: $F_C = F_N$ и $r_n = 0$. Оказалось, что в этой модели E_k не чувствительна к критерию разрыва, что соответствует теоретическим расчетам Никса и Сирка, приведенным на рис.26,а и 26,б.

По-другому обстоит дело с дисперсией σ_E^2 . На рис.27 показано сравнение экспериментальных данных о σ_E^2 [10,21,35] (крестики) с результатами расчетов [8,227]: черные кружки — условие $F_C = F_N$, светлые кружки и кружки с крестиками — условие $r_n = 0$. Согласие с экспериментом, так же, как и в [3], достигается с условием разрыва $F_C = F_N$ при $Z^2/A \geq 31$. Для более легких ядер расчет дает сильно заниженные значения σ_E^2 . Это как раз та область ядер, где седловая точка по конфигурации практически совпадает с разрывной, а так как в [8] за начало динамических расчетов берется

гребень барьера и игнорируется, во-первых, эволюция ядра до седловой точки и, во-вторых, влияние послеразрывного движения (колебания) осколков, то, по-видимому, в данном случае это может являться причиной сильного занижения расчетных значений σ_E^2 для легких ядер.

Альтернативная точка зрения на формирование σ_E^2 , предложенная в [8], состоит в следующем: для ядер $Z^2/A^{1/3} \leq 31$ конфигурация седловой точки совпадает с разрывной только для условия разрыва $F_C = F_N$. Если за критерий разрыва принять $r_n = 0$, то для этих же ядер спуск существует, и флуктуации коллективных переменных за это время успевают «раскачать» дисперсию до значений, заметно превышающих экспериментальные, как показано на рис.27 светлыми кружками. В принципе, уменьшив коэффициент двухтельной вязкости, снизив тем самым σ_E^2 , наверное, можно воспроизвести экспериментальные данные с условием разрыва $r_n = 0$, но тогда, по всей видимости, не опишется E_k (см.рис.26,a).

Не исправляет положение и изменение механизма вязкости. Косенко в работе [227] в рамках ЛФДД проделал подобные [8] расчеты, но с поверхностным однотельным механизмом вязкости с $k_s = 0,27$. Результат получился практически такой же, как и в [8] для обоих условий разрыва. В той же работе [8] было высказано предположение, что для реального ядра ситуация с точкой разрыва может быть промежуточной между двумя рассмотренными крайними случаями. В [227] в предположении, что шейка случайным образом рвется после прохождения ядром конфигурации с $F_C = F_N$, были сделаны расчеты σ_E^2 для обоих типов вязкости. Они показали, что этот промежуточный вариант условий разрыва гораздо ближе к эксперименту для ядер с $Z^2/A^{1/3} \leq 31$. Результаты вычислений демонстрируются на рис.27 квадратами (двухтельная вязкость) и треугольниками (однотельная), однако при этом для более тяжелых ядер ситуация ухудшается. С нашей точки зрения, сейчас, пока нет расчетов на основе ЛФДД, описывающих динамику для легких ядер из основного состояния, и не учтено влияние послеразрывного движения осколков, рано утверждать, что при делении реализуется именно рассмотренный промежуточный вариант, хотя это достаточно красивый и, вероятно, правдоподобный механизм разрыва, т.к. маловероятно, что реальное ядро рвется в строго определенной точке с $F_C = F_N$, скорее, это некоторая область деформаций ядра, ответственных за него.

В работе [8] помимо расчетов E_k и σ_E^2 , т.е. первого и второго моментов ЭР, также для симметричного разделения ядра были определены третий и

четвертый, которые носят названия, соответственно, коэффициентов асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2 , определяются как

$$\gamma_1 = \overline{(E_k - \bar{E}_k)^3} / (\sigma_E^2)^{3/2}, \quad (35)$$

$$\gamma_2 = \overline{(E_k - \bar{E}_k)^4} / (\sigma_E^2)^2 - 3 \quad (36)$$

и характеризуют отличие распределений от гауссиана, для которого $\gamma_1 = 0$ и $\gamma_2 = 0$. Расчеты γ_1 и γ_2 в [8] были выполнены опять для двух критериев разрыва и для двухтельного, а в [227] — поверхностного одностельного механизмов вязкости. Оказалось, что для критериев $r_n = 0$ и $F_C = F_N$ рассчитанные значения γ_1 и γ_2 сильно отличаются не только величиной, но и зависимостями от Z^2/A : γ_1 и γ_2 имеют максимум в районе Pt ($Z^2/A \sim 32$) в первом случае ($r_n = 0$) и близки к нулю во втором.

Этот результат работы [8] побудил Жданова с коллегами поставить специальные эксперименты [9,10], где были тщательно измерены и проанализированы четыре момента ЭР компаунд-ядер от Os до U, образованных в реакциях с легкими заряженными частицами — p , ^3He , α — при разных энергиях возбуждения.

На рис.28 приведены сведения о γ_1 и γ_2 для всех изученных ядер в зависимости от начальной энергии возбуждения в седловой точке E_{sp}^* для области масс осколков вблизи $A/2$ [9,10]. Совокупность всех экспериментальных данных показывает, что для ЭР симметричной моды характерны малость и постоянство коэффициента $\gamma_1 = -0,1$ (слегка затянут низкоэнергетический «хвост» распределений) и $\gamma_2 = 0$ — свойства, объединяющие ядра от ^{186}Os до ^{235}U и энергий возбуждения E_{sp}^* практически от нуля до нескольких десятков МэВ. Малость γ_1 и γ_2 означает, что гауссовость ЭР для фиксированных масс осколков является удовлетворительным приближением.

На рис.29 сравниваются результаты расчетов γ_1 и γ_2 работы [8] для двух критериев разрыва с экспериментальными данными [9,10], представленными в зависимости от Z^2/A . Очевидно, что эксперимент отвергает критерий разрыва $r_n = 0$ — настолько велика в этом случае разница сравниваемых значений. Ситуация для другого критерия разрыва $F_C = F_N$ не столь

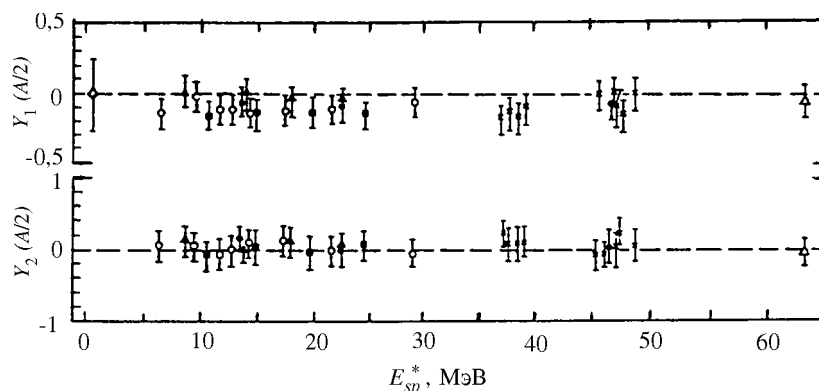


Рис.28. Экспериментальная зависимость коэффициентов асимметрии $\gamma_1 (A/2)$ и эксцесса $\gamma_2 (A/2)$ энергетических распределений для ядер в диапазоне от ^{186}Os до ^{235}U от начальной энергии возбуждения в седловой точке E_{sp}^* [10]

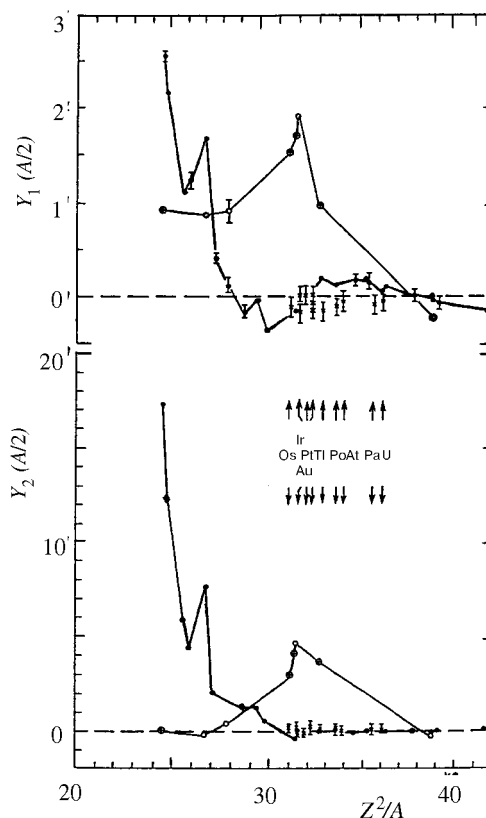
очевидна. И эксперимент, и расчетные значения одного порядка и достаточно малы. Однако о количественном согласии в случае асимметрии γ_1 едва ли стоит ставить вопрос, т.к. для одной половины изученных ядер знаки совпадают, для другой — противоположны. Для эксцесса γ_2 при условии равенства сил согласие с экспериментом хорошее. Переход в расчетах к одностороннему механизму вязкости практически не изменяет ситуацию, приведенную на рис.29 [227].

Следует подчеркнуть, что эксперименты [9,10] выполнены для той области ядер, где имеется соответствие с теорией относительно σ_E^2 , т.е. для $Z^2/A \geq 31$. Для более легких ядер, по-видимому, не следует придавать большого значения расчету γ_1 и γ_2 , стремящихся для $F_C = F_N$ к большим значениям при уменьшении Z^2/A , т.к. теория в этом случае не описывает второй момент ЭР — σ_E^2 (рис.27), поэтому маловероятно, что и моменты более высокого порядка соответствуют действительности.

Статистически значимых расчетов для промежуточного варианта разрыва, к сожалению, пока не сделано.

Итак, экспериментальное и теоретическое рассмотрение энергетических распределений осколков показывает, что их описание практически не чувствительно к механизму вязкости ядерного вещества — гораздо сильнее они зависят от условий разрыва ядра на осколки, особенно это касается

Рис.29. Сравнение результатов расчетов $\gamma_1(A/2)$ и $\gamma_2(A/2)$ [8] с двухтельной вязкостью с экспериментальными данными [10] (крестики) в зависимости от Z^2/A . Черные кружки — расчет с условием $F_C = F_N$, светлые кружки — условие с $r_n = 0$. Теоретические точки — соединения с линиями



высших моментов ЭР, экспериментальные характеристики которых отвергают критерий разрыва ядра с нулевой шейкой.

Еще в нескольких работах в рамках двумерных моделей на основе ланжевеновской динамики были рассчитаны ЭР осколков отдельных ядер ^{200}Pb в [78], ^{213}At в [176] и ^{215}Fr в [224,225]. Все эти расчеты отличаются от [8] тем, что эволюция делящейся системы рассматривается не с барьера, а из основного состояния. Работа [78] была рассмотрена нами в первом разделе, и ее основные выводы, а также выводы более ранней работы этих же авторов [176], заключаются в утверждении, что наилучшее описание процесса слияния-деления, включая сечения слияния, испарительных остатков, деления, множественности предделительных нейтронов, а также E_k , достигается при использовании однопольного механизма диссипации «стены с окном» [211].

В работах [224,225] сравнивались расчетные значения $\bar{E}_k$, σ_E^2 и множественности n , p , α для ядра ^{215}Fr с экспериментальными данными из работы [55]. С использованием двухтельной вязкости при варьировании коэффициента μ от 0,015 до 0,060 Тп не удастся согласовать расчетные значения с экспериментом — $\bar{E}_k$, σ_E^2 и $\bar{v}_{\text{pre}}$ оказываются меньше экспериментальных.

4.2. Распределения масс осколков. Одной из важнейших проблем физики деления является объяснение механизма формирования массовых распределений (МР) осколков — так считалось еще десятилетие назад [202], так обстоит дело и сейчас, хотя, конечно, за это время многое сделано в экспериментальном плане и многое достигнуто в теоретическом осмыслении всей совокупности накопленной информации. В первую очередь, это касается спонтанного и низкоэнергетического деления ядер с $A \geq 200$, у которых на основе новой концепции о мультимодальном (гетеромодальном) делении, связанном с обнаружением долин на поверхности потенциальной энергии в многомерном пространстве деформаций, достаточно просто и физически прозрачно сведены воедино и объяснены основные свойства и закономерности асимметричного способа деления этих ядер. Данному вопросу посвящено большое число оригинальных работ, результаты которых, в основном, суммированы в обзорах [2,235,236].

Несколько иная ситуация с высоковозбужденными ядрами. Как было показано выше, теоретическому описанию свойств энергетических распределений в литературе уделено значительное место. К сожалению, этого нельзя сказать о МР. Фактически, единственный цикл работ, посвященный теоретическим аспектам формирования МР возбужденных ядер (в современном их понимании) и доведенный до результатов, которые можно было бы сравнить с экспериментом, был выполнен Адеевым с коллегами в рамках диффузионной модели [3,117,131,157,220—223]. При анализе экспериментальных данных мы и будем опираться на эти результаты.

В экспериментальных работах [2,4,5,21,26,68—70,181] было установлено, что распределения масс осколков тяжелых ядер, возбужденных выше $E^* \geq 40 \div 50$ МэВ, имеют форму, близкую к гауссиану, и их ширины (дисперсии), при равных (или близких) E^* , возрастают с утяжелением делящегося ядра. На практике единственной характеристикой МР, требующей анализа, является их дисперсия σ_M^2 .

В работе [70] была собрана и проанализирована практически вся экспериментальная информация о σ_M^2 осколков деления тяжелых ядер, полученная в реакциях с электронами [182], легкими заряженными частицами [2,26,62,69,173,177] и тяжелыми ионами [21,49,55,68,89,91,152,165,180,184,185], вплоть до ^{40}Ar [50,55,178,179,181,183]. Для систематизации данных о МР в [70] результаты анализа представлялись в виде зависимости параметра жесткости ядер по отношению к масс-асимметричным вариациям формы $d^2V/d\eta^2$ (34) от Z^2/A . Конечно, можно возразить, что $d^2V/d\eta^2$ — параметр статический, который теоретически можно определить лишь в конкретных точках деформационной траектории ядра, и он не отражает динамическую картину формирования масс осколков ядер с протяженным

спуском, однако в данном случае, ввиду многообразия и разнородности экспериментального материала, это просто удобный способ представления данных, не зависящий от конкретной реакции и энергии возбуждения (температуры), при которых был получен тот или иной результат.

Единственным параметром в выражении для жесткости (34) является температура θ_i^j , где $i = sp$, или sc , а $j = ef\ 1$, $ef\ 2$, или $ef\ 3$ (см. первый раздел), σ_M^2 — экспериментальная дисперсия, поправленная на влияние l (т.е. для $l = 0$), согласно процедуре, описанной во втором разделе.

Данные для ядер с $Z^2/A \geq 33$ следует разделить на две части — полученные в реакции с ионами $A_i \leq 26$ и в диапазоне $A_i = 27 \div 40$. Такой шаг объясняется тем обстоятельством, что для ионов первой группы процесс деления происходит, как правило, через стадию образования классического составного ядра, и характеристики осколков, в частности, σ_M^2 , всегда отвечают «истинному» делению. Для более тяжелых ионов могут наблюдаться процессы квазиделения, с соответствующим ему уширением МР [21,55,68, 89,96,136,138]. Поэтому вначале мы рассмотрим первую группу данных.

На рис.30 приведены зависимости $d^2V/d\eta^2$ от Z^2/A , полученные в реакциях с ионами $A_i \leq 26$ при разном определении температур: рис.30,а — для $\theta_{sp}^{ef\ 1}$, рис.30,б — $\theta_{sp}^{ef\ 2}$, рис.30, в — $\theta_{sc}^{ef\ 3}$. Температура вычислялась с параметром плотности уровней $a = 0,093A$ и барьерами деления $E_f(l)$ из работы Сирка [16]. Светлые кружки — результаты работы [22] — те же, что приведены в третьем разделе. Остальные точки — результаты анализа данных разных авторов в [70]. Так как в [22] и на рис.22 анализ проводился только для температуры $\theta_{sp}^{ef\ 1}$ (все нейтроны $\bar{\nu}_{pre}$ испускаются до седла), то на рис.30,б и рис.30,в эти данные переопределены, начиная с $Z^2/A = 28,5$, в соответствии с систематикой $\bar{\nu}_{pre}^{gs}$ (выражения (17) и рис.7) и значением температуры в точке разрыва (18). Также на рис.30 показаны теоретические расчеты жесткости для $l = 0$: сплошная кривая — расчеты, проведенные в работе [3], согласно простой МЖК с резким краем ядра [13] для седловой точки, точечная линия — расчеты [22] по МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил [16] также для седла. На рис.30,в, где для вычисления жесткости взята температура для точки разрыва, штрихпунктирной кривой показана расчетная величина $d^2V/d\eta^2$ по модели [13] также для разрывной конфигурации. Штриховой линией на рис.30 представлены расчеты Адеева с коллегами [3], выполненные на основе диффузионной модели с двухтельным механизмом вязкости.

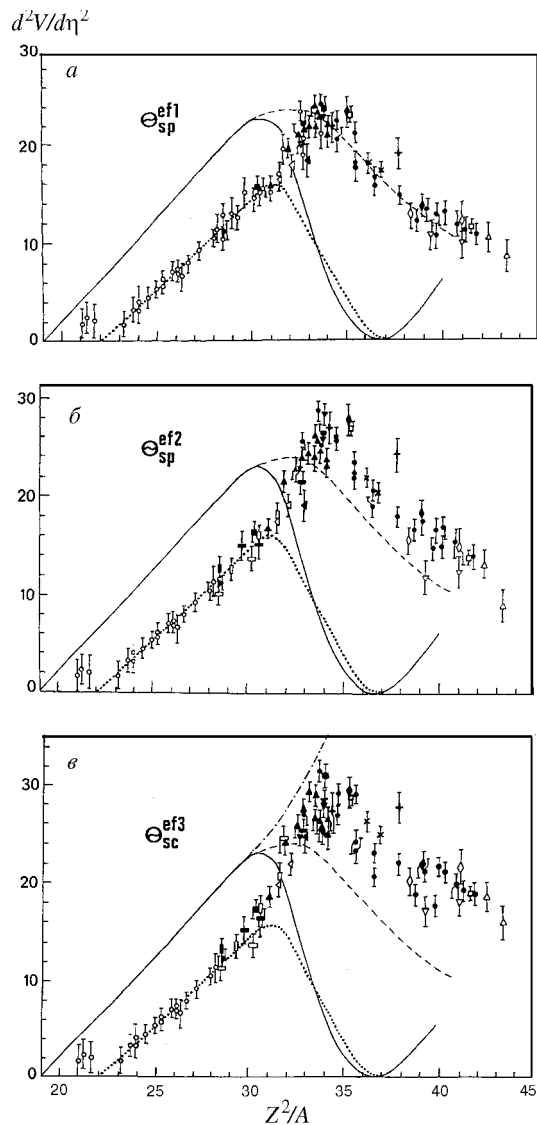


Рис.30. Зависимость экспериментальных значений жесткости $d^2V/d\eta^2$ в полном диапазоне Z^2/A при $l=0$ для разных определений температуры θ_i^j [70], светлые кружки — те же данные, что и на рис.22 (кроме отдельных, выбивающихся из общей тенденции точек). Теоретические кривые: сплошная — расчет [3] с параметрами МЖК [13] для седловой точки; точечная кривая — расчет [22], согласно МЖК, с учетом короткодействия ядерных сил [16] также для седла, штрихпунктир — расчет [3] с параметрами [13] для точки разрыва; штриховая кривая — расчет [3] по диффузионной модели с параметрами [13] и двух-тельной вязкостью

Итак, какие же физические результаты следуют из сведений о $d^2V/d\eta^2$?

1. Существование максимума в экспериментальной кривой жесткости позволяет из простых соображений качественно понять, почему угловой момент l по-разному влияет на дисперсию МР легких ядер, уменьшая ее, и тяжелых ядер, увеличивая σ_M^2 (см.рис.18).

Как известно из [36], действие l на делящееся ядро подобно «утяжелению» ядра, т.е. соответствует эффективному увеличению Z^2/A (или x) [29]. Легкое ядро при увеличении l , приобретая большое значение $(Z^2/A)_{ef}$, становится и более жестким, т.е. значение $d^2V/d\eta^2$ растет, что, в свою очередь, соответствует уменьшению σ_M^2 с увеличением l .

Для тяжелых ядер ситуация обратная: при увеличении l параметр $(Z^2/A)_{ef}$ также стремится к большим значениям, а для них характерны меньшие значения $d^2V/d\eta^2$ (правый склон), т.е. жесткость падает, σ_M^2 растет, и это соответствует положительным значениям полной производной $d\sigma_M^2/dl^2$. Итак, взаимосвязь экспериментальных характеристик на рис.18 и на рис.30 очевидна; собственно, это и позволяет понять всю совокупность данных о σ_M^2 , $d^2V/d\eta^2$ и $d\sigma_M^2/dl^2$.

2. Разные определения температуры θ_i^j к качественно новым результатам не приводят — для тяжелых ядер несколько изменяются абсолютные значения $d^2V/d\eta^2$.

3. Количественные значения жесткости, вычисленные с θ_{sp}^{ef2} ($\bar{v}_{pre}^{gs}$) сильно зависят от модельных представлений об испускании $\bar{v}_{pre}^{gs}$, в частности, если нейтронов, излучаемых на спуске $\bar{v}_{pre}^{ss}$, не так много, как в расчетах [59,72—75], кривые жесткости θ_{sp}^{ef1} и θ_{sp}^{ef2} должны, соответственно, сблизиться, особенно в области $Z^2/A = 31 \div 37$.

4. Экспериментальная жесткость, определенная в точке разрыва, как мы помним, была получена с максимальным значением θ_{sp}^{ef3} ; если учесть каким-то способом энергию деформации E_{def} в выражении (18), то значение жесткости для нее сблизится с двумя другими.

5. Жесткости, полученные из реакций с электронами, легкими заряженными частицами и из реакций с тяжелыми ионами, на рис.30 не расслаива-

ются — находятся в общей массе точек. Это говорит о достаточно корректном введении поправок в σ_M^2 на влияние l .

6. Экспериментально найденная жесткость для ядер с $Z^2/A \leq 30$ хорошо описывается МЖК [16] независимо от определения θ_i^j . Этот вывод тривиален, так как для данных ядер седловая и точка разрыва по деформации и энергии практически совпадают.

7. Для ядер с $Z^2/A \geq 34$ экспериментальная жесткость не соответствует теоретическим расчетам, предсказывающим значение $d^2V/d\eta^2 = 0$ для $Z^2/A \sim 37$, ни для седловой точки, ни для точки разрыва, требующим постоянного ее роста с увеличением Z^2/A . Значения экспериментальной жесткости лежат между этими двумя крайними случаями, хотя влияние седла значительно. Этот вывод далеко не нов, однако в работе [70] на основе анализа многочисленных экспериментальных данных и корректного учета влияния l на σ_M^2 и $\bar{v}_{\text{ре}}$ на θ_i^j приобрел строгую количественную основу.

