

П-275

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
**ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

4 - 7496

**ПЕРМЯКОВ**  
Владимир Петрович

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ**  
**В ДИНАМИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СЛОЖНЫХ ЯДЕР**

Специальность 01.04.16- физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1973

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук

Б.Н.КАЛИЖКИН.

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук

Г.М.ВАГРАДОВ,

кандидат физико-математических наук

Г.Н.АФАНАСЬЕВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1973 г.

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 1973 г.  
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики  
ОИЯИ, г. Дубна, Московской области.  
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

4 - 7496

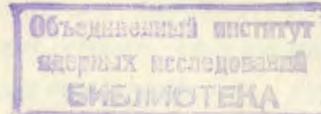
ПЕРМЯКОВ  
Владимир Петрович

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ  
В ДИНАМИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

Специальность 01.04.16- физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Интенсивное развитие экспериментального исследования реакций между сложными ядрами за прошедшее десятилетие привело к ряду очень важных результатов. Синтезированы новые элементы Периодической таблицы, открыты новые виды распада ядер (спонтанное деление ядер в изомерном состоянии), протонный распад радиоактивных ядер. Широко известна роль реакций с участием тяжелых ионов в извлечении спектроскопической информации о ядре (метод кулоновского возбуждения), в синтезе тяжелых изотопов легких элементов (реакции мультинуклонной передачи) и т.д.

Отметим, что значительные результаты были получены в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, занимающей лидирующее положение в этой области экспериментальной ядерной физики.

Таким образом, несмотря на довольно короткую историю существования, физика тяжелых ионов во многих случаях оказалась очень эффективным инструментом исследования ядерных процессов. Это вовсе не означает, что новая область перекрывает возможности традиционных направлений. Речь идет о ценном дополнении к прежним методам экспериментального исследования, открывающем новые возможности.

Развитие новой области продолжается. Уже в настоящее время ускорители дают интенсивные пучки тяжелых ионов  $/I/$  с зарядом до  $Z = 54$   $/I/$ .

Очевидно, что для теоретического анализа экспериментов с участием тяжелых ионов совершенно недостаточно использовать методы, развитые для описания более простых процессов, протекающих при взаимодействии нуклона или  $\gamma$ -кванта с ядром.

Из причин, обуславливающих появление нового качества, прежде всего отметим большую величину кулоновского взаимодействия между ядрами. О его величине можно судить, например, по высоте кулоновского барьера  $V_B$ , достигающей в ряде случаев нескольких сот Мэв. Наличие столь мощных сил не может не сказаться на ходе процесса столкновения двух квантовых систем. При этом кулоновское взаимодействие по понятным причинам является коллективным. Поэтому естественно ожидать, что кулоновские силы в первую очередь будут индуцировать коллективные моды движения в ядрах.

Аналогичные соображения могут быть высказаны и о ядерном взаимодействии двух сложных систем. Действительно, моменту включения ядерных сил соответствует интенсивное взаимодействие групп нуклонов двух ядер, находящихся в их поверхностном слое в области соприкосновения. Поэтому и здесь можно ожидать возникновения, прежде всего, коллективных движений в ядрах.

Диссертация посвящена именно этим вопросам, что и определило ее название.

С другой стороны, исследование процессов столкновения двух квантовых систем — задача чрезвычайно трудная. Этим объясняется, что сделанные выводы часто носят "качественный" характер. Однако это неизбежно при формулировке новых подходов и моделей.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

В первой главе исследуются динамические эффекты изменения формы ядер в процессе упругого рассеяния. Поскольку ядра обладают конечной жесткостью (в коллективной модели она,

например, представлена параметром квадрупольной деформируемости  $C_2$ ), то в результате кулоновского взаимодействия, сблизившись на минимальное расстояние, они, в принципе, могут приобрести дополнительную динамическую деформацию. Связанные с этим изменения формы (явление дисторсии) тогда должны проявиться в вариациях величины  $Z_{eff}$ , характеризующей эффективный радиус сильного взаимодействия ядер. Так как эффективное взаимодействие является суммой ядерного и кулоновского потенциалов, то важно определить их относительный вклад в возбуждение ядер, а тем самым и величину  $Z_{eff}$ .

В §§ 2 и 3 дан подробный анализ роли кулоновского и ядерного механизмов возбуждения в процессе упругого рассеяния. На его основе мы приходим к заключению, что полученное из экспериментов значение  $Z_{eff}$  с помощью феноменологических оптических моделей уже включает в себя возбуждения сталкивающихся систем посредством как ядерного, так и кулоновского механизмов.