Расчеты Адеева с сотрудниками [3] по диффузионной модели (штриховая кривая на рис.30) хорошо воспроизводят экспериментальную жесткость на рис.30,а для ядер с $Z^2/A \geq 34$, а для других случаев (рис.30,б и 30,в) качественно передают ход этих зависимостей. Однако она получена с параметрами МЖК [13] (сплошная кривая), которая сама для легких ядер, где нет стадии спуска и динамика не играет существенной роли, не соответствует эксперименту. К сожалению, расчетов по диффузионной модели, в которой за основу была взята МЖК с учетом конечного радиуса ядерных сил [15,16], на сегодняшний день не существует.

Есть еще один интересный теоретический аспект данного вопроса. Расчетная штриховая линия на рис.30, как уже было сказано, получена в предположении о двухтельном характере вязкости ядерного вещества. Однако проведенные в последнее десятилетие эксперименты по определению множественности предделительных нейтронов [37,38] (см.первый раздел), особенностей предделительных γ -квантов из гигантского дипольного резонанса [237], свойств квазиделения [89], а также наш анализ ЭР в предыдущем пункте, говорят, что в ядре, скорее всего, реализуется однотельный механизм диссипации [233], либо, согласно работам Фребриха — Гончара [59,72—75], «как бы сочетание» их (промежуточный вариант).

В работах [3,222] были проведены расчеты с поверхностным однотельным механизмом диссипации с $k_s = 0,27$. Оказалось, что величина σ_M^2 слабо чувствительна — в пределах $10 \div 20\%$ — к механизму вязкости, но при этом причины, формирующие для тяжелых ядер большие значения σ_M^2 ,

различны. Для двухтельной вязкости спуск с седла проходит за конечное, сравнительно короткое время ($4 - 8 \cdot 10^{-21}$ с) [3]. В этом случае в точке разрыва делящаяся система «помнит» о своей предыстории, и чем быстрее спуск, тем более близкие к седлу жесткости «запоминаются», а так как от вершины барьера к разрыву жесткость монотонно возрастает, то «запоминаются» меньшие ее значения, чем в разрыве, и соответствующая ей дисперсия σ_M^2 растет.

Для однотельного механизма спуск происходит почти на порядок медленнее ($20 - 50 \cdot 10^{-21}$ с) [3], и это приводит к «забыванию» своей предыстории, однако, из-за большой величины вязкости (трения), происходит сильная диссипация энергии, сосредоточенной в коллективных степенях свободы, во внутренние, ядро к разрыву сильно греется, при этом, естественно, значительно возрастают флуктуации коллективных переменных, в том числе и масс-асимметричной. В конечном итоге это приводит к тому, что «жесткости, определяющие значения σ_M^2 , усредняются по большей части спуска, соответственно временному характеру процесса» [3,5]. Таким образом, становится понятным, почему экспериментально наблюдаемые дисперсии σ_M^2 и соответствующие им жесткости на рис.30 занимают положение между крайними случаями — седлом и разрывом. Опираясь на вышесказанное, данные на рис.30 можно усреднить для определенной температуры на барьере и в разрыве:

$$[(d^2V/d\eta^2)_{1 \text{ или } 2} + (d^2V/d\eta^2)_3]/2. \quad (37)$$

В этом случае

$$(\theta_{sp}^{ef1 \text{ или } 2} + \theta_{sc}^{ef3})/2, \quad (38)$$

что будет соответствовать экспериментальной жесткости и температуре приблизительно на середине спуска (на рис.30 это не показано).

Как видим, непосредственно из МР, так же, как и из энергетических характеристик, невозможно сказать: какой же механизм трения — двухтельный или однотельный — реализуется в ядре.

Основной характерной чертой, отличающей в расчетах один механизм от другого, является время спуска от седла к разрыву. Эта разница, как было сказано выше, может по времени достигать порядка. Сумев экспериментально измерить это время, соответственно, можно ответить на поставленный вопрос.

Своеобразными часами, измеряющими среднее время деления (время, которое ядро проводит до барьера, плюс время спуска), согласно работам [37,47,49,50,55-58] является средняя множественность предделительных

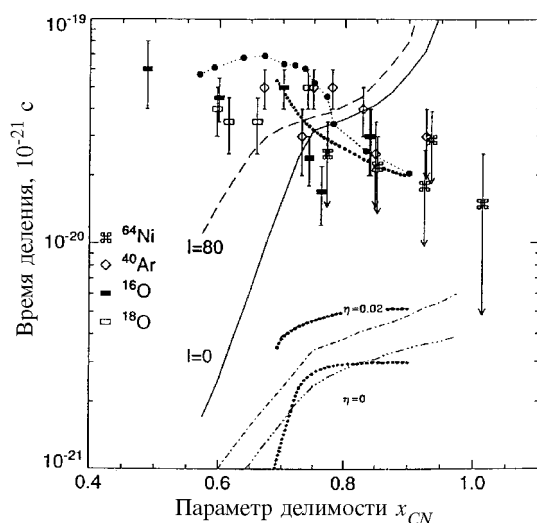


Рис.31. Зависимость полного времени деления (разные значки с ошибками), извлеченного из данных о $\bar{V}_{pre}$ для указанных реакций для разных ядер, от x [37,55,75]. Теоретические кривые: штрихпунктир — расчет времени спуска [213] по динамической модели с двухтельной вязкостью при $\mu = \eta = 0$ и $\mu = \eta = 0,02$ Тп, точечные кривые внизу — расчет [3] по диффузионной модели также с двухтельной вязкостью с $\mu = 0$ и $\mu = 0,02$ Тп; сплошная кривая — расчет [213], но с однотельной вязкостью при $l = 0$, штриховая линия — то же, что и сплошная, но адаптированная к $l = 80h$ [37,75]; черные кружки — расчет [75] наиболее вероятного времени деления; точечная кривая сверху — среднее время спуска в диффузионной модели [3] с поверхностным однотельным механизмом вязкости с $k_s = 0,27$

циях в зависимости от параметра делимости x . Из данных на рис.31 следовало бы исключить результаты с ионами ^{64}Ni , так как они характеризуют квазиделительный процесс (об этом — ниже). Разными кривыми показаны теоретические расчеты не полного времени деления, а среднего времени спуска. Хотя такое сравнение не совсем корректно, но для тяжелых ядер ($x \geq 0,75$), у которых седловая точка близка по конфигурации к основному

нейтронов $\bar{V}_{pre}$. Ядру необходимо прожить какое-то конечное время, чтобы иметь возможность при переходе от основного состояния к точке разрыва испустить наблюдаемое число $\bar{V}_{pre}$. И наоборот, из данных о $\bar{V}_{pre}$ посредством модельных представлений об испарении нейтронов можно извлечь искомое время деления. Подобная процедура, основанная на модифицированной статистической модели, в которую вводится параметр задержки времени, такой, чтобы модель описывала эксперимент, была предложена в работе [50] и использована в [55] для анализа экспериментальных данных о $\bar{V}_{pre}$ в зависимости от энергии возбуждения и нуклонного состава делящихся ядер.

На рис.31 [37,55,75] приведены «экспериментальные» средние полные времена деления (разные значки с ошибками), полученные в указанных реак-

состоянию, и процесс деления, по существу, состоит из одного спуска, подобное сопоставление до некоторой степени правомерно.

В нижней части рис.31 штрихпунктирными и точечными кривыми приведены расчеты работ [213] и [3] соответственно для случаев невязкого ядра ($\eta = \mu = 0$) и с использованием двухтельной вязкости с $\eta = \mu = 0,02$ Тп. Сплошной кривой показаны расчеты в рамках динамической модели [213] для $l = 0$, а штриховой — они же, адаптированные к $l = 80h$ [37,75] для однотельного «стены с окном» механизма диссипации. Точечная кривая сверху — расчеты Адеева с соавторами [3] по диффузионной модели в предположении однотельного «поверхностного с окном» механизма с $k_s = 0,27$. Крупные черные кружки — расчеты Гончара [59,75] с «промежуточным» механизмом диссипации (см. первый раздел).

Итак, что мы наблюдаем на рис.31? Расчеты [3,213] с двухтельной вязкостью не способны, в отличие от МЭР, воспроизвести «экспериментальные» времена деления. Динамическая модель [213] с использованием однотельной вязкости дает противоположную по отношению к эксперименту тенденцию зависимости от x — время спуска в [213] с утяжелением ядер растет вместе с протяженностью этого спуска. Картина, близкая к экспериментальной реализуется в диффузионной модели [3] — в ней делящаяся система проводит большую часть времени вблизи седла, а лишь затем, «разгоняясь», достигает точки разрыва. Для сравнительно легкого ядра $x \sim 0,7$ энергетического перепада между седлом и точкой разрыва почти нет, и ядро долго «флуктуирует» по почти плоской потенциальной поверхности. В этом случае время спуска большое. Для тяжелых ядер ($x = 0,8 - 0,9$) энергетический перепад седло — разрыв становится большим, делящееся ядро фактически сразу начинает «разгоняться» на спуске, и это приводит к меньшим временам, что зафиксировано на рис.31.

Подчеркнем, что диффузионная модель [3] не привлекалась к описанию $\bar{v}_{pre}$, времена спуска в ней для однотельной вязкости рассчитывались для МЭР осколков, и согласие «экспериментальных» и расчетных значений на рис.31, несомненно, говорит в пользу однотельного механизма диссипации, реализующегося в ядре.

При «промежуточном» варианте вязкости, предложенном Фребрихом и Гончаром [59,72—75], тенденция поведения наиболее вероятного времени деления также близка к экспериментальной.

Однако не стоит обольщаться количественным совпадением «экспериментальных» времен с теоретическими, так как сами «экспериментальные» времена деления модельно-зависимы. В недавней работе [238] был сделан повторный анализ этих времен, извлекаемых из данных о $\bar{v}_{pre}$ из той же работы [55], но при использовании новой времязависящей комбинирован-

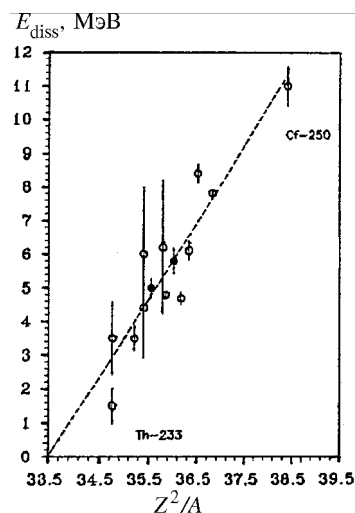


Рис.32. Зависимость энергии диссипации E_{diss} от Z^2/A , извлеченной из данных о четно-нечетном эффекте при низкоэнергетическом делении актиноидов [240]. Штриховая прямая — описание данных по методу наименьших квадратов

ной статистической модели с учетом динамики слияния по Фельдмаеру [139]. Новые значения экспериментальных времен слияния—деления оказались на порядок больше, чем показано на рис.31, и составили в среднем $2 - 5 \cdot 10^{-19}$ с, но тенденция уменьшения времени с увеличением x осталась.

Еще одним, на наш взгляд, подтверждением (хотя и косвенным), относительно характера диссипации в ядре являются

свойства низкоэнергетического, достаточно далекого от нашего случая, деления. Хорошо известен факт, что при делении ядер-актиноидов тепловыми нейтронами протонный четно-нечетный эффект в выходах осколков уменьшается с утяжелением ядер [236,239,240], что интерпретируется в этих работах как проявление вязких свойств ядерной материи на спуске. Чем тяжелее ядро, тем, соответственно, спуск длиннее (по деформации, но, возможно, не по времени), и естественно ожидать, что энергия, диссипировавшая из коллективных степеней свободы в одночастичные, больше. При этом из-за нагрева ядра происходит разрыв протонных пар. Применяя некоторые теоретические представления об энергетике этого разрыва [236,239,240], из экспериментальных данных о четно-нечетных эффектах в выходах осколков можно найти энергию, которая ушла на разрыв таких пар, т.е. энергию диссипации E_{diss} . На рис.32 из работы [240] приведена зависимость E_{diss} от

параметра Z^2/A . Пунктирная линия — описание данных по методу наименьших квадратов. При этом $E_{\text{diss}} = 0$ для $Z^2/A = 33,5$. Теперь вернемся к рис.30, к жесткости $d^2V/d\eta^2$. Как уже говорилось, максимум кривой жесткости находится при $Z^2/A \approx 34$, а поворот кривой от монотонного роста, характерного для легких ядер, приходится как раз на $Z^2/A \approx 33,5$, а ведь именно это место можно интерпретировать как начало появления спуска с вершины барьера, т.к. для точки разрыва жесткость постоянно растет.

Таким образом, связь, казалось бы, разнородных данных для свойств низкоэнергетического деления и возбужденных ядер очевидна и это, по-видимому, аргумент в пользу того, что в том и другом случае реализуется

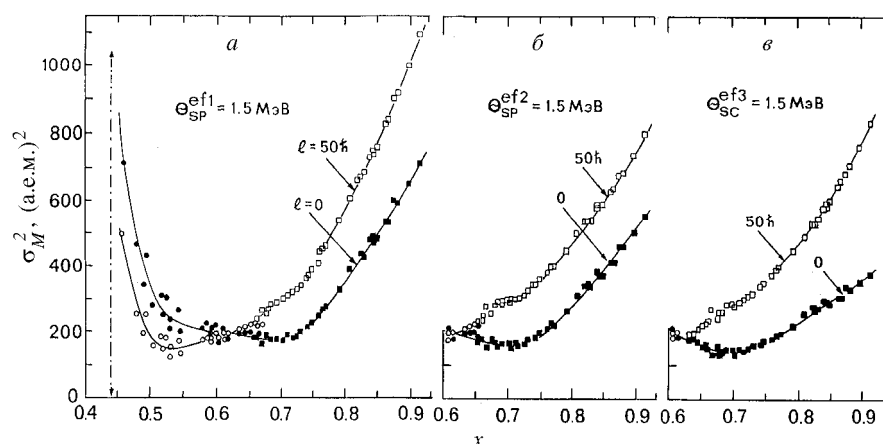


Рис.33. Зависимость σ_M^2 от x для $\theta_i^j = 1,5$ МэВ при $l=0$ и $l=50h$. Круги (светлые и черные) — данные для легких ядер [22], квадраты — результаты [70] для тяжелых ядер

один и тот же механизм диссипации — однотельный, так как для деления тепловыми нейтронами, сугубо оболочечного процесса принцип Паули накладывает еще более жесткие условия на двухтельные столкновения нуклонов, чем при высоких возбуждениях.

Существует альтернативная работам Адеева и др. [3] точка зрения на формирование МР. Броза с соавторами [235,241] разработали модель деления, объясняющую большую дисперсию МР случайным флуктуационным разрывом шейки (подобная возможность рассматривалась и в работе [5]) и вообще не учитывающую вязкие свойства ядерного вещества. Однако выбранная в работах [235,241] параметризация делящегося ядра с толстой протяженной цилиндрической шейкой, по-видимому, достаточно искусственна. В случае же с физически более реальной шейкой, как, например, в работах [3,11—16,205—215,232], вклад в наблюдаемую дисперсию от флуктуаций места разрыва составляет не более 5—10% [3].

Теперь рассмотрим свойства дисперсий МР в зависимости от температуры θ_i^j , углового момента l и нуклонного состава.

На рис.33 показано поведение σ_M^2 при $\theta_i^j = 1,5$ МэВ в зависимости от параметра делимости x при $l=0$ и $l=50h$, значения σ_M^2 при $l=0$ на рис.33 были получены из экспериментальных усредненных кривых жесткости на рис.30,а и выражения (33). Дисперсия для $l=50h$ определялась при помощи

коэффициентов $d\sigma_M^2/d\bar{l}^2$ (рис.16 и 18) для соответствующих значений температур θ_i^j . На рис.33 кружками показаны данные для легких ядер [22], квадратами — данные для тяжелых ядер [70]. На рис.33,б и 33,в данные начинаются с $x=0,6$, так как для более легких ядер зависимость $\sigma_M^2(\theta_i^j, \bar{l}^2)$ та же, что и на рис.33,а. Рисунок 33, надемся, в других комментариях не нуждается.

4.3. Свойства квазиделения. Выше, рассматривая свойства массовых распределений осколков, мы ограничились реакциями с ионами (или мишенями в реакциях с инверсной кинематикой) $A_i < 27$. В процессе взаимодействия ядер с такими ионами происходит их полное слияние с последующим «истинным» делением, свойства которого мы исследовали до сих пор.

Теперь рассмотрим основные черты и закономерности реакций с ионами $A_i > 27$, которые часто приводят к процессу, называемому квазиделением.

Теоретические подходы к описанию процесса слияния и квазиделения в реакциях с массивными ионами наиболее разработаны Святецким с коллегами [233] и Фельдмаером [139] в рамках динамических моделей с единственным механизмом диссипации.

Схематическая иллюстрация процесса взаимодействия массивного иона с ядром показана на рис.34 [242]. При столкновении такого иона с ядром мишени в зависимости от прицельного параметра может произойти: их полное слияние с образованием классического составного ядра, которое затем может разделиться обычным образом; глубоконеупругое рассеяние; промежуточный случай — квазиделение, когда на какое-то время сталкивающиеся ядра образуют двойную ядерную систему с шейкой, при этом начинается обмен нуклонами и перераспределение масс, затем шейка может исчезнуть вовсе, но система не достигает деформаций, характерных для делительного барьера, и тем более основного состояния, полная релаксация масс-асимметричной координаты не наступает и, по-существу, происходит как бы последняя стадия деления — спуск и, по-видимому, часто не по полной траектории.

Из этой схемы ясно, что процесс квазиделения протекает по времени быстрее «истинного» деления, и «ядерные часы» — множественность $\bar{V}_{\text{ре}}$ — для таких реакций ясно указывает на этот факт [55] (рис.31, реакция с ионами ^{64}Ni).

В эксперименте, естественно, наблюдается суперпозиция всех возможных каналов распада ядра. Вклад каждой компоненты зависит от конкретной изучаемой реакции: массы, заряда иона и мишени, энергии налетающе-

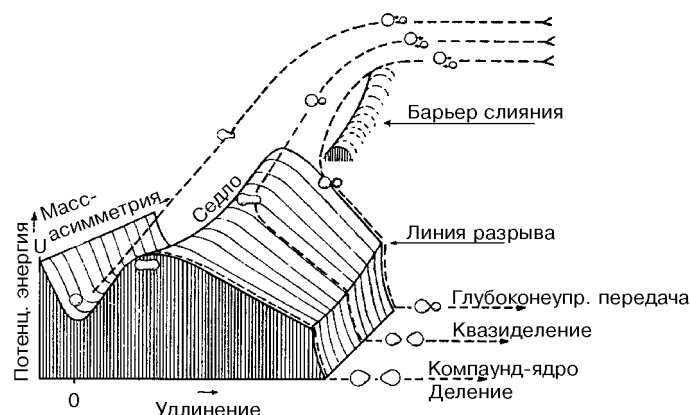


Рис.34. Схематическое изображение траекторий взаимодействия массивного иона с ядром мишени, приводящего к «истинному» делению, квазиделению, глубоконеупругому рассеянию [242]

го иона, энергии возбуждения системы, угла регистрации продуктов и т.д., и часто выделение одного канала реакции на фоне других, например, «истинного» деления и квазиделения, вызывает значительные трудности.

Свойства квазиделительных реакций наиболее полно и подробно изучались в работах [89,96,138], где в инверсной кинематике с использованием пучков ионов ^{208}Pb [138] и ^{238}U [89,96], мишеней от ^{16}O до ^{89}Y исследовались сечения слияния — деления — квазиделения, угловые распределения осколков, МЭР осколков и их корреляции: масса—энергия, масса—угол.

На рис.35 в качестве характерного примера приведены результаты измерений [96], отражающие основные свойства деления и квазиделения в реакциях $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$, ^{27}Al , ^{48}Ca при энергии пучка ионов урана 6 МэВ/нуклон. На рис.35 показаны: слева — двумерные матрицы распределения осколков (E_k, M) — полная кинетическая энергия — масса; посередине — двумерные матрицы масса—угол в с.ц.м.; справа — распределения масс (выходы) продуктов реакций, суммированные по всем углам.

Реакция $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$ представляет собой пример «истинного» деления — матрица осколков (E_k, M) имеет классическую треугольную форму [3,137], а само распределение масс не зависит от угла и, соответственно, выходы для углов вперед-назад одни и те же (штрихпунктир на правом рисунке).

Реакция $^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$ близка по свойствам к первой, но в корреляции масса—угол четко виден поворот матрицы для самых легких и самых тяже-

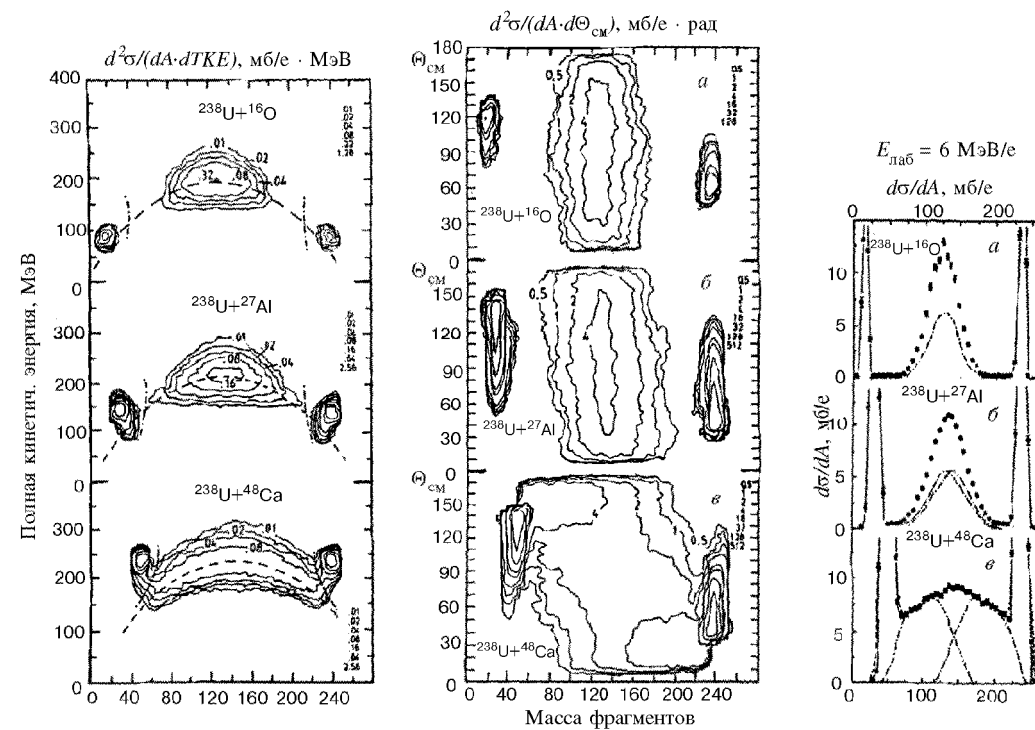


Рис.35. Основные свойства осколков деления или осколочноподобных продуктов в реакциях $^{238}\text{U} + ^{16}\text{Ca}$, ^{27}Al , ^{48}Ca при энергии ионов урана 6 МэВ/нуклон [96]: слева — двумерные матрицы масса—энергия продуктов реакций; посредине — двумерные матрицы корреляций масса—угол в с.ц.м.; справа — выходы продуктов реакций. Штрихпунктир — распределение продуктов вперед—назад, согласно средним рисункам

лых осколков, отражающий неравновесный характер процесса для них. Это сказывается и на ширине выходов масс (правый рисунок), она увеличивается, так как распределения для передних и задних углов уже не совпадают друг с другом (штрихпунктирные кривые). Но следует отметить, что измеренные выходы масс в подобных реакциях для угла $\theta_{\text{ц.м.}} \sim 90^\circ$, а именно вблизи этого угла во многих экспериментах обычно устанавливались детекторы осколков, практически не будет отличаться своей шириной от нормального деления. В этом случае квазиделительный процесс можно идентифицировать только по угловым распределениям осколков [228], анизотропия которых оказывается больше, чем для «истинного» деления [89].

Реакция $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ показывает, что вклад квазиделения в ней является подавляющим с резко выраженной асимметрией вперед-назад осколочноподобных продуктов, и форма распределения их хотя и напоминает гауссиан с большей дисперсией, но сформировано оно, как видно на рис.35 справа (штрихпунктир), из неравновесных осколочноподобных продуктов.

Признаки квазиделения были четко сформулированы в работе [89]:

- а) большая ширина распределений масс, не совместимая с делением компаунд-ядра;
- б) асимметрия в корреляциях масса—угол осколков;
- в) большая угловая анизотропия осколков, которая не может быть объяснена делением компаунд-ядра.

В большом числе экспериментальных работ [5,55,67,68,107, 108,178—181,183,186,198] в реакциях с массивными ионами таких подробных характеристик процесса деления и квазиделения, как в [89,96,138], получено не было, часто проводятся только дисперсии σ_M^2 или FWHM — полная ширина на половине высоты МР, из которых трудно, а зачастую и невозможно понять, не имея сведений по всем вышеперечисленным пунктам, каким именно механизмом оно образовано в данной конкретной реакции, так как, например, большая ширина МР для тяжелых ядер может быть связана как с влиянием углового момента l при стандартном механизме «истинного» деления, так и с процессом квазиделения.

На рис.36 [68] представлены экспериментальные данные непосредственно в величинах дисперсий σ_M^2 и σ_E^2 , измеренные в работах [2,21,89, 138,181,186—189,195,203], и результаты расчетов по диффузионной модели [3] (сплошные кривые) для области ядер с $x > 0,6$, причем никакие поправки на l и θ_i^j не вводились. В этом случае реакции заметно отличаются по энергии возбуждения во входном канале, тем не менее по эффективной температуре θ_i^j отличия невелики, в пределах 20%. На рис.36 введена дифференциация по тяжести налетающих ионов: черными значками показаны

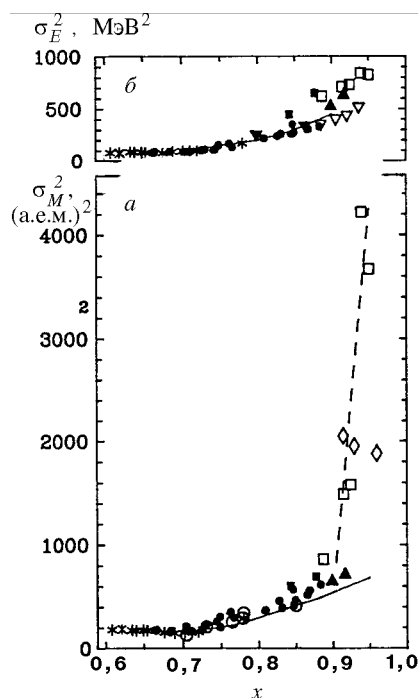


Рис.36. Экспериментальные данные о σ_M^2 и σ_E^2 для $x > 0,6$ [68]. Никакие поправки не вводились. Черные значки, включая звездочки, — реакции с легкими заряженными частицами и тяжелыми ионами для сильно асимметричных комбинаций ион—мишень с отношением $A_t/A_i < 10$. Сплошные кривые — расчеты по диффузионной модели [3]. Штриховая линия показывает ветвь квазиделения

данные для реакций с «легкими» тяжелыми ионами для сильно асимметричных систем ион—мишень $A_t/A_i \geq 10$; светлыми значками — реакции с массивными ионами $A_t/A_i < 10$; звездочками — данные для реакций с легкими заряженными частицами ($A_i \leq 4$).

В x -зависимости σ_M^2 (рис.36,а) прослеживаются две ветви: до $x = 0,85$ практически независимо от входного канала, температуры и момента данные, в среднем, находятся в единой массе и отвечают истинному делению. Начиная с $x = 0,85$ ($Z^2/A \sim 40$), происходит их резкое разделение. Для «легких» ионов σ_M^2 , в общем случае, не превышает 800 (a.e.m.)^2 , для массивных ионов вступает в игру квазиделение, сильно уширяющее МР, и σ_M^2 растет почти на порядок.

Другая ситуация реализуется для дисперсии σ_E^2 на рис.36,б. Если и есть различия для легких и массивных групп ионов, то они, в целом, небольшие.

Интересная картина наблюдается для полной кинетической энергии осколков. На рис.37 сравниваются экспериментальные значения $\bar{E}_k$ для «истинного» деления и квазиделительных реакций. Этот рисунок построен аналогично рис.26. На нем в виде отклонения $\Delta \bar{E}_k$ приведены данные для обоих типов реакций — черные точки — те же, что и на рис.26, начиная с $Z^2/A^{1/3} = 800$, светлые значки — результаты работ [55,89,96,196], где в реакциях с ионами (мишенями) от ^{27}Al до $^{\text{nat}}\text{Zn}$ исследовался процесс

квазиделения. На этом же рисунке для сравнения показаны те же теоретические расчеты $\bar{E}_k$ Никса и Сирка, что и на рис.26,а и 26,г с двух- и одной вязкостью.

Представленные в таком виде результаты измерения указывают, что, по всей видимости, для квазиделения не происходит полной релаксации $\bar{E}_k$, она в среднем явно выше, чем для «нормального» деления. Кроме того, само ее значение для конкретной реакции, по-видимому, зависит от условий во входном канале, в отличие от «истинного» деления, где нет такой зависимости [67,107] (см.второй раздел).

В подтверждение сказанного приведем характерные примеры. В работе [55] исследовалось МЭР осколков в реакциях $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ и $^{64}\text{Ni} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{218}\text{Th}$, приводящих к делению и квазиделению ядер тория. Во втором случае $\bar{E}_k$ и σ_E^2 на 8 МэВ и $\sim 200 \text{ МэВ}^2$, соответственно, выше, чем в первой реакции, хотя для реакции с ионом ^{16}O начальная энергия возбуждения выше (на $\sim 50 \text{ МэВ}$). Может возникнуть возражение, что в этих реакциях исследуются разные изотопы тория, однако данные Глаголы с соавторами [107] для «истинного» деления показывают, что в реакциях $^{32}\text{S} + ^{144-154}\text{Sm} \rightarrow ^{176-186}\text{Pt}$, где делятся изотопы платины и изотопическая цепочка достигает 10, $\bar{E}_k$ с точностью до 1 МэВ одинакова вне зависимости от изотопа.

Далее, в работе [89] в реакциях $^{238}\text{U} + ^{40,48}\text{Ca}$ получено, что $\bar{E}_k$ для иона ^{48}Ca опять выше в среднем на 6 МэВ, чем для ионов ^{40}Ca , σ_E^2 также несколько больше для более тяжелого иона. Эти примеры свидетельствуют о большой вероятности того, что квазиделительные траектории в конфигурационном пространстве композитной (но не составной) системы ион—мишень даже на последней стадии — спуске — отличаются от траекторий, характерных для «истинного» деления. По-видимому, при квазиделении

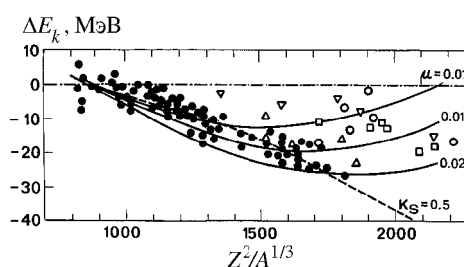


Рис.37. Сравнение экспериментальных значений $\bar{E}_k$ для «истинного» деления и квазиделительных реакций, представленных в виде ΔE_k (как на рис.26). Черные кружки — те же, что и на рис.26, начиная с $Z^2/A^{1/3} = 800$. Светлые значки — результаты работ [55,89,96,195] для реакций с ионами $A_i > 27$. Сплошные и штриховые кривые — те же, что и на рис. 26,а и 26,г

ядро рвется при более компактных конфигурациях. К этому же выводу пришли и авторы работы [89].

К сожалению, прямых экспериментальных данных о сравнении энергетических характеристик осколков «классического» деления и осколочно-подобных продуктов в квазиделении для одного и того же ядра на сегодняшний день нет. Подобные эксперименты могли бы пролить свет на динамику слияния—деления—квазиделения массивных ионов с ядрами.

В теоретической работе [243] была рассмотрена проблема кинетической энергии осколков в реакциях $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$, которые приводят к квазиделению ядер $^{270,272}\text{108}$. В [243] было отмечено, что, во-первых, параметризация ядра с шейкой по Святецкому [233] для подобных реакций достаточно удачна, так как сделанные на ее основе расчеты зависимости расстояния между центрами тяжести осколков от массы $D(M)$, характеризующие кулоновскую энергию отталкивания, достаточно близки к эксперименту [189], во-вторых, разрыв шейки происходит не при нулевом ее радиусе, а при некотором конечном r_n — лучшее согласие с экспериментом достигается при $r_n = 2/9$ ее длины, как это предложил в [235,241] Броза с соавторами, в-третьих, оказалось, что $D(M)$ для обеих вышеназванных реакций фактически одинакова, как по абсолютной величине, так и по характеру самой зависимости. Однако в [243] рассмотрены только центральные столкновения ион-мишень, и неизвестно, как будет вести себя система при всех других возможных значениях прицельного параметра, которые как раз и характерны для квазиделения (рис.34), и для которых существен учет углового момента системы. Кроме того, из работы [243] неясно, какая предразрывная энергия реализуется для этих реакций — одинакова ли она? Таким образом, вопрос о теоретическом рассмотрении свойств ЭР для квазиделительных процессов остается, по сути, открытым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре дан анализ характеристик МЭР осколков деления возбужденных ядер, перекрывающий диапазон Z^2/A от 20 до 43.

Рассмотрен широкий круг вопросов, связанных со статическими свойствами модели жидкой капли и адекватностью ее различных модификаций опыту. Из сравнения теоретической и экспериментальной информации об устойчивости нагретых ядер к масс-асимметричным вариациям формы был сделан вывод, что МЖК с учетом короткодействия ядерных сил, по крайней мере, в области легких ядер с $Z^2/A = 20 - 30$, достаточно хорошо вос-

производит наблюдаемую на опыте зависимость $d^2V/d\eta^2$ от нуклонного состава и правильно предсказывает положение точки БГ.

Для тяжелых ядер с $Z^2/A > 32$ огромную роль играют динамические процессы, которые приводят к диссипации энергии, накопленной в коллективных степенях свободы, во внутренние. Таким образом, при теоретическом рассмотрении вопроса о формировании МЭР осколков невозможно обойтись без введения понятия о вязкости ядерного вещества, однако ни ЭР, ни МР осколков нечувствительны к механизму вязкости. Только совместный анализ наблюдаемых в эксперименте характеристик как для делящегося ядра ($\bar{v}_{pre}, \sigma_{fus}, \sigma_f$), так и непосредственно осколков (МЭР) приводит к выводу, что в ядре, скорее всего, реализуется однотельный механизм диссипации.

Кинетическая энергия осколков и ее дисперсия слабо зависят от условий разрыва ядра на осколки, однако высшие моменты ЭР отвергают критерий разрыва $r_n = 0$.

Решению всего комплекса вопросов, связанных с формированием МЭР осколков, способствовала экспериментально установленная их зависимость от углового момента в широкой области делящихся ядер с $A_{CN} = 100 \div 260$. Эта зависимость оказалась совсем не простой, меняющей свой знак при утяжелении ядер.

Большую, хотя и подчиненную роль сыграли систематики средней множественности нейтронов $\bar{v}_{pre}, \bar{v}_{pre}^{gs}, \bar{v}_{pe}$, позволившие достаточно корректно определять температуру, с которой реально делятся ядра с любым нуклонным составом.

В целом выполненные в последние годы экспериментальные и теоретические исследования различных характеристик процесса деления нагретых ядер позволяют представить достаточно целостную картину этого сложного явления.

Рассмотрение свойств квазиделительных реакций показывает, что для этого случая не происходит полной релаксации не только по массовой координате, но, по-видимому, и по энергетическим характеристикам.

Авторы настоящей работы надеются, что она станет некоторым стимулом как для экспериментальных групп, так и для теоретиков в решении остающихся важных проблем, таких как энергетические характеристики сверхтяжелых составных систем, свойства квазиделения в зависимости от A_i, Z_i, A_i, Z_i, E_i и т.д., МЭР осколков в области точки БГ в реакциях с легкими частицами при $l \sim 0$, динамические аспекты описания МЭР в модели с короткодействием ядерных сил, более точный теоретический анализ зависимостей σ_M^2 и σ_E^2 от l и нуклонного состава и, в конечном итоге, пол-

ный теоретический анализ с единых позиций совместно всех наблюдаемых на опыте свойств процесса слияния—деления.

В этом плане, по нашему мнению, наиболее перспективными кажутся разработки на основе трех-, а может быть n -мерной ланжевеновской динамики.

Авторы благодарят Г.Д.Адеева, В.В.Пашкевича, И.И.Гончара, Г.И.Косенко, Ю.Ц.Оганесяна и В.Н.Околовича за многочисленные плодотворные обсуждения и постоянный интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Струтинский В.М., Коломиец В.М. — Материалы 8-й Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра. Л: Наука, 1973, т.2, с.483.
2. Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренин Г.Н. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.701.
3. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Пашкевич В.В. и др. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.1229; Adeev G.D., Pashkevich V.V. — Nucl.Phys., 1989, v.A502, p.405c.
4. Карамян С.А. и др. — ЯФ, 1968, т.8, с.690; 1969, т.9, с.715; Phys.Chem.Fission, IAEA, Vienna, 1969, p.759.
5. Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Пустыльник Б.И. — ЯФ, 1970, т.11, с.982.
6. Пик-Пичак Г.А., Струтинский В.М. — Физика деления атомных ядер. М.: Госатомиздат, 1962, с.12.
7. Nix J.R. — Nucl.Phys. 1969, v.A130, p.241.
8. Косенко Г.И., Гончар И.И., Сердюк О.И., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1992, т.55, с.920.
9. Жданов С.В., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1992, т.55, с.3169.
10. Жданов С.В., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1993, т.56, №3, с.55.
11. Струтинский В.М., Ляшенко Н.Я., Попов Н.А. — ЖЭТФ, 1962, т.43, с.584; Nucl.Phys., 1963, v.46, p.639.
12. Струтинский В.М. — ЖЭТФ, 1963, т.45, с.1891; с.1900; ЯФ, 1965, т.1, с.821.
13. Myers W.D., Swiatecki W.J. — Ark. Fys., 1967, v.36, p.343.
14. Myers W.D. — Droplet Model Atomic Nuclei. N.Y.: IFI/Plenum, 1977.
15. Krappe H.J., Nix J.R., Sierk A.J. — Phys. Rev., 1979, v.C20, p.992.
16. Sierk A.J. — Phys. Rev., 1986, v.C33, p.2039.
17. Businaro U.L., Gallone S. — Nuovo Cim., 1955, v.1, p.629, p.1277.
18. Moretto L.G. — Nucl. Phys., 1975, v.A247, p.211.
19. Sobotka L.G., McMahan M.A., McDonald et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, p.2004.
20. Андроненко Л.Н., Вайшнине Л.А., Котов А.А. и др. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.685.
21. Иткис М.Г., Лукьянов С.М., Околович В.Н. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.23.
22. Иткис М.Г., Музыка Ю.А., Оганесян Ю.Ц. и др. — ЯФ, 1995, т.58, с.2140.

23. McMahan M.A., Moretto L.G., Padgett M.L. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.54, p.1995.
24. Sobotka L.G., Padgett M.L., Wozniak G.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.2187.
25. Becchetti F.D., Hicks K.H., Fields C.A. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.1217.
26. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1986, т.43, с.1101; Z.Phys., 1986, v.A323, p.307.
27. Sikkeland T. — Phys. Rev., 1964, v.B135, p.669; Sikkeland T., Clarkson J.E., Steiger-Shafir N.H., Viola V.E. — Phys. Rev., 1971, v.C3, p.329.
28. Beckerman M., Blann M. — Phys. Rev., 1978, v.C17, p.1615.
29. Blann M., Komoto T.A. — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.472.
30. Vigdor S.E., Karwowski H.J. — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.1068.
31. Hinde D.J., Leigh J.R., Newton J.O. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.109; 1983, v.A398, p.308.
32. Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Муzychка Ю.А. и др. — ЯФ, 1983, т.37, с.809.
33. Van der Plicht J., Britt H.C., Fowler M.M. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.2022.
34. Charity R.J., Leigh J.R., Bokhorst J.J.M. et al. — Nucl. Phys., 1986, v.A457, p.441.
35. Itkis M.G., Okolovich V.N., Rusanov A.Ya. et al. — Int. School-Seminar in Heavy Ion Physics (Dubna, May, 1993, Russia) Dubna, JINR, 1993, v.1, p.213.
36. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — Ann. Phys. (N.Y.) 1974, v.82, p.557.
37. Hilscher D., Rossner H. — Ann. Phys. (Fr.), 1992, v.17, p.471.
38. Козулин Э.М., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н. — ЯФ, 1993, т.56, №2, с.37.
39. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Иткис М.Г. и др. — ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.709.
40. Gavron A., Beene J.R., Cheynis B. et al. — Phys. Rev. Lett., 1981, v.47, p.1255, 1982, v.48, p.835(E).
41. Gavron A., Gayer A., Boissena J. et al. — Phys. Rev., 1987, v.C35, p.579.
42. Holub E., Hilscher D., Ingold G. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.252.
43. Zang W.P., Hilscher D., Ingold G. et al. — Phys. Rev., 1986, v.C33, p.519.
44. Ward D., Charity R.J., Hinde D.J. et al. — Nucl. Phys., 1983, v.A403, p.189.
45. Hinde D.J., Charity R.J., Foote G.S. et al. — Nucl. Phys., 1986, v.A452, p.550.
46. Hinde D.J., Leigh J.R., Bokhorst J.J. et al. — Nucl. Rev., 1987, v.A472, p.318.
47. Newton J.O., Hinde D.J., Charity R.J. et al. — Nucl. Phys., 1988, v.A483, p.126.
48. Hinde D.J., Agata H., Tanaka M. et al. — Phys. Rev., 1988, v.C37, p.2923.
49. Hinde D.J., Agata H., Tanaka M. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C39, p.2268.
50. Rossner H., Hilscher D., Hinde D.J. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C40, p.2629.
51. Rossner H., Hinde D.J., Leigh J.R. et al. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.719.
52. Блинов М.В., Бордюг В.М., Козулин Э.М. и др. — ЯФ, 1990, т.51, с.42.
53. Fraenkel Z., Mayk I., Unik J.P. et al. — Phys. Rev., 1975, v.C12, p.1809.
54. Strecker M., Wien R., Plischke P., Scobel W. — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.2172.
55. Hinde D.J., Hilscher D., Rossner H. et al. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.1229.

56. Saxena A., Chatterjee A., Choudhury R.K. et al. — Phys. Rev., 1994, v.C49, p.932.
57. Hinde D.J., Hilscher D., Rossner H. — Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.497c.
58. Ньютон Дж.О. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.821.
59. Гончар И.И. — ЭЧАЯ, 1995, т.26, с.932.
60. Schmitt H.W., Kiker W.E., Williams C.W. — Phys. Rev., 1965, v.137, p.837.
61. Schmitt H.W., Neiler J.H., Walter F.G. — Phys. Rev., 1966, v.141, p.1146.
62. Plasil F., Burnett D.S., Britt H.C., Thompson S.G. — Phys. Rev., 1966, v.142, p.696.
63. Fiore L., Viesti G., Bortignon P.F. et al. — Phys. Rev., 1993, v.C47, p.1835.
64. Fiore L., Viesti G., Bortignon P.F. et al. — Phys. Lett., 1993, v.B298, p.283.
65. Wapstra A.N., Audi G., Hoekstra R. — At. Data Nucl. Data Tabl., 1988, v.39, p.281.
66. Moller P., Nix J.R. — Preprint Los Alamos Nat.Lab. LA-UR-86-3983, Los Alamos, 1986; At.Data, Nucl.Data Tabl. — 1988, v.39, p.213.
67. Чубарян Г.Г., Иткис М.Г., Лукьянов С.М. и др. — ЯФ, 1993, т.56, №3, с.3.
68. Чубарян Г.Г., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.1195.
69. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н. — ЯФ, 1984, т.39, с.1336; препринт ИЯФ АН КазССР 10-83, Алма-Ата, 1983.
70. Русанов А.Я., Иткис М.Г., Околович В.Н. — ЯФ, 1997, т.60, с.773.
71. Mavlitov N.D., Frobrich P., Gontchar I.I. — Z. Phys., 1992, v.A342, p.195.
72. Frobrich P., Gontchar I.I., Mavlitov N.D. — Nucl. Phys., 1993, v.A556, p.281.
73. Frobrich P., Gontchar I.I. — Nucl. Phys., 1993, v.A563, p.329.
74. Gontchar I.I., Frobrich P. — ЯФ, 1994, т.57, с.1249.
75. Hilcher D., Gontchar I.I., Rossner H. — ЯФ, 1994, т.57, с.1255.
76. Back B.B. — Int. School-Seminar in Heavy Ion Physics (Dubna, Russia, May 1993) JINR, Dubna, 1993, v.1, p.317.
77. Hofman D.J., Back B.B., Paul P. — Phys. Rev., 1995, v.51, p.2597.
78. Wada N., Abe Y., Carjan N. — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.3538.
79. Lestone J.P. — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.2245.
80. Charity R.J. — Phys. Rev., 1995, v.51, p.217.
81. Kramers H.A. — Physica, 1940, v.7, p.284.
82. Grange P., Li Jun-Qing, Weidenmuller H.A. — Phys. Rev., 1983, v.C27, p.2063.
83. Frobrich P., Marten J. — Z. Phys., 1991, v.A339, p.171; Nucl. Phys., 1992, v.A545, p.854.
84. Shtrumberger E., Dietrich K., Pomorski K. — Nucl. Phys., 1991, v.A529, p.522.
85. Hinde D.J. — Nucl. Phys., 1993, v.A553, p.255c.
86. Eremin N.V., Giardina G., Gontchar I.I. — Phys. Lett., 1995, v.B353, p.432.
87. Frobrich P., Rossner H. — Z. Phys., 1994, v.A349, p.99.
88. Ogiwara V., Fujiwara H., Jeong S.C. et al. — Z. Phys., 1990, v.A335, p.203.
89. Shen W.Q., Albinski J., Gobbi A. et al. — Phys. Rev., 1987, v.C36, p.115.

90. Keller J.G., Back B.B., Glagola B.G. et al. — Phys. Rev., 1987, v.C36, p.1364.
91. Tsang M.B., Ardouin D., Gelbke C.K. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C28, p.747.
92. Rossner H., Huizenga J.R., Schroder W.U. — Phys. Rev., 1986, v.C33, p.560.
93. Viola V.E. — Nucl. Data Tables, 1966, v.A1, p.391.
94. Viola V.E., Kwiatkowski K., Wolker M. — Phys. Rev., 1985, v.C31, p.1550.
95. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1988, т.48, с.312.
96. Toke J., Bock R., Dai G.X. et al. — Nucl. Phys., 1985, v.A440, p.327.
97. Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.616;
Иткис М.Г., Калпакчиева Р.Г., Околович В.Н. и др. — ЯФ, 1982, т.36, с.824.
98. Lestone J.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, vol.67, p.1078; Nucl. Phys., 1993, v.A559, p.277.
99. Ikezoe H. et al. — Phys. Rev., 1990, v.C42, p.R1187; 1992, v.C46, p.1922; 1994, v.C49, p.968.
100. Bartel J., Quentin P. — Phys. Lett., 1985, v.B152, p.29.
101. Guet C., Shtrumberger E., Brack M. — Phys. Lett., 1988, v.B205, p.427.
102. Мустафа М.Г. — Вопросы атомной науки и техники. Серия: ядерные константы, 1988, выпуск I, с.75.
103. Garcias F. et al. — Nucl. Phys., 1989, v.A495, p.169c; Phys. Rev., 1989, v.C40, p.1522; Z. Phys., 1990, v.A336, p.31.
104. Royer G., Mignen J. — J. Phys., 1992, v.G18, p.1781.
105. Haddad F., Royer G. — J. Phys. 1995, v.G21, p.1357.
106. Newton J.O., Popescu D.G., Leigh J.R. — Phys. Rev., 1990, v.C42, p.1772.
107. Glagola B.G., Back B.B., Betts R.R. — Phys. Rev., 1984, v.C29, p.486.
108. Lebrun C., Hanappe F., Lecolley J.F. et al. — Nucl. Phys., 1979, v.A321, p.207;
Borderie B., Berlinger M., Gardes D. et al. — Z. Phys., 1981, v.A299, p.263.
109. Moretto L.G. et al. — Phys. Lett., 1975, v.B58, p.31; Babinet R.P. et al. — Nucl. Phys., 1976, v.A258, p.172.
110. Natowitz J.B., Namboodiry M.N., Chulick E.T. — Phys. Rev., 1976, v.C13, p.171.
111. Agarwal S., Galin J., Gatty B. et al. — Z. Phys., 1980, v.A296, p.287.
112. Nagame Y., Ikezoe Y., Baba S. et al. — Nucl. Phys., 1990, v.A510, p.518.
113. Nagame Y., Ikezoe Y., Ohtsuki T. — Phys. Rev., 1993, v.C47, p.1586.
114. Moretto L.G., Wozniak G.J. — Pramana-J.Phys. (India), v.33, p.209; Progr. Part. Nucl. Phys., 1988, v.21, p.401.
115. Sobotka L.G., Sarantites D.G., Ze Li et al. — Nucl. Phys., 1987, v.A471, p.131c.
116. Carjan N., Kaplan M. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.2185.
117. Адеев Г.Д. и др. — Сообщение ОИЯИ Р4-86-247, Дубна, 1986; ЯФ, 1986, т.43, с.1137.
118. Moretto L.G., Schmitt R.P. — Phys. Rev., 1980, v.C21, p.204.
119. Gregoire C., Scheuter F. — Z. Phys., 1981, v.A303, p.337.
120. Faber M.E. — Z. Phys., 1980, v.A297, p.277.
121. Faber M.E. — Phys. Rev., 1981, v.C24, p.1047.

122. **Mathews G.V., Moulton J.B., Wozniak G.J. et al.** — Phys. Rev., 1982, v.C25, p.300.
123. **Sanders S.J.** — Phys. Rev., 1991, v.C44, p.2676.
124. **Ravi Prasad G.V., Ramamurthy V.S., Yadav R.T.** — Phys. Rev., 1995, v.51, p.2833.
125. **Gregoire C. et al.** — Nucl. Phys., 1981, v.A361, p.443; 1982, v.A383, p.392; 1982, v.A387, p.37c.
126. **Guillaume G., Coffin J.P., Rami F. et al.** — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.2458.
127. **Boccaccio P., Vannucci L., Bettiolo M. et al.** — Phys. Rev., 1988, v.C38, p.2108.
128. **Charity R.J., Jing K.X., Dowvan D.R. et al.** — Nucl. Phys., 1990, v.A511, p.59.
129. **Unik J.P., Cuningham J.G., Groall I.F.** — Phys. Chem. Fission (Vienna, 1969), Vienna: IAEA, 1969, p.717.
130. **Cuninghame J.G., Goodall J.A., Freeman J.E. et al.** — Phys. Chem. Fission (Julich, 1979), Vienna: IAEA, 1980, v.1, p.551.
131. **Саупе Г., Сердюк О.И., Адеев Г.Д., Пашкевич В.В.** — ЯФ, 1988, т.48, с.42.
132. **Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R.** — Phys. Rev., 1976, v.C14, p.1832.
133. **Ngo C., Peter J., Tamain B.** — Proc. Int. Conf. Reactions Complex Nuclei, Nashvill, USA, 1974. Amsterdam: North-Holland, 1974, v.1, p.114.
134. **El Masri Y., Hanappe F., Steckmeyer J.C. et al.** — Nucl. Phys., 1990, v.A517, p.340.
135. **Williams R.M., Kieburzt R.D., Neuzil E.F.** — J. Inorg. Nucl. Chem., 1973, v.35, p.3651.
136. **Хойзенга Д.Р., Батлер М.А., Рознер Х. и др.** — Вопросы атомной науки и техники. Серия: ядерные константы 1988, вып.1, с.65.
137. **Nix J.R., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1965, v.71, p.1.
138. **Bock R., Chu Y.T., Dakovski M. et al.** — Nucl. Phys., 1982, v.A388, p.334.
139. **Feldmeier H.T.** — Rep. Prog. Phys., 1987, v.50, p.915.
140. **Nowicki L., Berlander M., Borderie B. et al.** — Phys. Rev., 1982, v.C26, p.1114.
141. **Schmitt R.P., Mouchaty G., Haenni D.R.** — Nucl. Phys., 1984, v.A427, p.614.
142. **Schmitt R.P., Mouchaty G., Haenni D.R., Tition M.** — Z. Phys., 1985, v.A321, p.411.
143. **Schmitt R.P., Haenni D.R., Cooke L. et al.** — Nucl. Phys., 1988, v.A487, p.370.
144. **Leigh J.R., Phillips W.R., Newton J.O. et al.** — Phys. Lett., 1985, v.B159, p.9.
145. **Moretto L.G., Peaslee G.F., Wozniak G.J.** — Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.453c.
146. **Back B.B., Bjornholm S., Dossing T. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.1495.
147. **Gavron A.** — Phys. Rev., 1980, v.C21, p.230.
148. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** — Статистическая физика. М.: Наука, 1964.
149. **Гончар И.И., Косенко Г.И.** — ЯФ, 1991, т.53, с.133.
150. **Mordhorst E., Strecker M., Frobcen H. et al.** — Phys. Rev., 1991, v.C43, p.716.
151. **Heusch B., Freisleben H., Schneider W.F. et al.** — Z. Phys., 1985, v.A322, p.309.
152. **Oeschler H. et al.** — Phys. Rev., 1980, v.C22, p.546; Phys. Lett., 1979, v.B87, p.193.

153. Nagame Y., Nakahara H., Sueki K. et al. — Z. Phys., 1984, v.A317, p.31.
154. Charity R.J., McMahan M.A., Wozniak G.J. et al. — Nucl. Phys., 1988, v.A483, p.371.
155. Cabot C., Ngo C., Peter H., Tamain B. — Nucl. Phys., 1975, v.A244, p.134.
156. Moretto L.G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, v.74, p.3557.
157. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Пашкевич В.В., Сердюк О.И. — ЯФ, 1989, т.50, с.1242.
158. Bohr N., Wheeler J. — Phys. Rev., 1939, v.56, p.426.
159. Fong P. — Phys. Rev., 1956, v.102, p.434.
160. Игнатьюк А.В. — ЯФ, 1968, т.7, с.1043; 1969, т.9, с.357.
161. Andersson G., Areskoug M., Gustafsson H.-A. et al. — Z. Phys., 1979, v.A293, p.241.
162. Gustafsson H.-A., Hylten G., Schoder B., Hagebo E. — Phys. Rev., 1981, v.C24, p.769.
163. Andronenko L.N., Kotov A.A., Nesterov M.M. et al. — Z. Phys., 1984, v.A318, p.97.
164. Heusch B., Coffin J.P., Engelstein P. et al. — Z. Phys., 1983, v.A312, p.109.
165. Bisplinghoff J., David P., Blann M. et al. — Phys. Rev., 1978, v.C17, p.177.
166. Mathews G.J., Wozniak G.J., Schmitt R.P., Moretto L.G. — Z. Phys., 1977, v.A238, p.247.
167. Delis D.N., Blumenfeld Y., Bowman D.R. et al. — Z. Phys., 1991, v.A339, p.279; Nucl. Phys., 1991, v.A534, p.403.
168. Evans P.M., Smith A.E., Pass C.N. et al. — Nucl. Phys., 1991, v.A526, p.365.
169. Sierk A.J. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.582.
170. Растопчин Е.М., Мульгин С.И., Остапенко Ю.Б. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.120.
171. Boger J., Alexander J.M. — Phys. Rev., 1994, v.C50, p.1006.
172. Moller P., Nix J.R., Myers W.D., Swiatecki W.J. — At. Data Nucl. Data Tables, 1995, v.59, p.185.
173. Plasil F., Schmitt H.W. — Phys. Rev., 1972, v.C5, p.528.
174. Pashkevich V.V. — Nucl. Phys., 1971, v.A169, p.275.
175. Адеев Г.Д., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1986, т.44, с.897.
176. Wada T., Carjan N., Abe Y. — Nucl. Phys., 1992, v.A538, p.283c.
177. Иткис М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И. и др. — ЯФ, 1991, т.53, с.1225.
178. Rivet M.F., Alami R., Borderie B. et al. — Z. Phys., 1988, v.A330, p.295.
179. Zheng Z., Borderie B., Gardes D. et al. — Nucl. Phys., 1984, v.A422, p.447.
180. Bernard V., Greddore C., Mazur C. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.319.
181. Sahn C.-C., Schulte H., Vermeulen D. et al. — Z. Phys., 1980, v.A297, p.241.
182. McGeorge J.C., Shotter A.C., Brenford D., Reid J.M. — Nucl. Phys., 1979, v.A326, p.108.
183. Kuznetsov A.V., Rubchenya V.A., Vakhtin D.N. et al. — Proc. 15 Nucl. Phys. Europ. Divis. Conf. «Low energy nuclear dynamics» (St-Petersburg, April 1995, Russia) World Scientific, Singapore, ed. Oganessian Yu.Ts., Kalpakchieva R., p.252.

184. Itkis M.G., Oganessian Yu.Ts., Chubarian G.G. et al. — *ibid.*, p.177.
185. Ferguson R.L., Plasil F., Freisleben H. et al. — *Phys. Rev.*, 1973, v.C8, p.1104.
186. Kalpakchieva R., Oganessian Yu.Ts., Penionzhkevich Yu.E. et al. — *Phys. Lett.*, 1977, v.B69, p.287.
187. Kalpakchieva R., Oganessian Yu.Ts., Penionzhkevich Yu.E., Sodan H. — *Z. Phys.*, 1977, v.A283, p.253.
188. Калпакчиева Р.Г. — Канд. дисс., Дубна, ОИЯИ, 1980.
189. Gippner P., Schilling K.D., Seidel W. et al. — *Z. Phys.*, 1986, v.A325, p.335; Зодан Х., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э. и др. — Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов (Дубна, сентябрь 1986), ОИЯИ, Д7-87-68, Дубна 1987, с.479.
190. Ngo C., Peter J., Tamain B. et al. — *Z. Phys.*, 1977, v.A283, p.161.
191. Galin J., Gatty B., Guerreau D. et al. — *Z. Phys.*, 1977, v.A283, p.173.
192. Butler M.A., Datta S.S., de Souza R.T. et al. — *Phys. Rev.*, 1986, v.C34, p.2016.
193. Guarino G., Gobbi A., Hildenbrand K.D. et al. — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A424, p.157.
194. Lerey S., Chen X.S., Fan G.Y. et al. — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A423, p.175.
195. Hanappe F., Ngo C., Peter J., Tamain B. — *Phys. Chem. Fission* (August 1973, Rochester, USA), Vienna, IAEA, 1974, v.2, p.289.
196. Borderie B., Hanappe F., Ngo C. et al. — *Nucl. Phys.*, 1974, v.A220, p.93.
197. Schulte H., Jäckel B., Esterlund R.A. et al. — *Phys. Lett.*, 1989, v.B232, p.37.
198. Keller H., Lützenkirchen K., Kratz J.V. — *Z. Phys.*, 1987, v.A326, p.313.
199. Lützenkirchen K., Kratz J.V., Wirth G. et al. — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A452, p.351.
200. Sikkeland T. — *Phys. Lett.*, 1970, v.B31, p.451.
201. Tavares O.A.P., Terranova M.L. — *Nuovo Cim.*, 1992, v.A105, p.723.
202. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A. — *Heavy Ions and Nuclear Fission*, in *Treatise on Heavy Ion Science*. ed. D.A.Bromley., N.Y., Plenum Press, 1985, v.4, p.3.
203. Гангрский Ю.П., Далхсунен Б., Марков Б.Н. — *Осколки деления ядер*, Москва, Энергоатомиздат, 1986.
204. Hasse R.W. — *Nucl. Phys.*, 1969, v.A128, p.609; *Phys.Rev.*, 1971, v.C4, p.572.
205. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. — *Phys. Rev.*, 1976, v.C13, p.2385.
206. Koonin S.E., Nix J.R. — *Phys. Rev.*, 1976, v.C13, p.209.
207. Sierk A.J., Nix J.R. — *Phys. Rev.*, 1977, v.C16, p.1048.
208. Davies K.T.R., Managan R.A., Nix J.R., Sierk A.J. — *Phys. Rev.*, 1977, v.C16, p.1890.
209. Sierk A.J., Koonin S.E., Nix J.R. — *Phys. Rev.*, 1978, v.C17, p.646.
210. Negele J.W., Koonin S.E., Moller P. et al. — *Phys. Rev.*, 1978, v.C17, p.1098.
211. Sierk A.J., Nix J.R. — *Phys. Rev.*, 1980, v.C21, p.982.
212. Nix J.R., Sierk A.J. — *Nucl. Phys.*, 1984, v.A428, p.161c.
213. Carjan N., Sierk A.J., Nix J.R. — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A452, p.381.
214. Nix J.R., Sierk A.J. — *Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов* (Дубна, сентябрь 1986), Дубна, ОИЯИ, Д7-87-68, 1987, с.453.

215. **Nix J.R., Sierk A.J.** — Int. Symp. On Perspectives in Nucl.Phys. (Madras, India, January 1987), Alamos Nat.Lab., preprint LA-UR-87-133, 1987.
216. **Hofmann H., Jensen A.S., Scheuter F.** — Proc. 12th Int.Symp. on Nucl.Phys., (Gaussig, GDR, November 1982), Rossendorf, 1982, ZfK-491, p.96; **Scheuter F., Gregoire C.** — ibid, p.102.
217. **Hofmann H., Nix J.R.** — Phys. Lett., 1983, v.B122, p.117.
218. **Nix J.R., Sierk A.J., Hofmann H. et al.** — Nucl. Phys., 1984, v.A424, p.239.
219. **Scheuter F., Gregoire C., Hofmann H., Nix J.R.** — Phys. Lett., 1984, v.B149, p.303.
220. **Адеев Г.Д., Гончар И.И.** — ЯФ, 1983, т.37, с.1113; Z.Phys. 1985, v.A320, p.451; v.A322, p.479.
221. **Сердюк О.И., Адеев Г.Д., Гончар И.И. и др.** — ЯФ, 1987, т.46, с.710.
222. **Адеев Г.Д., Пашкевич В.В., Сердюк О.И.** — Краткие сообщения ОИЯИ №4 (24)-87, Дубна, ОИЯИ, 1987.
223. **Адеев Г.Д.** — ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.1572.
224. **Tillack G.-R.** — Phys. Lett., 1992, v.B278, p.403.
225. **Tillack G.-R., Reif R., Schülke A. et al.** — Phys.Lett., 1992, v.B296, p.296.
226. **Косенко Г.И., Коляри И.Г., Адеев Г.Д.** — ЯФ, 1997, т.60, с.404.
227. **Косенко Г.И.** — Кандидатская диссертация, Томск, 1992.
228. **Back B.B. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1981, v.46, p.1068; 1983, v.50, p.818; Phys.Rev., 1985, v.C31, 2104; v.C32, p.195; p.1786; v.C33, p.385.
229. **Han H.Y., Jing K.X., Plagnol E. et al.** — Nucl.Phys. 1989, v.A492, p.138.
230. **Becchetti F.D., Letter P.M., Jänecke J. et al.** — Proc. Int. Conf. «50 Years with Nucl. Fission» Gaithersburg, USA, 1989, p.688.
231. **Grotowski K., Majka Z., Planeta R. et al.** — Phys.Rev., 1984, v.C30, p.1214.
232. **Brack M., Damgaard J., Jensen A.S. et al.** — Rev.Mod.Phys., 1972, v.44, p.320.
233. **Blocki J., Boneh Y., Nix J.R. et al.** — Ann.Phys., (N.Y.), 1978, v.113, p.330; **Bandrup J., Swiatecki W.J.** — Ann. Phys. (N.Y.), 1980, v.125, p.193; **Swiatecki W.J.** — Prog. Part. Nucl. Phys., 1980, v.4, p.383; **Swiatecki W.J.** — Phys.Scr., 1981, v.24, p.113; **Bjornholm S., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1982, v.A391, p.471; **Randrup J., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1984, v.A429, p.105; **Blocki J., Feldmeier H., Swiatecki W.J.** — Nucl. Phys., 1986, v.A459, p.145.
234. **Griffin J.J., Dworzecka M.** — Nucl. Phys., 1986, v.A455, p.61.
235. **Brosa U., Grossmann S., Müller A.** — Phys. Rep., 1990, v.194, p.167.
236. **Gonnenwein F.** — Nuclear Fission Process. CRC Press, Boca Raton, USA, ed. C.Wagemans, 1991, p.287.
237. **Thoennessen M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1987, v.59, p.2860; **Butsch R. et al.** — Phys. Rev., 1991, v.C44, p.1515; **Hofman D.J. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.72, p.470; **Paul P.** — Nucl. Phys., 1994, v.A569, p.73c.
238. **Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J., Siemssen R.H., Wilschut H.W.** — Phys. Rev., 1995, v.C51, p.2954.
239. **Bocquet J.P., Brissot R.** — Nucl. Phys., 1989, v.A502, p.213c.

240. **Говердовский А.А.** — Препринт ФЭИ-2430, Обнинск, 1995.
241. **Brosa U. et al.** — Z. Phys., 1983, v.A310, p.177; J. Phys. G, 1984, v.10, p.933.
242. **Bjornholm S.** — Proc. Symp. «10 years of uranium beam at the UNILAC» (GSI, Darmstadt, FRG, April 1986) Darmstadt, GSI-86-19, p.119.
243. **Джолос Р.В., Насиров А.К., Пермяков В.П.** — ЯФ, 1988, т.48, с.1304.

Рис.12. Энергетические распределения E_k и σ_E^2 в зависимости от массы осколков для тех же ядер и реакций, что и на рис.11 [67]

Рис.35. Основные свойства осколков деления или осколочноподобных продуктов в реакциях $^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$, ^{27}Al , ^{48}Ca при энергии ионов урана 6 МэВ/нуклон [96]: слева — двумерные матрицы масса—энергия продуктов реакций; посередине — двумерные матрицы корреляций масса—угол в с.ц.м.; справа — выходы продуктов реакций. Штрихпунктир — распределение продуктов вперед—назад, согласно средним рисункам

Рис.12. Энергетические распределения E_k и σ_E^2 в зависимости от массы осколков для тех же ядер и реакций, что и на рис.11 [67]

Рис.35. Основные свойства осколков деления или осколочноподобных продуктов в реакциях $^{238}\text{U}+^{16}\text{Ca}$, ^{27}Al , ^{48}Ca при энергии ионов урана 6 МэВ/нуклон [96]: слева — двумерные матрицы масса—энергия продуктов реакций; посередине — двумерные матрицы корреляций масса—угол в с.ц.м.; справа — выходы продуктов реакций. Штрихпунктир — распределение продуктов вперед—назад, согласно средним рисункам

ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ИОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ, АКТУАЛЬНЫЕ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ И АЛЬТЕРНАТИВНОЙ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

А.К.Каминский

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына, Москва

А.А.Васильев

Московский радиотехнический институт РАН

Кратко рассмотрены некоторые проблемы ускорительной техники, практического применения пучков протонов и ионов большой интенсивности для фундаментальных и прикладных научных исследований и ядерной энергетики, основанной на использовании пучков ускоренных частиц и подкритических реакторов, для которых необходимы детальные результаты исследований по физике ионно-атомных столкновений. Отмечены основные проблемы построения теоретических методов расчетов дифференциальных и полных эффективных сечений процессов при быстрых ионно-атомных столкновениях, когда обе сталкивающиеся частицы являются многоэлектронными системами. Приведены методы приближенного расчета угловых и энергетических распределений ионов и электронов при ионизации многоэлектронных ионов и атомов с достаточной для практических применений точностью.

Some problems of an accelerator technique and an application of high-intensity proton and ion beams for fundamental and applied scientific research and for nuclear power stations projects using accelerated particle beams and subcritical reactors are outlined. Detailed results of the fast ion-atom collision physics investigations are necessary to resolve these problems. The main problems of developing of the theoretical methods for calculations of the differential and total cross sections of the ion-atom collision processes have been discussed while both collision partners are many-electron systems. The method of approximate calculations of angular and energy distributions of ions and electrons after an ionization of many-electron ions and atoms is described while the accuracy of such calculations is sufficient for practical applications.

1. ВВЕДЕНИЕ

В ведущих ядерных и ускорительных научных центрах мира уже несколько десятилетий проводятся научно-исследовательские и проектные работы по использованию пучков протонов и ионов большой интенсивности для решения фундаментальных и прикладных научно-технических проблем, разрабатываются проекты соответствующих ускорительных комплексов. Ряд таких ускорителей построен и запущен. Первыми ускорителями протонов большой интенсивности были мезонные фабрики [1—4], в которых пучки протонов или отрицательных ионов H^- с интенсивностью порядка 1 мА ускоряются до энергии $600 \div 800$ МэВ, при этом предусмотрена обдирка ускоренных ионов H^- для накопления и изменения временной структуры пучка.

Сведение к минимуму потерь интенсивности пучка всегда было достаточно серьезной проблемой ускорительной техники, но для ускорителей большой интенсивности эта проблема приобрела несравненно большее значение. В обычных ускорителях со сравнительно небольшой интенсивностью $I \lesssim 1$ мкА потери интенсивности даже в десятки процентов в процессе ускорения и транспортировки пучков требовали, в основном, только увеличения времени проведения эксперимента и экранировки чувствительных к радиации зон. В ускорителях высокой интенсивности при $I > 1$ мА уже много меньшие потери интенсивности несовместимы с жесткими требованиями радиационной безопасности.

Для расчетов динамики пучка, потерь пучка из-за столкновений с атомами остаточного газа требовались надежные величины эффективных сечений ионизации, перезарядки и рассеяния ускоряемых частиц при столкновениях с атомами остаточного газа. Это потребовало проведения детальных исследований процессов взаимодействия ионов пучка с атомами остаточного газа и различных перезарядных мишеней при различных энергиях ускоряемых протонов и ионов, развития достаточно точных приближенных методов расчетов соответствующих эффективных сечений, так как экспериментальные данные и расчеты по таким сечениям при энергиях $E/A \geq 10$ МэВ/нуклон носят лишь фрагментарный характер [5—12]. Улучшение вакуума в трактах ускорения и транспортировки высокоэнергетических пучков ионов сделало менее актуальной проблему точного определения эффективных сечений перезарядки и рассеяния ионов на атомах остаточного газа, так как эти сечения быстро убывают с ростом энергии.

Однако величины эффективных сечений ионизации и захвата электронов при ионно-атомных и электронно-атомных столкновениях по-прежнему важны для разработки современных ионных источников и инжекторов [13—16], а также для расчетов различных схем перезарядки и соответству-

ющих мишеней. В разрабатываемых и уже созданных плазменных ионных источниках мощный пучок лазерного или СВЧ-излучения эффективно ионизирует атомы практически любых элементов, но весьма сложной является проблема извлечения из плазменного облака ионов большой зарядности с достаточной интенсивностью. Ионы с большим зарядом (большой степенью ионизации) в процессе вывода из плазменного облака захватывают электроны плазмы и эффективно уменьшают свой заряд, при этом теоретическая модель этого процесса пока не создана [16]. Поэтому использование перезарядных мишеней для увеличения заряда ускоряемых ионов остается актуальным при выборе оптимальной схемы ускорителей тяжелых ионов.

Величины эффективных сечений перезарядки отрицательных ионов требуются также при ускорении ионов в широко распространенных ускорителях прямого действия тандемного типа, когда на центральный электрод подается положительное напряжение, а инжектор и устройство вывода пучка находятся при нулевом потенциале. Обдирка отрицательных ионов до состояний с положительным зарядом происходит в перезарядной мишени, находящейся в центре такого ускорителя.

Выбор типа перезарядной мишени и определение ее параметров весьма существенны для конструкции ускорителя. Параметры газовой мишени определяют параметры вакуумной системы ускорителя и стоимость его эксплуатации. Эти соображения актуальны и для ускорителя другого типа, когда в инжекционном комплексе используются несколько перезарядных мишеней для последовательной обдирки ионов после соответствующих секций ускорителя, обеспечивающих дальнейшее ускорение ионов. Для этих целей требуются эффективные сечения перезарядки большого набора ионов в различных мишенях и в широком диапазоне энергий.

Проведение исследований процессов взаимодействия ионов H^- с различными атомами позволило определить необходимый вакуум в камерах проектируемой мезонной фабрики, эффективность и время жизни различных перезарядных мишеней, а также увеличение эмиттанса пучка при многократном пересечении им перезарядной мишени при многооборотной инжекции в накопитель [17—23]. В частности, было показано, что время жизни перезарядной мишени мезонной фабрики определяется накоплением радиационных повреждений в облучаемом участке, а также показана возможность перезарядной электронной диагностики пучков ионов H^- большой интенсивности [21].

В ряде институтов разрабатываются различные проекты применения интенсивных протонных и ионных пучков для инерционного управляемого термоядерного синтеза [24—28], в которых предполагается всестороннее сжатие дейтериевых и тритиевых мишеней под воздействием мощных

ионных импульсов. Создание ускорителей с требующимися для этих целей параметрами является крайне сложной проблемой, для этого требуется проведение значительных предварительных исследовательских работ, в их число входят и проблемы взаимодействия ионов пучка с мишенями. При разработке проектов электронного и лазерного вариантов инерционного УТС также являются существенными близкие по идеологии (но имеющие существенные различия) проблемы взаимодействия интенсивных пучков электронов и γ -квантов с атомами мишеней.

В токамаках пучки ионов применяются для повышения температуры плазмы. В токамаках есть также проблема сведения к минимуму понижения температуры плазмы из-за столкновений электронов с ионами, выбитыми из передней стенки.

Другим важным применением интенсивных пучков протонов и ионов легких атомов была и остается проблема создания нейтронных источников большой интенсивности [29—42] для электроядерного способа наработки и полного использования ядерного топлива, для трансмутации долгоживущих ядерных отходов АЭС и других ядерных реакторов и т.д. В ряде работ [32,34] рассмотрена возможность использования для этих целей ускоренных пучков ионов, при этом выход нейтронов выше на одну ускоренную частицу по сравнению с протонным пучком. Непосредственным развитием таких работ явились разрабатываемые в ряде институтов проекты использования интенсивных потоков нейтронов, полученных при столкновениях интенсивных пучков протонов или ионов с атомами различных мишеней, для создания подкритических ядерных реакторов с подсветкой такими нейтронами.

Использование интенсивных протонных и ионных пучков для создания энергетических ядерных реакторов в подкритическом режиме позволит решить ряд важнейших проблем безопасной работы АЭС. Проработаны некоторые физико-технические проблемы создания АЭС на подкритических реакторах, оценена экономическая конкурентоспособность таких АЭС и АЭС на традиционных реакторах [42—44]. По оценкам ряда авторов для создания АЭС мощностью порядка 1 ГВт на реакторах в подкритическом режиме требуются ускорители с энергией протонов порядка 1 ГэВ и интенсивностью порядка десятков и сотен миллиампер в зависимости от свойств реактора и величины подкритичности. Таким образом, интенсивность ускорителя для управления подкритическим реактором АЭС должна быть примерно на два порядка выше интенсивности существующих мезонных фабрик. Это еще более ужесточает требования к минимизации потерь интенсивности пучка в процессе ускорения и транспортировки.

Основной научно-технической проблемой для осуществления проектов таких АЭС является создание экономичных, высокоэффективных и надежных ускорителей протонов и ионов. Разработка научно-технических основ создания ускорителей с энергией около 1 ГэВ и током в десятки и сотни

миллиампер является сложной проблемой. С учетом эффективности вывода столь интенсивных ускоренных пучков предпочтение оказывается проектам линейных ускорителей с теплыми или сверхпроводящими структурами [45,46], хотя ряд авторов рассматривает и возможность применения кольцевых ускорителей или ускорителей, объединяющих свойства линейных и кольцевых [44,47—49]. При создании проектов таких ускорителей необходимо решать ряд проблем, связанных со взаимодействием ускоряемых ионов с остаточным газом, стенками ускорителя и различными мишенями.

Наряду с детальной проработкой уже устоявшихся схем ускорителей целесообразно продолжать исследование новых методов ускорения, способных, в перспективе, обеспечить существенно более высокий темп ускорения. Перспективными являются исследования взаимодействия сверхмощного лазерного излучения и интенсивного электронного пучка в связи с работами по новым ускорительным системам. Так, в одном из возможных направлений используются колебания, возникающие в плазме под воздействием лазерного излучения одного или двух близких по частоте лазеров или мощного электронного пучка. Разработка новых схем сверхмощных лазеров с мощностью в десятки тераватт инициировала работы по второму поколению плазменных ускорителей [50]. Для разработки и создания таких ускорителей требуются исследования распространения лазерного излучения и электронного пучка в плазме.

Для разработки технических проектов указанных выше реакторов необходимо проведение теоретических и экспериментальных исследований соотношения различных механизмов взаимодействия протонного или ионного пучков с материалами активной зоны, величины эффективных сечений ядерных реакций и потерь энергии на ионизацию и возбуждение атомов различных мишеней, угловые, энергетические и зарядовые распределения всех частиц после столкновений. Такие данные требуются не только для выбора энергии и интенсивности пучка ускорителя, но и для определения оптимальной конструкции мишени с учетом допустимых тепловых напряжений и т.д.

Надежные расчеты потерь энергии в ионно-атомных столкновениях требуются для большого количества научно-прикладных задач. В настоящее время имеются корректные приближенные методы расчетов потерь энергии в элементарных столкновениях простейших ионов (водорода, гелия) в разреженных газовых мишенях из легких атомов. Такие данные требуются для различных ионов в газовых мишенях различной плотности, в твердотельных и монокристаллических мишенях различной толщины с учетом эффекта плотности. В плотных средах возбужденные в предыдущем столкновении ионы не успевают выветиться к следующему столкновению, характеристики таких столкновений существенно различаются.

Ионы со слабой связью электронов (например, ионы H^- или другие отрицательные ионы) имеют размеры, сравнимые с межатомными рассто-

яниями в плотных мишенях или даже превосходящие их. Механизм процесса ионизации слабосвязанных внешних электронов металлических мишеней при взаимодействии с налетающими ионами также существенно отличается от ионизации сильносвязанных атомных электронов.

Потери энергии каналированных в монокристаллах ионов являются качественно отличными от потерь в аморфных средах. В этом случае могут оказаться полезными исследования зависимости вероятностей процессов от прицельного параметра столкновения [51,52].

Знание потерь энергии ионов в различных мишенях необходимо, в частности, для исследования радиационных повреждений и механизмов разрушения облучаемых мишеней, оценок времени жизни таких мишеней, для разработок ряда новых промышленных технологий [53]. Пучки протонов и ионов небольшой интенсивности уже длительное время используются в медицине при лечении злокачественных опухолей и для наработки ядерных изотопов [54-57].

По перечисленным выше проблемам физики ионно-атомных столкновений в литературе имеются лишь отрывочные экспериментальные данные, для развития надежных теоретических методов необходимо проведение систематических исследований.

При энергии ионов $E/A > 10$ МэВ/нуклон бóльший интерес для практических приложений в ускорительной технике представляют детальные исследования процессов ионизации, эффективные сечения захвата электронов при таких энергиях существенны лишь при решении проблем ионных источников.

Для исследования структуры и состава материалов используется метод обратного рассеяния, исследования угловых, энергетических и зарядовых распределений ионов после рассеяния в различных аморфных и монокристаллических мишенях на большие углы [58—59].

Ниже изложены методы расчетов эффективных сечений ионизации в ионно-атомных столкновениях, угловых и энергетических распределений ионов и электронов после таких столкновений, проведено сравнение с экспериментальными данными. Результаты исследований по другим упомянутым выше проблемам и смежным вопросам будут опубликованы в следующей работе.

2. ХАРАКТЕРИСТИКА МЕТОДОВ РАСЧЕТОВ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ В ИОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Выше уже отмечалось, что для решения ряда прикладных задач необходимы значения полных и дифференциальных эффективных сечений ионизации и захвата электронов при столкновениях ионов с энергией E ,

зарядом ядра z_A , зарядом иона i_A (в широком диапазоне значений) с атомами различных мишеней. В литературе имеются лишь отрывочные экспериментальные данные по таким сечениям. Единой теории столкновений во всем диапазоне параметров не существует, ее создание наталкивается на трудности принципиального характера и на значительные вычислительные сложности.

В книге [60] приведено изложение математического аппарата основных методов теории атомных столкновений и описание используемых приближений. Однако эта книга является крайне громоздкой, она перегружена математическим формализмом. Для практических применений необходим анализ новых экспериментальных данных и разработка методов расчетов для оговоренных в начале статьи целей. Необходимость такого анализа обусловлена и тем, что абсолютное большинство исследований по физике ионно-атомных столкновений выполнено при существенно более низких энергиях, в области максимальных значений эффективных сечений исследуемых процессов, т.е. при скоростях налетающих частиц, близких к скоростям атомных электронов (для налетающих ионов это область энергий порядка 10 кэВ/нуклон). Это объясняется как доступностью соответствующих ускорителей, так и максимальной информативностью таких сечений при малых энергиях о механизмах процессов, применимости различных приближений для описания волновых функций многоэлектронных систем или, в более широком смысле, для построения теоретических приближений для решения задачи многих тел с далекодействующими потенциалами в квантовой механике.

При малых (по сравнению со скоростями атомных электронов) скоростях ионов основным теоретическим методом исследования является метод квазимолекул [61], но его изложение выходит за пределы настоящей работы. Отметим лишь корректность этого метода, электронные переходы описываются в нем по законам квантовой механики, для этого требуются достаточно трудоемкие вычисления.

Физика быстрых ионно-атомных столкновений обладает своими особенностями, позволяющими существенно продвинуться в разработке приближенных методов расчетов эффективных сечений ионизации и других процессов.

Отметим некоторые характерные свойства быстрых ионно-атомных столкновений при высоких и средних энергиях, существенные для выбора теоретических приближений, определяемые законами сохранения энергии и импульса и чисто кулоновским взаимодействием всех участвующих в столкновении частиц (атомных ядер и всех электронов налетающего иона и атома мишени).

Как правило, при процессах, связанных с перестройкой электронных оболочек, потерей или захватом электронов, быстрый налетающий ион теряет лишь незначительную часть своей энергии E и импульса $\mathbf{p}$ ($\Delta E \ll E$ и $\Delta \mathbf{p} \ll \mathbf{p}$). Передаваемая энергия ΔE обычно сравнима по порядку величины с потенциалом ионизации соответствующей оболочки атома или иона, это составляет величины порядка десятков или сотен электронвольт для внешних оболочек, маловероятны большие потери ΔE , а также большие величины $\Delta \mathbf{p}$. Следовательно, при таких столкновениях ионы рассеиваются на малые углы $\theta \approx \Delta p / p$. Большие углы рассеяния θ соответствуют процессам, связанным с перестройкой внутренних оболочек тяжелых атомов. Отклонение ионов на значительные углы происходит лишь при рассеянии на ядрах мишени при столкновениях с малыми прицельными параметрами.

В то же время из-за медленного убывания кулоновского потенциала с расстоянием имеется заметная вероятность изменения состояний нескольких электронов в одном столкновении.

Даже при далеких столкновениях, когда изменяется состояние только одного слабосвязанного электрона, этот переход осуществляется в результате взаимодействия всех кулоновских центров, обоих ядер и всех электронов. Это значит, что расчет эффективных сечений ионно-атомных процессов всегда требует решения проблемы многих тел в квантовой механике. В настоящее время создание приближенных методов решения таких задач возможно лишь с использованием специальных моделей и приближений, пригодных лишь для ограниченной области параметров (энергии, заряда, степени ионизации и т.д.), при этом весьма сложно дать оценки точности расчетов. Развитые в ядерной физике для короткодействующих сил приближенные методы неприменимы для расчетов эффективных сечений процессов при ионно-атомных столкновениях из-за медленного убывания кулоновского потенциала.

Важной особенностью эффективных сечений ионно-атомных столкновений является наличие значительной энергетической области, где зависимость сечений от энергии может быть описана асимптотическими формулами. При скоростях ионов v , превышающих орбитальную скорость выбиваемого электрона, эффективные сечения ионизации асимптотически приближаются к зависимости v^{-2} , зависимость сечений захвата электронов от энергии является значительно более сильной.

Спиновые функции и тождественность электронов учитываются при корректном учете свойств симметрии функций начального и конечного состояний ионов и атомов, поляризационные эффекты несущественны в рамках рассматриваемых задач, а ядерные силы не участвуют во взаимодействии на расстояниях порядка $10^{-8} \div 10^{-7}$ см, дающих основной вклад в сечения.

С учетом указанных выше особенностей быстрых ионно-атомных столкновений физически корректные методы расчетов эффективных сечений ионизации основаны на использовании различных вариантов теории возмущений. Для решения рассматриваемого здесь класса задач проблемы многих частиц, обладающих спином и связанных медленно убывающим взаимодействием, необходимо ввести ряд приближений, основанных на физическом понимании задачи.

Система ион плюс атом описывается волновой функцией Ψ , являющейся решением уравнения Шредингера

$$-i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi. \quad (2.1)$$

В теории возмущений гамильтониан H разделяется на две части:

$$H = H_0 + U, \quad (2.2)$$

при этом H_0 описывает свободные ион и атом (их движение и структуру), а оператор взаимодействия

$$U = \frac{z_A z_B e^2}{|\mathbf{R}|} - \sum_{j=1}^{z_B} \frac{N_A e^2}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_j|} - \sum_{l=1}^{N_A} \frac{z_B e^2}{|\mathbf{R} + \mathbf{r}_l|} + \sum_{j=1}^{z_B} \sum_{l=1}^{N_A} \frac{e^2}{|\mathbf{R} + \mathbf{r}_l - \mathbf{r}_j|} \quad (2.3)$$

описывает взаимодействие двух ядер и всех электронов с «чужим» ядром. Здесь и далее $\mathbf{r}_j$ и $\mathbf{r}_l$ — радиусы-векторы электронов атома мишени и иона (относительно своих ядер) соответственно, $\mathbf{R}$ — радиус-вектор расстояния между ядрами, $N_A = z_A - i_A$ — число электронов иона.

Главная сложность задачи состоит в отсутствии точного решения уравнения

$$H_0 \Psi = E\Psi \quad (2.4)$$

и в принципиальных трудностях получения его приближенных решений. Точное решение уравнения Шредингера для волновых функций Ψ_A и Ψ_B свободных ионов и атомов существует лишь для атома водорода и водородоподобных ионов, для атомов и ионов с числом электронов $N > 1$ существуют лишь приближенные волновые функции Ψ_A и Ψ_B , построенные на различных базисах, в том числе с десятками и сотнями базисных функций. Необходимость в столь сложных функциях возникает при детальном учете электронных корреляций, смешивании конфигураций для расчетов тонких эффектов при электронных переходах (ширин тонких оптических линий, структуры мезоатомов и т.д.). Естественно, что такие расчеты являются весьма трудоемкими.

Для рассматриваемых целей важны начальное и конечное состояния налетающего иона, по состояниям электронов атома мишени можно провести суммирование. В общем случае эффективное сечение неупругого рассеяния налетающего иона выражается формулой общей теории неупругого рассеяния [62]:

$$d\sigma = \frac{M_i M_f p_f}{(2\pi\hbar^2)^2 p_i} |\langle \Phi_f | T | \Phi_i \rangle|^2 d\Omega. \quad (2.5)$$

Здесь M_i и M_f — массы рассеиваемого в телесный угол $d\Omega$ иона до и после столкновения соответственно, $\mathbf{p}_i$ и $\mathbf{p}_f$ — его импульсы, Φ_i и Φ_f — волновые функции начального и конечного состояний системы. При расчетах эффективных сечений ионизации вместо $d\Omega$ в (2.5) необходимо подставить интервал $d\Omega d\mathcal{E} d\omega$, так как в конечном состоянии вместе с рассеянным в телесный угол $d\Omega$ ионом выбивается в телесный угол $d\omega$ электрон с энергией $\mathcal{E}$.

Выражение (2.5) является точным, основная информация о процессе содержится матричных элементах T -матрицы, именно при их расчетах делаются приближения, упомянутые выше (имеются структурные формулы разложения T -матрицы в ряд, но вопрос о сходимости ряда остается открытым). При этом для системы ион плюс атом даже построение начальной Φ_i и конечной Φ_f волновых функций возможно лишь в приближении с ограниченной точностью.

Все промежуточные расчеты удобнее проводить в системе центра масс, полагая $M_i = M_f$, пренебрегая массой электрона m по сравнению с массами иона и атома.

Основным рабочим приближением при расчетах сечений ионизации при быстрых ионно-атомных столкновениях является плосковолновое борновское приближение (PWBA), в котором волновые функции Ψ_i и Ψ_f начального и конечного состояний системы имеют вид

$$\Psi_i = \Psi_{Ai} \Psi_{Bi} \exp(i\mathbf{p}_i \mathbf{R} / \hbar), \quad \Psi_f = \Psi_{Af} \Psi_{Bf} \exp(i\mathbf{p}_f \mathbf{R} / \hbar), \quad (2.6)$$

где Ψ_A и Ψ_B — волновые функции свободных состояний иона и атома соответственно.

Для практических расчетов эффективных сечений ионизации в быстрых ионно-атомных столкновениях желательно построить такие функции Ψ_A и Ψ_B , которые позволят получить приближенные значения сечений ионизации при сравнительно небольшой трудоемкости расчетов и с достаточной для практических применений точностью (естественно, что такие функции неприменимы для расчетов тонких эффектов, упомянутых выше).

Для этого являются оптимальными функции Ψ_A и Ψ_B в виде линейных комбинаций [63]:

$$\Psi_A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{N_A}) = \sum_t \alpha_t \prod_{j=1}^{N_A} \Psi_j(z_j, \mathbf{r}_j) \chi_j(m_{sj}) \quad (2.7)$$

одноэлектронных кулоновских волновых функций

$$\Psi_j(z_j^*, \mathbf{r}_j) = R_{nl}(z_j^*, r_j) Y_{lm}(\theta_j, \phi_j) \quad (2.8)$$

и спиновых функций $\chi_j(m_{sj})$.

Коэффициенты α_t выбираются такими, чтобы Ψ_A и Ψ_B соответствовали квантовым числам основного состояния иона и атома: полному моменту J , орбитальному моменту L и спину S , при этом обеспечиваются необходимые свойства симметрии и соблюдение принципа Паули [64]. Величины коэффициентов α_t состоят из комбинаций соответствующих коэффициентов векторного сложения моментов, мы не приводим их здесь для краткости.

Функции (2.8) взаимно ортогональны за счет ортогональности сферических функций $Y_{lm}(\theta_j, \phi_j)$. Исключение составляют ns -состояния, для которых необходима дополнительная ортогонализация. В то же время радиальные функции $R_{nl}(z_{nl}^*, r)$ для различных оболочек не являются ортогональными, так как они отличаются значениями эффективных зарядов z_{nl}^* .

Отметим, что в этом приближении оператор (2.3) является одночастичным по отношению к электронам ионизируемого иона A , поэтому в первом порядке приближения возможно изменение состояния (в том числе и вырывание в непрерывный спектр) только одного электрона. Эффективное сечение многократной ионизации в этом приближении равно нулю, оно в этом приближении может быть описано лишь более громоздкими формулами более высоких порядков.

3. РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ИОНИЗАЦИИ В ИОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

3.1. Расчет угловых распределений ионов после ионизации в ионно-атомных столкновениях. Дифференциальное по углу рассеяния θ налетающего иона A эффективное сечение $d\sigma_A/d\Omega$ ионизации при столкновении с атомом B (т.е. после выбивания из иона A электрона из начального состояния $|nlm\rangle |1/2m_s\rangle$ в непрерывный спектр) в описанном выше приближении имеет вид [63]:

$$\frac{d\sigma_A}{d\Omega} = \frac{d\sigma_A^{el}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_A^{in}}{d\Omega}, \quad (3.1)$$

$$\frac{d\sigma_A^{el}}{d\Omega} = \frac{4a_0^2 z_B^2 M^2}{z_A^{*4} m^2} \int \left[1 - \frac{N_B}{z_B} F_B(q) \right]^2 \frac{v' \eta_{nlm}(q, k) dk}{v q^4}, \quad (3.2)$$

$$\frac{d\sigma_A^{in}}{d\Omega} = \frac{4a_0^2 N_B M^2}{z_A^{*4} m^2} \int S_B(q) \frac{v' \eta_{nlm}(q, k) dk}{v q^4}. \quad (3.3)$$

Суммирование выражений (3.1)—(3.3) по начальным состояниям выбиваемых из иона N_A электронов дает угловое распределение ионов A после ионизации (потери любого из N_A электронов иона A), а интегрирование этой суммы по импульсу k и углу Ω дает полное сечение σ ионизации иона при столкновении с атомом B . Здесь и далее использованы обозначения: $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$, M — приведенная масса сталкивающегося иона A и атома B , v и v' — их относительные скорости до и после столкновения, q — изменение импульса налетающего иона, k — импульс электрона в системе координат, связанной с ионом A , $\eta_{nlm}(q, k)$ — проинтегрированный по углу χ вылета выбитого электрона квадрат модуля матричного элемента $\mathcal{E}_{nlm}(q, \mathbf{k})$ перехода электрона из состояния $|nlm\rangle$ в непрерывный спектр, m — масса электрона, $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-9}$ см — боровский радиус, z_A^* — эффективный заряд ионизуемой оболочки иона A , величины q и k даны в единицах $z_A^* \hbar a_0^{-1}$.

Связь угла рассеяния θ с величинами q и k определяется законами сохранения, подробнее об этом будет сказано ниже.

Формфакторы $F_B(q)$ и $S_B(q)$ определяются [65] только электронной структурой атома (или иона) B , описываемой его начальной функцией $\Psi_{Bi}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{N_B})$:

$$F_B(q) = N_B^{-1} \sum_{j=1}^{N_B} \int |\Psi_B|^2 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j/\hbar) d\mathbf{r}, \quad (3.4)$$

$$S_B(q) = N_B^{-1} \left[\sum_{i \neq s}^{N_B} \int |\Psi_B|^2 \exp(i\mathbf{q}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_s)/\hbar) d\mathbf{r} - |N_B F_B(q)|^2 \right]. \quad (3.5)$$

Интегрирование в (3.4), (3.5) ведется по всем радиусам-векторам $\mathbf{r}_j$ всех N_B электронов атома B .

Для многих атомов и ряда ионов в литературе имеются таблицы [66—69], в которых приведены формфакторы $F_B(q)$ и $S_B(q)$, вычисленные с различными волновыми функциями. Однако для использования более удобны аналитические выражения для $F_B(q)$ и $S_B(q)$, для атомов с $z_B \leq 7$ и ионов

с $N_B \leq 7$ такие аналитические выражения приведены и обсуждены в [59]. Вычисленные с использованием волновых функций (2.7), (2.8) выражения для $F_B(q)$ и $S_B(q)$, для атомов с $z_B \leq 10$ и ионов с $N_B \leq 10$ имеют вид [70]:

$$F(q) = N^{-1}[N_{1s}L(1s, 1s) + N_{2s}L(2s, 2s) + N_{2p_0}L(2p_0, 2p_0) + N_{2p_1}L(2p_1, 2p_1)], \quad (3.6)$$

$$S(q) = N^{-1}[N - a_1L^2(1s, 1s) - a_2L^2(2s, 2s) - a_3L^2(1s, 2s) - a_4L^2(2p_0, 2p_0) - \quad (3.7)$$

$$- a_5L^2(2p_1, 2p_1) - a_6L^2(1s, 2p_0) - a_7L^2(2s, 2p_0) - a_8L(2p_0, 2p_0)L(2p_1, 2p_1)].$$

Величины одночастичных матричных элементов

$$L(nlm, n'l'm') = \int \Psi_{nlm}^*(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}/\hbar} \Psi_{n'l'm'}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (3.8)$$

приведены в [70] и ниже в приложении.

Коэффициенты N_{1s} и N_{2s} являются числами электронов в $1s$ - и $2s$ -оболочках рассматриваемых ионов или атомов соответственно. Коэффициенты N_{2p_0} и N_{2p_1} равны:

$$N_{2p_0} = (N - 4)/3, \quad N_{2p_1} = 2(N - 4)/3. \quad (3.9)$$

При получении величин (3.9) учтено, что матричные элементы (8) с $m = +1$ и $m = -1$ равны, запрещены лишь переходы с различными значениями m .

Значения коэффициентов a_i в (3.7) для различных ионов приведены в таблице, при этом пустые клетки в таблице означают нулевые значения соответствующих коэффициентов.

Таблица. Значения коэффициентов a_i в формуле (3.7) для неупругого формфактора $S(q)$ для иона или атома с $N \leq 10$

N	Терм	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8
1	$^2S_{1/2}$	1							
2	1S_0	2							
3	$^2S_{1/2}$	2	1	2					
4	1S_0	2	2	4					
5	$^2P_{1/2}$	2	2	4	1/9	4/9	2/3	2/3	4/9
6	3P_0	2	2	4	4/9	10/9	4/3	4/3	4/9
7	$^4S_{3/2}$	2	2	4	1	2	2	2	
8	3P_2	2	2	4	10/9	22/9	8/3	8/3	4/9
9	$^3P_{3/2}$	2	2	4	13/9	28/9	10/3	10/3	4/9
10	1S_0	2	2	4	2	4	4	4	

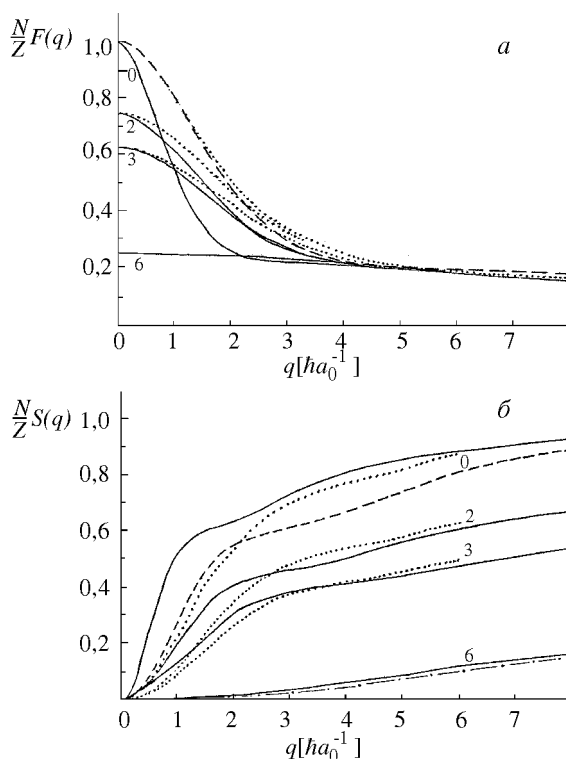


Рис.1. Величины $NZ^{-1}F(q)$ (а) и $NZ^{-1}S(q)$ (б) для атома кислорода и его ионов. Сплошные кривые соответствуют расчетам с z_{nl}^* из энергий связи подболочек [72,73], пунктир — расчет для атома кислорода с вариационными z_{nl}^* [71]. Точечные кривые — данные [69], штрихпунктир — данные из [71а]. Заряды ионов указаны около кривых

На рис. 1 приведены формфакторы $F_B(q)$ и $S_B(q)$ атома кислорода O и ионов O^{+2} , O^{+3} , O^{+6} , вычисленные в различных приближениях. Табулированные в [69] формфакторы для легких атомов лучше согласуются с вычисленными по аналитическим выражениям из [70] с вариационными значениями z_{nl}^* из [71], чем с полученными из энергии связи [72,73].

При анализе влияния упругого формфактора $F_B(q)$ на сечения удобно вместо $F_B(q)$ рассматривать входящую в (3.2) величину

$$U_i(q) = \left[1 - \left(N_i / z_i \right) F_i(q) \right]^2. \quad (3.10)$$

Отметим некоторые характерные свойства $U_i(q)$ и $S_i(q)$ для атомов и ионов.

Для любых ионизирующих атомов или ионов $U_i(q) \rightarrow 1$ при больших q , что объясняется малой экранировкой ионизирующего ядра его электронами при больших углах рассеяния.

При далеких столкновениях с малыми q экранировка ядра B зависит от степени ионизации $(z_B - N_B)$. При атомно-атомных столкновениях экранировка ядер при малых q является полной и при $q \rightarrow 0$ выполняется приближение $U_i(q) \approx \alpha q^4$. Если ионизирующим ионом является ион с зарядом $(z_i - N_i)$, то при малых q величина $U_i(q)$ стремится не к нулю, как для атома, а к величине $(z_i - N_i)^2 / z_i^2$, следовательно, при далеких столкновениях $d\sigma/d\Omega$ соответствует ионизации ядром с зарядом $(z_i - N_i)$.

На кривых $U_i(q)$ и $S_i(q)$ проявляется оболочечная структура ионизирующего атома или иона, это приводит к характерным перегибам при средних значениях q . Величины $S_i(q)$ более чувствительны к выбору волновых функций, чем $U_i(q)$ и $F_i(q)$.

Из определения передачи импульса q следует соотношение

$$q^2 = \frac{a_0^2 M^2}{z_i^{*2} h^2} (v^2 + v'^2 - 2vv' \cos \theta). \quad (3.11)$$

Величина v' определяется законом сохранения энергии

$$v^2 - v'^2 = 2\Delta E M^{-1}. \quad (3.12)$$

Изменение энергии ΔE при столкновении принимается равным выражению

$$\Delta E = I_A + k^2 z_A^{*2} h^2 / 2ma_0^2 \quad (3.13)$$

при расчетах квазиупругой части сечения (3.2) и равным

$$\Delta E = I_A + \bar{I}_B + k^2 z_A^{*2} h^2 / 2ma_0^2 \quad (3.14)$$

для квазиупругой части (3.3). Здесь через I_A обозначена энергия связи вырываемого из иона A электрона, через $\bar{I}_B$ обозначена средняя энергия возбуждения атома B .

В отличие от энергии связи I_A и I_B электрона в ионе и атоме соответственно, величина $\bar{I}_B$ не является строго определенной. Вычисленные по приведенным выше формулам величины $d\sigma/d\mathcal{E}d\Omega$ и полные сечения σ ионизации слабо зависят от выбора $\bar{I}_B$, при расчетах могут быть использованы средние ионизационные потенциалы из [74]. В то же время при расчете электронных спектров $d\sigma^2/d\mathcal{E}d\omega$, рассматриваемых ниже, использование правила сумм [65] дает удовлетворительное совпадение с расчетами с непосредственным суммированием по состояниям ионизирующего атома при выборе величины $\bar{I}_B$ в виде выражения [75]:

$$\bar{I}_B = I_B + k^2 z_A^{*2} \hbar^2 / 2ma_0^2. \quad (3.15)$$

Формулы (3.11)—(3.15) приведены в нерелятивистском приближении, в [22] даны формулы для дифференциальных сечений ионизации в умеренно релятивистской области энергии сталкивающихся ионов при $E/A \leq 1$ ГэВ/нуклон.

Аналитические выражения для величин $\eta_{nlm}(q, k)$ для K -, L - и M -электронов приведены в [76-78]. Эти величины полностью определяют эффективное сечение ионизации заряженной частицей (при этом $F_B(q) = S_B(q) = 0$), они связаны выражением

$$\frac{dF(q, \Delta F)}{d(\Delta E)} = \frac{\Delta E}{I_0} (qa_0)^{-2} \eta_{nlm}(q, k) \quad (3.16)$$

с так называемой плотностью обобщенных сил осциллятора $\frac{dF(q, \Delta F)}{d(\Delta E)}$, достаточно подробно исследованной теоретически и экспериментально [79] для вырывания K -электрона. Плотность обобщенных сил осциллятора обычно изображается в виде поверхности Бете $F(x, y)$ в трехмерном пространстве (по оси x отложены величины $\Delta E/I_0$, по оси y — величины $\ln [(qa_0)^2]$).

Отметим здесь лишь две качественные особенности поверхности Бете, подробно описанные в [79].

Поверхность имеет ярко выраженный максимум при малых x и y и быстро убывает с ростом x и y . Этот максимум соответствует рассеянию на малые углы θ и может быть экспериментально исследован по фотоионизации. Форма теоретически вычисленного максимума зависит от точности используемых волновых функций начального и конечного состояний выбиваемого электрона.

Второй особенностью поверхности Бете является наличие хребта при не слишком малых k (при $(qa_0)^2 = \Delta E/I_0$). Это соответствует близким столкновениям ионизирующей частицы с выбиваемым электроном, называемым бинарными столкновениями. Точность их описания сравнительно слабо зависит от используемых волновых функций.

Характерные особенности угловых распределений $d\sigma/d\Omega$ ионов после ионизации при ионно-атомных столкновениях видны из приведенных на рис.2 из [63] результатов расчета величин $d\sigma/d\Omega$ для атомов водорода и протонов с энергией $E = 2$ МэВ после столкновений с атомами углерода и водорода. Для сравнения приведены сечения $d\sigma_y/d\Omega$ упругого рассеяния атомов водорода и протонов на ионах и атомах углерода и сечение

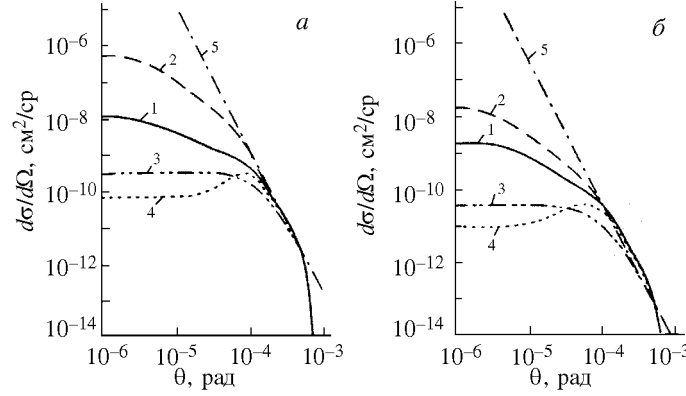


Рис.2. Угловые распределения $d\sigma_A/d\Omega$ атомов водорода и протонов с энергией $E = 2$ МэВ после столкновений с атомами мишени: углерода (а) и водорода (б). Кривые 1,2 — $d\sigma_A/d\Omega$ для ионизации атома водорода при столкновении с атомом и ядром мишени соответственно, кривые 3 — $d\sigma_{Ry}/d\Omega$, 4 — $d\sigma_M/d\Omega$, 5 — $d\sigma_R/d\Omega$

$d\sigma_M/d\Omega$ рассеяния на модельном потенциале. При этом сечение $d\sigma_y/d\Omega$ описывает упругое рассеяние налетающего атома, по конечным состояниям рассеивающего атома проведено суммирование, следовательно,

$$\frac{d\sigma_y}{d\Omega} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \left[U_A(q)U_B(q) + \left(\frac{q}{q'} \right)^4 U_A(q)(N_B z_B^{-1})S_B(q') \right]. \quad (3.17)$$

Здесь $d\sigma_R/d\Omega$ — резерфордское сечение рассеяния ядра A на ядре B , величины $U_A(q)$ и $U_B(q)$ определены формулой (3.10) для налетающего иона или атома A и ионизирующего атома (или иона) B , q и q' определены формулами (3.11)—(3.15) при $I_A = 0$ и $k = 0$.

Для эффективных сечений $d\sigma/d\Omega$ ионизации можно выделить три характерные области [63] углов θ . При малых углах θ сечение ионизации $d\sigma/d\Omega$ превышает сечение $d\sigma_y/d\Omega$ упругого рассеяния иона A на атоме B , и оно тем больше, чем больше степень ионизации мишени.

При $\theta > \theta_1$, где $\theta_1 = m\nu_0 z^*(M\nu)^{-1}$, величины $d\sigma/d\Omega$ близки к резерфордскому. Начиная с некоторого значения θ_2 , вычисленные $d\sigma/d\Omega$ сильнее

убывают с ростом θ , чем резерфордовские $d\sigma_R/d\Omega$, но при больших углах изложенный выше метод становится неприменимым, так как при таких близких столкновениях нельзя описывать относительное движение ядер A и B плоскими волнами в (2.6). Существуют методы учета этого эффекта (искажения плоских волн или отклонения траектории налетающего иона от прямолинейной в терминах классического описания), однако для рассматриваемого здесь класса задач этот эффект не является существенным, так как при столь больших углах рассеяния сечение ионизации на много порядков меньше значений сечений при малых углах θ .

Сравнение сечений ионизации атомов водорода с энергией 2 МэВ на атомах водорода и углерода [63] с аналогичными расчетами [80] при $E = 300$ кэВ показывает, что величина интервала $\theta_1 < \theta < \theta_2$ растет с увеличением скорости столкновения.

При $v \leq z_{nl}^* v_0$ угол θ_2 стремится к θ_1 , и резерфордовский участок в сечении отсутствует. При больших скоростях столкновения $v > z_{nl}^* v_0$ угловые распределения упругорассеянных ионов заметно шире распределений сечений для ионизации внешней оболочки.

Интегрирование выражений (3.1)—(3.3) по углу Ω и суммирование их по оболочкам $|nlm\rangle$ дает полное сечение σ в ионно-атомных столкновениях. Удовлетворительное согласие вычисленных в первом борновском приближении сечений для столкновений протонов и атомных ядер с атомами мишени с экспериментальными данными при энергиях $E/A > 1$ МэВ/нуклон было известно ранее [79] и послужило дополнительным стимулом для развития изложенной выше схемы расчета дифференциальных сечений ионизации при быстрых ионно-атомных столкновениях.

3.2. Расчеты спектров электронов, выбитых при ионно-атомных столкновениях. Изложенное выше приближение было использовано в ряде работ, цитированных в [63], для расчетов дважды дифференциальных по энергии $\mathcal{E}$ и углу вылета $d\omega = \sin \chi d\chi d\varphi$ электрона при ионно-атомных столкновениях.

Отметим, что при расчетах величин $d^2\sigma/d\mathcal{E} d\omega$, $d\sigma/d\mathcal{E}$, $d\sigma/d\omega$ и при ионно-атомных столкновениях необходимо учитывать неразличимость электронов, выбитых из двух атомов или ионов A и B , обладающих собственными электронами. В общем случае тождественность электронов значительно усложняет расчет электронных спектров.

Однако при быстрых ионно-атомных столкновениях удастся построить приближенную модель для расчетов электронных спектров на основе имеющейся информации по структуре дважды дифференциальных сечений ионизации атомов заряженными частицами (электронами, протонами, атомными

ядрами). Выше уже отмечалось, что структура $d^2\sigma/d\mathcal{E}d\omega$ при ионизации атомов быстрыми заряженными частицами определяется, в основном, структурой величины квадрата модуля матричного элемента $\mathcal{E}_{nlm}(q, \mathbf{k})$ или плотности обобщенных сил осциллятора (3.16). Эта структура характеризуется наличием ярко выраженного максимума при $\mathcal{E} \rightarrow 0$ и менее интенсивного хребта при скоростях выбитых электронов v_e , близких к значениям $v_e = 2v \cos \chi$, где v — скорость ионизирующей частицы.

При этом атом мишени обычно покоится, и система координат, связанная с ядром ионизируемого атома, совпадает с лабораторной системой, т.е. $\mathcal{E} = \mathcal{E}_L$. В ионно-атомных столкновениях последнее замечание справедливо для электронов, выбитых из атома мишени, а выбитые из налетающего иона электроны обладают значительной переносной скоростью. Поэтому значительная часть электронов, выбитых из атома мишени, существенно отличается по скорости в лабораторной системе от электронов, выбитых из налетающего иона. Более детальный анализ такого разделения электронов по скоростям будет проведен ниже при рассмотрении конкретных результатов.

Такое разделение электронов по скоростям позволило предложить следующую модель расчетов электронных спектров при быстрых ионно-атомных столкновениях [22,81,82,63].

Дважды дифференциальное сечение ионизации атома мишени B налетающим ионом A вычисляется по формулам:

$$\frac{d^2\sigma_B}{d\mathcal{E}d\omega} = \frac{d^2\sigma_B^{el}}{d\mathcal{E}d\omega} + \frac{d^2\sigma_B^{in}}{d\mathcal{E}d\omega}, \quad (3.18)$$

$$\frac{d^2\sigma_B^{el}}{d\mathcal{E}d\omega} = \frac{2a_0^2 z_A^2 v_0^2}{I_0 z_B^4 v^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \left[1 - \frac{N_A}{z_A} F_A(q) \right]^2 kq^{-3} dq \int_0^{2\pi} \mathcal{E}_{nlm}^2(q, \mathbf{k}) d\phi, \quad (3.19)$$

$$\frac{d^2\sigma_B^{in}}{d\mathcal{E}d\omega} = \frac{2a_0^2 N_A v_0^2}{I_0 z_B^4 v^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} S_A(q) kq^{-3} dq \int_0^{2\pi} \mathcal{E}_{nlm}^2(q, \mathbf{k}) d\phi. \quad (3.20)$$

Здесь $I_0 = 13,6$ эВ, $v_0 = 2,19 \cdot 10^8$ см/с, через ϕ обозначен азимутальный угол рассеяния налетающего иона относительно плоскости $(\mathbf{k}\mathbf{v})$.

Существенным отличием формул (3.18)—(3.20) от формул (3.1)—(3.3) является то, что в (3.2) и (3.3) могут быть использованы проинтегрированные по углам вылета электрона выражения $\eta_{nlm}(q, k)$, в формулах (3.19) и (3.20) необходимо использовать не проинтегрированные по углам вылета

электрона матричные элементы $\mathcal{E}_{nlm}(q, \mathbf{k})$. В формулах (3.19), (3.20) действительны соотношения (3.11)–(3.13), только выражение (3.13) для ΔE заменяется выражением (3.14), как отмечено выше.

Матричный элемент $\mathcal{E}_{nlm}(q, \mathbf{k})$, вычисленный по кулоновским волновым функциям, зависит от переменных q , k и угла γ между векторами $\mathbf{q}$ и $\mathbf{k}$, определенного соотношением

$$\cos \gamma = \cos \theta_q \cos \chi + \sin \theta_q \sin \chi \cos \varphi, \quad (3.21)$$

здесь θ_q — угол между векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{q}$, а

$$\cos \theta_q = \frac{z_B^* v_0 \left[M \Delta E (I_0 z_B^*)^{-1} + q^2 m \right]}{2mvq}. \quad (3.22)$$

Затем по приведенной выше процедуре вычисляется дважды дифференциальное сечение $d^2\sigma_A/d\mathcal{E}d\omega$ в системе координат, связанной с налетающим ионом A . Для этого в формулах (3.19), (3.20) только меняются местами индексы A и B и при расчетах подставляются соответствующие константы, формфакторы и матричные элементы, и полученное значение $d^2\sigma_A/d\mathcal{E}d\omega$ в движущейся системе координат преобразуется по формуле [83]:

$$\frac{d^2\sigma_A}{d\mathcal{E}_L d\omega_L} = \frac{v_L}{v_e} \frac{d^2\sigma_A}{d\mathcal{E} d\omega}. \quad (3.23)$$

Если выражения (3.19) и (3.20) указывают на заметное разделение электронов из A и B по энергиям $\mathcal{E}_L$, то можно принять суммарный электронный спектр равным

$$\frac{d^2\sigma}{d\mathcal{E}_L d\omega_L} = \frac{d^2\sigma_A}{d\mathcal{E}_L d\omega_L} + \frac{d^2\sigma_B}{d\mathcal{E}_L d\omega_L}. \quad (3.24)$$

По изложенному выше методу были вычислены величины $d^2\sigma/d\mathcal{E}d\omega$ для столкновений ряда легких атомов и ионов при различных энергиях [22,63,75,80-82], исследована зависимость сечений от начального состояния $|nlm\rangle$ вырываемого электрона от энергии и структуры ионизирующего иона, а также применимость правила сумм. Сравнение вычисленных в [81] величин $d^2\sigma/d\mathcal{E}d\omega$ для ионизации атомов азота протонами с энергией $E = 1,7$ МэВ с экспериментальными данными из [84] показало применимость изложенного выше приближения для количественного описания дважды дифференциальных сечений ионизации атомов заряженными частицами даже при столь небольших энергиях. Применимость предположения о

Рис.3. Зависимости сечений

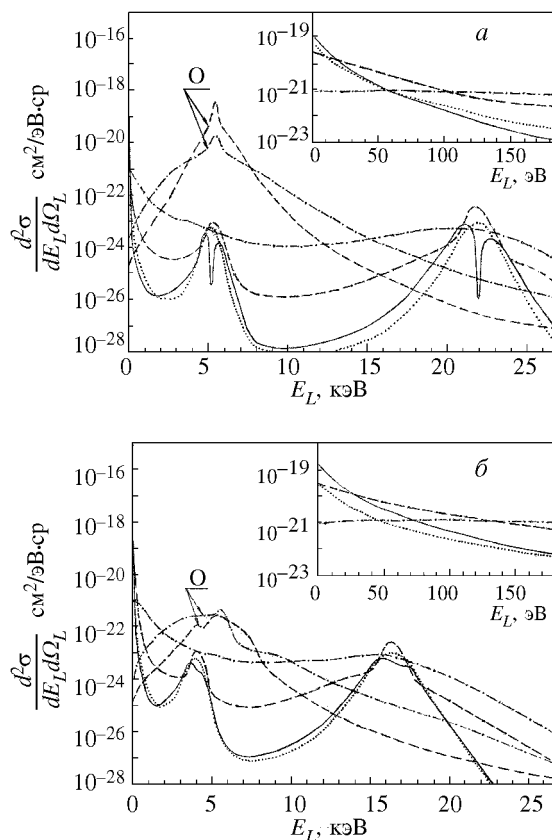
$$\frac{d^2\sigma_A}{d\mathcal{E}_L d\omega_L} \text{ и } \frac{d^2\sigma_B}{d\mathcal{E}_L d\omega_L}$$

от энергии при столкновении иона O^{+4} с энергией $E/M = 10$ МэВ/нуклон с атомом углерода мишени. Угол вылета электрона равен 1° (а) и 30° (б). Сплошные кривые соответствуют сечению

$$\frac{d^2\sigma_B}{d\mathcal{E}_L d\omega_L}$$

вырывания электрона из начального состояния $2p_0$ атома углерода, точечная — из состояния $2p_1$, пунктирная — из $2s$, штрихпунктирная — из $1s$ соответственно. Буквой O обозначены соответствующие кривые

для сечений $\frac{d^2\sigma_A}{d\mathcal{E}_L d\omega_L}$ для выбивания электрона из иона O^{+4} .



суммировании электронных спектров из налетающего иона A и атома B мишени по формулам (3.22), (3.23) продемонстрирована совпадением (с точностью до множителя 2) вычисленных [22] и измеренных в [85] величин $d^2\sigma/d\mathcal{E}_L d\omega_L$ в широком диапазоне энергий $\mathcal{E}_L$ и углов χ_L .

Отметим общие характерные черты спектров электронов, выбитых в быстрых ионно-атомных столкновениях, показанные на рис.3 из [86] величинами $d^2\sigma/d\mathcal{E}_L d\omega_L$ для столкновения иона O^{+4} с $E/A = 10$ МэВ/нуклон с атомом углерода.

Во всех ионно-атомных столкновениях в электронных спектрах имеются узкие максимумы при малых энергиях $\mathcal{E}_L \rightarrow 0$ выбитых электронов. Эти максимумы формируются из электронов, выбитых из атомов неподвижной мишени при далеких столкновениях с малой передачей энергии. Аналогичные максимумы наблюдаются при ионизации атомов атомными ядрами.

Распределение электронов в этих максимумах по углам χ_L вылета электронов является практически изотропным, а величина максимума растет с ростом заряда иона ($z_A - N_A$).

Второй характерной особенностью электронных спектров является наличие второго ярко выраженного максимума при скорости v_L выбитых электронов, равной скорости v налетающего иона. Этот максимум формируется из электронов, выбитых из налетающего иона, и характеризуется выраженной анизотропией, число электронов быстро убывает с ростом угла χ_L . Аналогичный максимум отсутствует в спектрах электронов, выбитых при ионизации атомов ядрами.

Резкое различие характера этих двух максимумов позволяет полностью разделить электроны, выбитые из различных партнеров столкновения, и свидетельствует о хорошей точности выражения (3.24) для таких электронов. Отметим также, что разделение этих двух максимумов становится более глубоким с ростом скорости v налетающего иона.

Следующей характерной особенностью электронных спектров является наличие двух характерных хребтов. Первый расположен при $v_L = 2v \cos \chi_L$ и соответствует электронам, выбитым из внешних оболочек атома мишени за счет их близких (бинарных) столкновений с ядром налетающего иона. Второй хребет расположен при $v_L = v \cos \chi_L$ и формируется электронами, выбитыми из внешних оболочек атома мишени при близких столкновениях с электронами налетающего иона.

С ростом энергии E налетающего иона провалы между различными максимумами увеличиваются, улучшается разделение перечисленных выше групп электронов. С ростом энергии связи удаленного электрона (при переходе к внутренним оболочкам) это разделение ухудшается, структура спектров становится менее выраженной. При вырывании электронов из состояния $|210\rangle$ (или $2p_0$) на бинарных максимумах (хребтах) при $v_L = 2v \cos \chi_L$ имеются характерные провалы (inverted peaks), объясняемые отрицательной четностью состояния. Глубина этих провалов уменьшается с ростом угла χ_L . Из сказанного выше следует, что лишь при $v_L \approx v$ и $\chi_L \rightarrow 0$ электроны из бинарного максимума при $v_L = v \cos \chi_L$ из атома B мишени попадают в ту же область $\mathcal{E}_L$ и χ_L , что и электроны, выбитые из налетающего иона A . Но это лишь крайне малая часть электронов, выбитых из атома B , поэтому для абсолютного большинства электронов выполняется условие применимости формулы (3.23).

Успешные исследования дифференциальных сечений ионизации стимулировали начало работ по исследованию [87-89] трижды дифференциальных эффективных сечений $d^3\sigma/d\mathcal{E}d\omega d\Omega$.

3.3. Эффективные сечения многократной ионизации при ионно-атомных столкновениях. Систематические исследования процессов многократной ионизации в одном столкновении только начинаются [90-98]. Изложенный выше метод расчета сечений однократной ионизации неприменим непосредственно для расчетов сечений многократной ионизации, так как оператор взаимодействия (2.3) является одночастичным по отношению к выбиваемому электрону. А использование второго борновского приближения сталкивается с очень сложными вычислительными проблемами. Поэтому предложены две схемы полуколличественного расчета сечений двукратной ионизации в одном столкновении.

Первая схема состоит в преобразовании [51] формул (3.2), (3.3) для дифференциального сечения $d\sigma/d\omega$ однократной ионизации в квазиклассическую вероятность $W(x)$ ионизации в зависимости от прицельного параметра x , после чего вероятность двукратной ионизации $W(x)$ приравняется произведению:

$$W^{(2)}(x) = W_1(x)W_2(x). \quad (3.25)$$

Эффективное сечение двукратной ионизации σ_2 вычисляется в этом приближении путем интегрирования (3.25) по x :

$$\sigma_2 = 2\pi \int W^{(2)}(x)xdx \quad (3.26)$$

и суммирования по наборам пар электронов. Проведенное в [90] сравнение вычисленных по этому методу сечений σ_2 для двукратной ионизации атомов гелия протонами показало качественное согласие с экспериментальными данными из [95] при энергии протонов $E \geq 10$ кэВ. Отметим, что и расчеты, и экспериментальные данные указывают на более быстрое убывание σ_2 с ростом энергии E ионизирующей частицы, чем характерная для σ однократной ионизации пропорциональность E^{-1} .

Вторая схема расчета сечений двукратной ионизации предполагает вырывание в непрерывный спектр электрона из внутренней оболочки (при сохранившихся во внешних оболочках электронах) с последующей передачей энергии возбуждения одному из электронов (или даже двум) из внешних оболочек, что приводит к вырыванию внешнего электрона в непрерывный спектр. При таком механизме двукратной ионизации вероятность процесса равна вероятности однократной ионизации внутренней оболочки атома, умноженной на вероятность именно такого перехода из образовавшегося возбужденного состояния с последующим вылетом второго электрона. Для такого механизма зависимость сечения σ_2 от энергии E ионизирующей частицы будет более медленной, близкой к E^{-1} . Очевидно также, что максимум сечения σ_2 при таком процессе будет сдвинут в сторону больших

энергий E , что характерно для вырывания электронов из глубоких внутренних оболочек с большой энергией связи.

Из приведенного выше анализа сечений однократной ионизации следует, что роль второго механизма будет уменьшаться с ростом степени ионизации $(z - N)$ ионизируемой частицы. С физической точки зрения оба процесса возможны. Детальное их исследование и экспериментальная проверка еще не проведены.

При ускорении и транспортировке пучков в ионных ускорителях сечения кратной ионизации не играют существенной роли, так как при энергиях $E/A > 10$ МэВ/нуклон сечения кратной ионизации значительно меньше сечений однократной ионизации ($\sigma_2 \ll \sigma$).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разд. 1 показана необходимость проведения детальных исследований по физике ионно-атомных столкновений для получения зарядовых, угловых и энергетических распределений всех частиц, потерь энергии ионов в зависимости от угла рассеяния в различных мишенях и т.д., для различных сталкивающихся ионов и атомов в широком диапазоне энергий. Экспериментальные данные по этим величинам либо отсутствуют, либо имеются лишь для отдельных сталкивающихся пар в крайне узком диапазоне энергий, а развитие теоретических приближенных методов расчетов связано с принципиальными трудностями, указанными в разд. 2.

В обзоре изложен метод расчета дифференциальных эффективных сечений ионизации в быстрых ионно-атомных столкновениях, основанный на первом борновском приближении, правиле сумм и реалистическом выборе волновых функций (2.7), (2.8) ионов и атомов. Плодотворным оказалось предположение о разделении по энергии электронов, выбитых из различных сталкивающихся частиц [22,81,82,63], позволившее существенно упростить учет тождественности электронов. В разд. 3 приведена замкнутая система формул и продемонстрированы полученные по ним результаты.

Сделаем несколько замечаний о точности изложенного выше метода.

Выше уже отмечалась трудность получения строгой количественной оценки точности расчетов для всей области параметров, исходя из общих критериев теории возмущений. Поэтому важным критерием оценки точности расчетов в различных областях изменения параметров является сравнение с доступными экспериментальными данными. При этом такое сравнение особенно информативно для дифференциальных сечений, когда сравниваются результаты для значительного семейства кривых вместо одной точки для полного сечения. Приведенное в разд. 3 сравнение теоретических расчетов дважды дифференциальных сечений с экспериментальными данными продемонстрировало, что изложенный выше метод расчета позволяет

получить согласие расчетов с экспериментальными данными с точностью порядка десятков процентов в широкой области энергий выбитых электронов даже при весьма умеренных скоростях налетающего иона. Такое согласие наблюдается сразу за максимумом полного сечения, что оказалось приятной неожиданностью для теоретиков.

При этом автоматически учитывается влияние электронов ионизирующего иона на сечение вырывания электрона из ионизируемого атома (или иона). Это влияние достаточно широко обсуждается в литературе [99], при качественном анализе результатов используется название эффекта экранировки для обозначения уменьшения сечения ионизации ионом по сравнению с сечением ионизации ядром, эффект ионизации атома мишени электронами ионизирующего иона получил название антиэкранировки (screening and antiscreening effects). Однако корректный количественный учет этих эффектов выполнен лишь в рамках изложенного выше метода.

Аналитические выражения для формфакторов $F(q)$ и $S(q)$ приведены для ионов и атомов с числом электронов $N \leq 10$, однако использование волновых функций (2.4), (2.5) позволяет получить такие выражения и для больших величин N .

Выражения для матричных элементов ионизации различных оболочек с водородоподобными волновыми функциями приведены в [61], они являются весьма громоздкими.

Использование первого борновского приближения не вносит заметных неточностей в эффективные сечения при больших энергиях налетающих ионов. Учет искажения плоских волн (или искривления траекторий налетающего иона вблизи атома мишени) не вносит заметного вклада в сечения, как это происходит при столкновениях налетающих электронов с атомами, из-за большой массы и большого запаса энергии иона. В изложенном выше методе не учитывается взаимодействие выбитого электрона с ионизирующим ионом в конечном состоянии. Известны методы учета этого эффекта в виде поправок к борновскому приближению, однако его роль существенна при сравнительно малых энергиях $E \leq 1$ МэВ/нуклон.

Точность расчета определяется, в основном, использованием кулоновских волновых функций (2.4), (2.5) и правила сумм (3.1)—(3.3) и (3.18)—(3.20). Кулоновские волновые функции (2.4), (2.5) дали возможность получить аналитические выражения для матричных элементов ионизации и формфакторов. При использовании других волновых функций эти расчеты необходимо проводить заново. Исследование правила сумм на простейшей системе — ионизации атома водорода при столкновении с атомом водорода — показало, что модификация правила сумм приводит к существенным различиям в значениях полного сечения ионизации лишь при энергиях $E \leq 200$ кэВ/нуклон.

В заключение авторы выражают благодарность А.М.Балдину и Е.Д.Донцу за полезные замечания при обсуждении работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Величины матричных элементов $L(nlm, n'l'm')$:

$$L(1s, 1s) = \frac{1}{(1 + \alpha_1^2)^2}, \quad \alpha_1 = \frac{qz^*}{2z_{1s}}, \quad (\text{П1})$$

$$L(2s, 2s) = \frac{1 - 3\alpha_2^2 + 2\alpha_2^4}{(1 + \alpha_2^2)^4}, \quad \alpha_2 = \frac{qz^*}{z_{2s}}, \quad (\text{П2})$$

$$L(2p_0, 2p_0) = \frac{1 - 5\alpha_3^2}{(1 + \alpha_3^2)^4}, \quad \alpha_3 = \frac{qz^*}{z_{2p}}, \quad (\text{П3})$$

$$L(2p_1, 2p_1) = \frac{1}{(1 + \alpha_3^2)^3},$$

$$L(1s, 2s) = \frac{c}{\sqrt{1 - c^2}} \left[\frac{1 + \alpha_4^2(z_{1s} + z_{2s})(z_{1s} - z_{2s})^{-1}}{(1 + \alpha_4^2)^3} - \frac{1}{(1 + \alpha_1^2)^2} \right], \quad (\text{П4})$$

$$C = \frac{\sqrt{8z_{1s}^3 z_{2s}^3}(z_{1s} - z_{2s})}{(z_{1s} + \frac{1}{2}z_{2s})^4}, \quad \alpha_4 = \frac{qz^*}{(z_{1s} + \frac{1}{2}z_{2s})}, \quad (\text{П5})$$

$$L(1s, 2p_0) = \frac{\sqrt{2^5 z_{1s}^3 z_{2p}^5} \alpha_5}{(z_{1s} + \frac{1}{2}z_{2p})^4 (1 + \alpha_5^2)^3}, \quad \alpha_5 = \frac{qz^*}{(z_{1s} + \frac{1}{2}z_{2p})},$$

$$L(2s, 2p_0) = \frac{2^5 \alpha_6 \sqrt{z_{2s}^3 z_{2p}^5} [2z_{2s}(\alpha_6^2 - 2) + z_{2p}(1 + \alpha_6^2)]}{(z_{2s} + z_{2p})^5 (1 + \alpha_6^2)^4}, \quad (\text{П6})$$

$$\alpha_6 = \frac{2qz^*}{(z_{2s} + z_{2p})}. \quad (\text{П7})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Андреев В.Г. и др.** — В сб.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1977. т.1, с.273.
2. **Васильев А.А.** — В сб.: Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1979, т. 1, с.37.
3. **Васильев А.А., Каминский А.К.** — Физика электронных и атомных столкновений. Лекции IV Всесоюзной школы по физике электронных и атомных столкновений. Изд. Московского университета, 1978, с.246.
4. **Catalogue of High Energy Accelerator XIV International Conference on High Energy Accelerators.** Tsukuba, Japan, 1989
5. **Hardt T.L., Watson R.L.** — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, v.17, p.107.
6. **Dehmel R.C., Chau H.K., Fleischmann H.H.** — Atomic Data, 1973, v.5, p.231.
7. **Betz H.D.** — Rev. Mod. Phys., 1972, v.44, p.465.
8. **Rutledge C.H., Watson R.L.** — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, v.12, p.195.
9. **Каминский А.К., Мещеров Р.А., Николаев В.С.** — В сб.: Труды Радиотехнического института АН СССР, 1973, № 16, с.330.
10. **Васильев А.А., Дмитриев И.С. Каминский А.К., Николаев В.С.** — В сб.: Труды Радиотехнического института АН СССР, 1975, № 22, с.200.
11. **DuBois R.D., Toburen L.H., Middendorf M.E., Jagutzuki O.** — Phys. Rev. A, 1994, v.49, p.350.
12. **Shevelko V.P.** — In: AIP Conf. Proc., 1993, v.295, p.558.
13. **Балдин А.М.** — ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
14. **Донец Е.Д.** — В сб.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1977, т. 1, с.346.
15. **Antaya T.A., Gamino S.** — In: Strong Microwaves in Plasma. Proc. Intern. Workshop, Nizhny Nov. 1994, p.399.
16. **Sortais P.** — In: Strong Microwaves in Plasma. Proc. Intern. Workshop, Nizhny Nov. 1994, p.312.
17. **Каминский А.К., Мещеров Р.А., Попова М.И.** — В сб.: Труды Радиотехнического института АН СССР, 1975, № 22, с.215.
18. **Каминский А.К., Мещеров Р.А., Николаев В.С., Попова М.И.** — В сб.: Труды Радиотехнического института АН СССР, 1973, № 16, с.318.
19. **Васильев А.А., Каминский А.К., Мещеров Р.А. и др.** — В сб.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., 1975, т. 1, с.262.
20. **Булгаков Ю.В., Каминский А.К., Ловцов С.В., Мещеров Р.А.** — В сб.: Труды Радиотехнического института АН СССР, 1977, № 30, с.61.
21. **Kaminsky A.K., Meshcherov R.A., Popova M.I.** — Nucl. Instrum. Method., 1976, v.137, p.183.
22. **Kaminsky A.K., Meshcherov R.A., Popova M.I.** — Nucl. Instrum. Method., 1981, v.180, p.231.
23. **Каминский А.К., Попова М.И.** — В сб.: Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1983, т.1, с.348.
24. **Martin R.L., Arnold R.** — Nucl. Instrum. Method., 1978, v.155, p.337.

25. **Martin R.L., Arnold R., Burke R., Watson J.** — В сб.: Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1981, т.2, с.362.
26. **Humphries S., Jr.** — Nucl. Fusion, J. Plasma Phys. and Thermonuclear Fusion, 1980, v.20, p.1549.
27. **Yonas G.** — Fusion Power with Particle Beams. Sci. American, 1978, v.239, No. 5, p.40. Пер.: Дж. Ионас, УФН, 1981, т.133, с.159.
28. **Rubbia C.** — Il Nuovo Cimento, 1993, v.106A, No. 11, p.1429.
29. **Васильков В.Г., Гольданский В.И., Желепов В.П., Дмитриевский В.П.** — Атомная энергия, 1970, т.29, вып.3, с.151.
30. **Васильев А.А. Васильков Р.Г., Иоффе Б.Л. и др.** — В сб.: Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1979, т.1, с.236.
31. **Proc.** Advanced Nuclear Energy Research, Evolution by Accelerators. Mito, Ibaraki, Japan. January, 1990.
32. **Барашенков В.С., Левчук Л.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. и др.** — Атомная энергия, 1986, т.61, вып.1.
33. **Благоволин П.П., Дубинский В.Д., Казарицкий В.Д. и др.** — Атомная энергия, 1988, т.66, вып.5.
34. **Толстов Л.Д.** — Препринт ОИЯИ 18-89-778, Дубна, 1989.
35. **Толстов Л.Д.** — Препринт ОИЯИ 18-92-303, Дубна, 1992.
36. **Tolstov K.D.** — JINR Rapid Communications, Dubna, 1993, v.5 [62], p.5.
37. **Workshop** on Nuclear Transmission of Long-Lived Nuclear Power Radiowastes. Obninsk, Russia 1991.
38. **Van Tuyle G.** — Project PHONIX-Proposed of Long Lived Radioactive Wastes to Produe Electric Power. BNL, 1992.
39. **Carminati F., Gel's C., Klapisch R. et al.** — CERN/AT/93-47/(ET), 1993.
40. **Rubbia C. et al.** — AIP Conf. Proc. 346, Int. Conf. Proc. on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas, 1994.
41. **Atomic Energy** Industry Radioactive Wastes Handling Problem. МРТИ АН СССР, ISB No. 5-201-09424, Moscow, 1991.
42. **Адо Ю.М., Крючков В.П., Лебедев В.Н.** — Атомная энергия, 1994, т.77, вып.4 с.300.
43. **Fernandez R., Mandrillon P., Rubbia C., Rubbia J.A.** — CERN/LCH/96-01 (EET).
44. **Дмитриевский В.П.** — ЭЧАЯ, 1997, т.28, вып.3, с.815.
45. **Chuvilo I.V.** — Status of Electronuclear Facilities Development in ITEP, AOTT-94, Las Vegas, NV, 1994, p.248.
46. **Batskikh G.I. et al** — The New Concepts in Designing the CW Ion Current Linac, IPAC-95, Dallas, 1995.
47. **Fietier N., Mandrillon P.** — CERN/AT/95-03 (ET) (Revised).
48. **Шелаев И.А.** — Краткие сообщения ОИЯИ, 5(62)-93, Дубна, 1993.
49. **Trinks U.** — In: Proc. of the 14th Cyclotron Conf., Cape Town, 1995.
50. **Esaray E., Sprangle Ph., Krall J., Ting A.** — Overview of Plasma-Based Accelerator Concepts, IEEE Transactions on Plasma Science, April 1996, v.24, No. 2.
51. **Каминский А.К.** — Физика электронных и атомных столкновений. Лекции IV Всесоюзной школы по физике электронных и атомных столкновений, Изд. Моск. унив., 1978, с.171.

52. **Kabachnik N.M.** — Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research, 1996, v.B 115, p.298.
53. **Флеров Г.Н.** — В сб.: Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1981, т.2 с.203
54. **Рудерман А. И.** — В сб.: Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1981, т.2 с.215.
55. **Гольдин Л.Л., Чувило И.В., Рудерман И.А.** — В сб.: Труды IV Совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач, Дубна, октябрь 1978, с.329.
56. **Чувило И.В.** — В сб.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва, 1977, т.2 с.139.
57. **Дмитриев С.Н., Зайцева Н.Г.** — ЭЧАЯ, 1996, т. 27, вып.4, с.997.
58. **Chu W.K., Mayer J., Nicolet M.-A.** — Backscattering Spectrometry. Academic Press, New York, 1978.
59. **Feldman L.C., Mayer J.W., Picraux S.T.** — Materials Analysis by Ion Channeling. Academic Press, New York, 1982.
60. **Bransden B.H.** — Atomic Collision Theory, 1970, New-York, Benjamin.
61. **Meyerhof W.E., Taulbjerg K.** — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1977, v.2, p.279.
62. **Давыдов А.С.** — Квантовая механика, 1963, М.: ГИФМЛ, с.478.
63. **Каминский А.К., Попова М.И.** — ЖТФ, 1986, т.56, вып.7, с.1287.
64. **Edmonds A.R.** — Angular Momentum in Quantum Mechanics, Princeton University Press, Princeton, 1957, p.57.
65. **Levy H.** — Phys.Rev., 1869, v.185, p.7.
66. **Kim Y.K., Inokuti M.** — Phys. Rev., 1968, v.165, p.39.
67. **Cromer D.T.** — J. Chem. Phys., 1969, v.50, p.4857.
68. **Naon M., Carnille M., Kim Y.K.** — J. Phys. B., 1975, v.8, p.684.
69. **Intern. Tables for X-Ray Crystallography.** Kynoch Press Birmingham, England, 1968, No. 3.
70. **Каминский А.К.** — Краткие сообщения ОИЯИ № 1(81)-97, Дубна, 1997, с.65.
71. **Omidvar K., Kyle H.L., Sullivan E.C.** — Phys. Rev. A, 1972, v.5, p.1174.
a) **Bartel L.S., Javin R.M.** — J. Chem. Phys., 1965, v.43, p.865.
72. **Carlson T.A., Nestor C.W., Wasserrman N. et.al.** — Atomic Data, 1970, v.2, p.63.
73. **Sevier K.D.** — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1979, v.24, p.323.
74. **Ahlen S.P.** — Rev. Mod. Phys. 1980, v.52, p.121.
75. **Day M.H.J.** — J. Phys. B., 1981, v.14, p.231.56.
76. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** — Квантовая механика, М.: ГИФМЛ, 1963, с.666.
77. **Choi B.H., Merzbacher E., Khandelwal G.S.** — Atomic Data, 1973, v.5, p.291.
78. **Choi B.H.** — Phys. Rev. A, 1973, v.7, p.2056.
79. **Inokuti M.** — Rev. Mod. Phys., 1978, v.50, p.23.
80. **Kaminsky A.K., Popova M.I.** — Abstracts of Contributed Papers of XIV ICPEAC, Palo Alto, 1985, p.504.
81. **Kaminsky A.K., Myakishev N.G., Popova M.I.** — J. Phys. B., 1980, v.13, p.1161.
82. **Kaminsky A.K., Popova M.I.** — J. Phys. B., 1982, v.15, p.403.
83. **F.Drepper, J.S.Briggs.** — J. Phys. B., 1982, v.9, p.2063.
84. **Toburen L.H.** — Phys. Rev. A, 1971, v.3, p.216.
85. **Wilson W.E., Toburen L.H.** — Phys. Rev. A, 1973, v.7, p.1535.

86. Каминский А.К. — Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1997, No. 4 (84)-97, с.21.
87. Bransden B.H., Smith J.J., Winters K.H. — J.Phys. B., 1978, v.11, No. 17, p.3095.
88. Biswas R., Sinha C. — J. Phys. B., 1995, v.28, p.1311.
89. Biswas R., Sinha C. — Phys.Rev. A, 1995, v.51, p.3766.
90. Kaminsky A.K. Popova M.I. — J. Phys. B., 1976, v.9, p.L177.
91. Olson R.E., Wang J., Ullrich J. — AIP Conf.Proc., AIP Press, New York, 1993, v.295, p.520.
92. Fisher Y., Ralchenko Yu., Goldrich A. et al. — J. Phys. B., 1995, v.28, p.3227.
93. McGuire J.H., Berrach N., Samson J.A.R. et al. — J. Phys. B., 1995, v.28, p.913.
94. Presnyakov L.P., Tawara H., Tolstikhina I.Yu. et al. — J. Phys. B., 1995, v.28, p.785.
95. Соловьев Е.С., Ильин Р.Н., Опарин В.А. и др. — ЖЭТФ, 1962, т.42, с.559.
96. Wexler S. — J. Chem. Phys., 1965, v.41, p.1714.
97. Афросимов В.В., Мамаев Ю.А., Панов М.Н. и др. — ЖЭТФ, 1969, т.39, с.159.
98. Puckett L.J., Martin D.W. — J. Chem. Phys. A., 1970, v.1, p.1432.
99. Montenegro E.C., Meyerhof W.E. — Phys. Rev. A., 1991, v.43, No. 5, p.2289.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ В ВЫПУСКЕ

УДК 539.17

Исследование высоколежащих кластерных состояний ядер методом угловых корреляций частица-частица. *Беляева Т.Л., Зеленская Н.С.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1998, том 29, вып.2, с.261.

В предлагаемом обзоре рассматривается современное состояние теоретических и экспериментальных работ по исследованию угловых корреляций частица-частица продуктов ядерных реакций с легкими и полутяжелыми ионами умеренных энергий (до 10 МэВ/нуклон).

Во введении дан краткий исторический анализ исследований корреляций частица-частица, начиная с работ по реакциям квазиупругого выбивания и кончая исследованиями с ионами лития и углерода. Первые три раздела содержат теоретический аппарат расчета матрицы плотности ядер — продуктов ядерных реакций, ее спин-тензоров и функций угловых корреляций частица-частица (ФУК). В четвертом разделе этот аппарат реализован в рамках двух предельно возможных модельных подходов протекания ядерных реакций: в последовательном методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия (МИВОКОР) и в модифицированной модели составного ядра. Предложенная авторами реализация включает не только основные математические формулы для спин-тензоров в ФУК, но и разработку современных компьютерных программ, позволяющих получать величины, непосредственно сопоставляемые с экспериментом. В пятом разделе авторы в рамках МИВОКОР рассчитали и сравнили с экспериментом $\alpha - d$ и $\alpha - t$ ФУК в реакциях с ионами лития, получив интересные результаты о поведении функций относительного движения кластеров внутри ядра и об оптических потенциалах взаимодействия во входном и выходном каналах реакции. В шестом разделе подобная программа выполнена для модифицированной модели Хаузера — Фешбаха в реакциях с ионами азота. В седьмом разделе рассчитаны и сопоставлены с экспериментом поляризационные тензоры ядра ${}^6\text{Li}$ в состоянии 3^+ . Наконец, в заключении обсуждаются полученные результаты.

Табл.5. Ил.13. Библиогр.: 115.

УДК 537.613; 621.384.6

Двадцать первый век — век ядерной энергетики. *Субботин В.И.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1998, том 29, вып.2, с.333.

В обзоре проводится критический анализ современного состояния энергообеспеченности общества и в будущем. Предлагаются принципиально новые пути развития ядерной энергетики, использующей деление тяжелых ядер. Имеется реальная возможность на основе предлагаемого подхода создать новое поколение атомных электростанций, максимально безопасных, имеющих минимальное количество реактивных отходов, сжигающих почти весь природный уран или торий.

УДК 539.173

Деление нагретых ядер в реакциях с тяжелыми ионами: статистические и динамические аспекты. *Иткис М.Г., Русанов А.Я.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1998, том 29, вып.2, с.389.

В обзоре дан анализ характеристик массово-энергетических распределений осколков деления возбужденных ядер, перекрывающий диапазон Z^2/A от 20 до 43.

Рассмотрен широкий круг вопросов, связанных со статистическими свойствами модели жидкой капли (МЖК) и адекватностью ее различных модификаций опыту. Из сравнения теоретической и экспериментальной информации о жесткости нагретых ядер к масс-асимметричным деформациям был сделан вывод о том, что МЖК с учетом короткодействия ядерных сил, по крайней мере в области легких ядер с $Z^2/A = 20 - 30$ достаточно хорошо воспроизводит наблюдаемую на опыте зависимость жесткости от нуклоного состава ядер и правильно предсказывает положение точки Бусинаро — Галлоне.

Для тяжелых ядер с $Z^2/A > 32$ большую роль играют динамические процессы, приводящие к диссипации энергии, накопленной в коллективных степенях свободы, во внутренние. Таким образом, при теоретическом рассмотрении вопроса о формировании распределений масс и энергий осколков невозможно обойтись без введения понятия о вязкости ядерного вещества, однако ни энергетические, ни массовые распределения осколков не чувствительны к механизму вязкости. Только совместный анализ наблюдаемых в эксперименте характеристик как для делящегося ядра, так и непосредственно для осколков приводит к выводу о том, что в ядре, скорее всего, реализуется однопольный механизм диссипации. Кинетическая энергия осколков и ее дисперсия слабо зависят от условий разрыва ядра на осколки, однако высшие моменты энергетических распределений отвергают критерий разрыва, когда толщина шейки обращается в нуль. Влияние углового момента l , вносимого в ядро налетающим ионом, практически никак не сказывается на кинетической энергии осколков, но сильно влияет на дисперсию распределения масс, причем для легких ядер до $Z^2/A \sim 30$ при увеличении l происходит сужение распределений масс, а для более тяжелых ядер — их расширение. Создание систематики предделительных нейтронов позволяет наиболее корректно определять температуру ядер, с которой реально происходит деление. Рассмотрение свойств квазиделительных реакций показывает, что в этом случае не происходит полной релаксации не только по массовой координате, но, по-видимому, и по энергетическим характеристикам. Выполненные в последние годы экспериментальные и теоретические исследования различных характеристик процесса деления нагретых ядер позволяют представить достаточно целостную картину этого сложного явления.

Табл.1. Ил.37. Библиогр.: 243.

УДК 537.56, 539.18, 621.384

Проблемы физики ионно-атомных столкновений, актуальные для ускорительной техники и альтернативной ядерной энергетики. Каминский А.К., Васильев А.А. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1998, том 29, вып.2, с.489.

Кратко изложены проблемы ускорения и применения интенсивных пучков протонов и ионов, для решения которых необходимо проведение детальных исследований по физике ионно-атомных столкновений. Выделены проблемы создания источников ионов большой зарядности, протонных и ионных интенсивных ускорителей для подсветки проектируемых подкритичных реакторов альтернативных АЭС, управляемого термоядерного синтеза и т.д.

С ростом интенсивности таких ускорителей резко ужесточаются ограничения на допустимый уровень потерь пучка в процессе ускорения и транспортировки.

Для решения указанных выше и других научно-технических проблем требуются детальные данные по зарядовым, угловым и энергетическим распределениям всех частиц после ионно-атомных столкновений (с атомами и ионами остаточного газа и различных мишеней). Экспериментальные данные по этим величинам носят лишь фрагментарный характер.

В работе изложены общие проблемы построения теоретических методов расчетов указанных выше распределений и эффективных сечений, проведено детальное изложение имеющихся методов их расчета для процесса ионизации при быстрых ионно-атомных столкновениях и оценки точности таких методов. Излагаемый аппарат иллюстрируется результатами численных расчетов для ряда случаев.

Табл.1. Ил.3. Библиогр.: 96.

СОДЕРЖАНИЕ

Беляева Т.Л., Зеленская Н.С.

**Исследование высоколежащих кластерных состояний ядер
методом угловых корреляций частица-частица 261**

Субботин В.И.

Двадцать первый век — век ядерной энергетики 333

Иткис М.Г., Русанов А.Я.

**Деление нагретых ядер в реакциях с тяжелыми ионами:
статические и динамические аспекты 389**

Каминский А.К., Васильев А.А.

**Проблемы физики ионно-атомных столкновений, актуальные
для ускорительной техники
и альтернативной ядерной энергетики 489**

CONTENTS

Belyaeva T.L., Zelenskaya N.S.,

**The Investigation of High Excited Cluster States
of Nuclei through Analysis of Particle-Particle Correlation 261**

Subbotin V.I.

Twenty First Century as the Century of Nuclear Energetics 333

Itkis M.G., Rusanov A.Ya.

**Fission of Heated Nuclei in Reactions with Heavy Ions:
Static and Dynamical Aspects 389**

Kaminsky A.K., Vassiliev A.A.

**Problems of the Ion-Atom Collision Physics
Actual for the Accelerators
and Alternative Nuclear Power Technique 489**

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале «Физика элементарных частиц и атомного ядра» (ЭЧАЯ) печатаются обзоры по актуальным проблемам теоретической и экспериментальной физики элементарных частиц и атомного ядра, проблемам создания новых ускорительных и экспериментальных установок, автоматизации обработки экспериментальных данных. Статьи печатаются на русском и английском языках. Редакция просит авторов при направлении статьи в печать руководствоваться изложенными ниже правилами.

1. Текст статьи должен быть напечатан на машинке через два интервала на одной стороне листа (обязательно представляется первый машинописный экземпляр). Поля с левой стороны должны быть не уже 3—4 см, рукописные вставки не допускаются. Экземпляр статьи должен включать аннотации и название на русском и английском языках, реферат на русском языке, УДК, сведения об авторах: фамилия и инициалы (на русском и английском языках), название института, адрес и телефон. Все страницы текста должны быть пронумерованы. Статья должна быть подписана всеми авторами. Текст статьи может быть напечатан на принтере с соблюдением тех же правил.

2. Формулы и обозначения должны быть вписаны крупно, четко, от руки темными чернилами (либо напечатаны на принтере и обязательно размечены). Желательно нумеровать только те формулы, на которые имеются ссылки в тексте. Номер формулы указывается справа в круглых скобках. Особое внимание следует обратить на аккуратное изображение индексов и показателей степеней: нижние индексы отмечаются знаком понижения $\subscript$, верхние — знаком повышения $\superscript$; штрихи необходимо четко отличать от единицы, а единицу — от запятой. Следует, по возможности, избегать громоздких обозначений и упрощать набор формул (например, применяя $\exp$, дробь через косую черту).

Во избежание недоразумений и ошибок следует делать ясное различие между прописными и строчными буквами, одинаковыми по начертанию (V и v, U и u, W и w, O и o, K и k, S и s, C и c, P и p, Z и z), прописные подчеркивают двумя чертами снизу, строчные — двумя чертами сверху (S и s, C и c). Необходимо делать четкое различие между буквами e, l, O (большой) и o (малой) и 0 (нулем), для чего буквы O и o отмечают двумя черточками, а ноль оставляют без подчеркивания. Греческие буквы подчеркивают красным карандашом, векторы — синим, либо знаком $\vec{}$ снизу чернилами. Не рекомендуется использовать для обозначения величин буквы готического, рукописного и других малоупотребимых в журнальных статьях шрифтов, однако если такую букву нельзя заменить буквой латинского или греческого алфавита, то ее размечают простым карандашом (обводят кружком). В случае, если написание может вызвать сомнение, необходимо на полях дать пояснение, например: ζ — «дзета», ξ — «кси», k — лат., k — русск.

3. Рисунки представляют на отдельных листах белой бумаги или кальки с указанием на обороте номера рисунка и названия статьи. Тоновые фотографии должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте карандашом указать: «верх», «низ». Графики должны быть тщательно выполнены тушью или черными чернилами; не рекомендуется загромождать рисунок ненужными деталями: большинство надписей выносится в подпись, а на рисунке заменяется цифрами или буквами. Желательно, чтобы рисунки были готовы к прямому репродуцированию. Подписи к рисункам представляются на отдельных листах.

4. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных листах, каждая таблица должна иметь заголовок. Следует указывать единицы измерения величин в таблицах.

5. Список литературы помещается в конце статьи. Ссылки в тексте даются с указанием номера ссылки на строке в квадратных скобках. В литературной ссылке должны быть указаны: для книг — фамилии авторов, инициалы, название книги, город, издательство (или организация),

год издания, том (часть, глава), цитируемая страница, если нужно; для статей — фамилии авторов, инициалы, название журнала, серия, год издания, том (номер, выпуск, если это необходимо), первая страница статьи. Если авторов более пяти, то указать только первые три фамилии.

Например:

1. **Лезнов А.Н., Савельев М.В.** — Групповые методы интегрирования нелинейных динамических систем. М.: Наука, 1985, с.208.
2. **Годен М.** — Волновая функция Бете: Пер. с франц. М.: Мир, 1987.
3. **Turbine A.V.** — Comm.Math.Phys., 1988, vol.118, p.467.
4. **Ушверидзе А.Г.** — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, с.1185.
5. **Endo I., Kasai S., Harada M. et al.** — Hiroshima Univ. Preprint, HUPD-8607, 1986.

6. Редакция посылает автору одну корректуру. Изменения и дополнения в тексте и рисунках не допускаются. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в минимальный срок.

Редакторы **Е.К.Аксенова.**
Художественный редактор **А.Л.Вульфсон.**
Корректор **Т.Е.Попеко.**

Сдано в набор 4.11.97. Подписано в печать 2.03.97. Формат 60×90/16.
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 16,6. Уч.-изд.л. 20,40.
Тираж 400. Заказ 50508. Цена 8 р.

141980 Дубна Московской области
ОИЯИ, Издательский отдел, тел. (09621) 65-165.

ISSN 0367—2026. Физика элементарных частиц и атомного ядра
1998. Том 29. Вып.2. 257—524.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР МЕТОДОМ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА

Т.Л.Беляева, Н.С.Зеленская

НИИЯФ им. Д.В.Скобельцына, МГУ, Москва

ВВЕДЕНИЕ	262
СПИНОВАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ И ЕЕ СПИН-ТЕНЗОРЫ В БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ	264
МЕТОДЫ РАСЧЕТА ФУНКЦИЙ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА	267
МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СПИН-ТЕНЗОРОВ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ	271
Формализм расчета спин-тензоров матрицы плотности в методе искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия	271
Формализм расчета спин-тензоров матрицы плотности в модифицированной модели составного ядра	275
ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ α -КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ, ВЫЗВАННЫХ ИОНАМИ ${}^{6,7}\text{Li}$, С ПОМОЩЬЮ УГЛОВЫХ $d-\alpha$ - И $t-\alpha$ -КОРРЕЛЯЦИЙ	282
Экспериментальное исследование функций угловой $d-\alpha$ - и $t-\alpha$ -корреляций	282
Метод расчета волновых функций связанных и квазистационарных кластерных состояний	288
Теоретический анализ дифференциальных сечений и функций угловой корреляции в реакциях $({}^6\text{Li}, d)$ и $({}^7\text{Li}, t)$ с образованием квазистационарных α -кластерных состояний	298

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО И ПРЯМОГО МЕХАНИЗМОВ В РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$	
МЕТОДОМ УГЛОВЫХ $d - \alpha$ -КОРРЕЛЯЦИЙ	312
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕНЗОРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА	321
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	326
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	328

ДВАДЦАТЬ ПЕРВЫЙ ВЕК — ВЕК ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

В. И. Субботин

Российская Академия наук, Москва

ВВЕДЕНИЕ	334
ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ	336
ГЛОБАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГИИ	340
СТАНОВЛЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ	342
РЕАКТОРЫ ДЕЛЕНИЯ	344
ЯДЕРНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ	346
АВАРИИ В ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ	349
ЗАДАЧИ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ	352
ЛЕГКАЯ ВОДА КАК ТЕПЛОНОСИТЕЛЬ	357
ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ БЕЗОПАСНОСТИ	359
ТЕПЛОНОСИТЕЛИ ЯЭУ	360
ОРУЖЕЙНЫЙ ПЛУТОНИЙ	371
РАДИОАКТИВНЫЕ ОТХОДЫ	374
МАКСИМАЛЬНО БЕЗОПАСНЫЕ ЯЭУ	376
РЕАКТОРЫ ДЕЛЕНИЯ С НЕЙТРОННОЙ ПОДСВЕТКОЙ	378
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	384

ДЕЛЕНИЕ НАГРЕТЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ: СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

М.Г.Иткис

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.Я.Русанов

Институт ядерной физики Национального ядерного центра Казахстана, Алма-Ата

ВВЕДЕНИЕ	389
ЭМИССИЯ ПРЕД- И ПОСТДЕЛИТЕЛЬНЫХ НЕЙТРОНОВ И ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА НАГРЕТЫХ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР	394
Общие представления	394
Эмпирическая систематика $\bar{\nu}_{pre}$ и $\bar{\nu}_{post}$	396
Теоретические аспекты динамики испускания нейтронов ν_{pre}	402
УГЛОВОЙ МОМЕНТ И МЭР ОСКОЛКОВ	412
Теоретические представления	413
Экспериментальные результаты	418
Область $Z^2/A \geq 31$	420
Ядра с $Z^2/A = 20-30$	430
СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ И ТОЧКА БУСИНАРО — ГАЛЛОНЕ	437
ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ МЭР ОСКОЛКОВ ЯДЕР С $Z^2/A > 32$	448
Энергетические распределения осколков	449
Распределения масс осколков	462
Свойства квазиделения	472
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	478
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	480

ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ
ИОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ,
АКТУАЛЬНЫЕ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНОЙ
ТЕХНИКИ И АЛЬТЕРНАТИВНОЙ
ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

А.К.Каминский

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелева, Москва

А.А.Васильев

Московский радиотехнический институт РАН

ВВЕДЕНИЕ	490
ХАРАКТЕРИСТИКА МЕТОДОВ РАСЧЕТОВ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ В ИОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ	494
РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ИОНИЗАЦИИ В ИОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ	499
Расчет угловых распределений ионов после ионизации в ионно-атомных столкновениях	499
Расчеты спектров электронов, выбитых при ионно-атомных столкновениях	506
Эффективные сечения многократной ионизации при ионно-атомных столкновениях	511
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	512
ПРИЛОЖЕНИЕ	514
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	515