Однако вклад кулоновского механизма, пропорциональный  $\sim (Z_1)^2 - (A_1/2)^2$ , растет с  $A_1$  значительно быстрее, чем ядерного  $\sim (A_1^{1/3} - A_2^{1/3})$ . Учитывая эти факты, можно было бы ожидать, что динамические деформации проявятся при использовании пучков ядер, обладающих значительными зарядами, когда кулоновские силы резко возрастут. Такого рода эксперименты были выполнены и привели к систематическому уменьшению величины  $Z_{eff}$  с ростом степени статической деформации ядер-мишеней<sup>1/2</sup> (Параметр  $C_2$  таких ядер уменьшается).

Для теоретического анализа удобно за исходное значение  $Z_{eff}$  принять величину, установленную при рассеянии иона

на дважды магическом, а поэтому очень жестком ядре  $^{208}\text{Pb}$ . При этом исследуются относительные отклонения величины  $\tau_0^{3pp}$  от  $\tau_{\text{Pb}}^{3pp}$ . Последнее обстоятельство в значительной степени снимает остроту проблемы учета искажений траекторий ионов ядерными силами, поскольку эти эффекты присутствуют в равной мере для ядер, близких по заряду.

При анализе экспериментов необходимо учесть, что ядра-мишени, на которых обнаружены вариации  $\tau_0^{3pp}$ , обладают собственным квадрупольным моментом, т.е. статической деформацией. В принципе, и это может послужить причиной некоторого систематического изменения  $\tau_0^{3pp}$  с ростом степени деформации ядер-мишени. Именно поэтому в диссертации этот вопрос рассмотрен особо.

Учет влияния статической деформации (§ 4) на сечение упругого рассеяния был выполнен для двух случаев <sup>3,4/</sup>:

$$1) E_{\text{с.ц.м.}} \gg V_B; \quad 2) E_{\text{с.ц.м.}} > V_B.$$

При  $E_{\text{с.ц.м.}} \gg V_B$ , в согласии с логикой дифракционной модели, рассеяние будет определяться средним значением радиуса ( $\tau_0^{3pp}$ ) "тени" - проекции области сильного взаимодействия на плоскость, перпендикулярную оси столкновения. Усреднение следует произвести по всем ориентациям оси симметрии ядра-мишени. Можно принять, что область сильного взаимодействия с хорошей точностью описывается эллипсоидом вращения. Тогда интеграл, возникающий в процедуре усреднения, имеет вид

$$\bar{R}^{3pp} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin\theta d\theta \int_0^{\pi/2} [(\alpha')^2 \sin^2\psi + (\beta')^2 \cos^2\psi]^{1/2} d\psi, \quad (I)$$

где  $\alpha' = a [1 - \epsilon^2 \cos^2\theta]^{1/2}$ ,  $\beta' = b$  - большая и малая полу-

оси проекции "тени" области сильного взаимодействия,

$$\epsilon = (1 - b^2/a^2)^{1/2} \text{ - ее эксцентриситет.}$$

Вычисления, проведенные по формуле (I), не привели к изменениям величины  $\tau_0^{3pp}$ , т.е.  $\bar{\tau}_0^{3pp} = \tau_{\text{Pb}}^{3pp}$  с точностью до третьего знака включительно.

Теперь о случае  $E_{\text{с.ц.м.}} > V_B$ . Прежде всего отметим, что наблюдаемый масштаб относительного изменения величин  $\tau_0^{3pp}$  мал и составляет 7-10%. Разность же полуосей эллипсоида эффективной зоны сильного взаимодействия, с которой, в принципе, могут быть связаны вариации величины  $\tau_0^{3pp}$ , приближенно равна  $1,2-2 \text{ ф}$ . Эти цифры указывают на важность учета формы реальных (кулоновских) траекторий частиц. С другой стороны, поскольку длина волны налетающего иона в с.ц.м. (с такой неопределенностью фиксируются координаты центра массы тяжелого иона)  $\lambda \approx 0,1 \text{ ф} \ll a-b$ , можно утверждать, что траекторное описание является достаточно корректным приближением.

Семейство гипербол при фиксированной энергии налетающего иона однозначно описывается параметром  $\rho(\theta, \psi)$  - перигелием кулоновской орбиты. И в данном случае необходимо найти то значение  $\rho(\theta, \psi)$ , при котором происходит касание эллипса - сечения зоны ядерного взаимодействия плоскостью реакции - и гиперболы и усреднить это значение по всем ориентациям ядра-мишени. Проведенный расчет и в этом случае не привел к заметному уменьшению величины  $\tau_0^{3pp}$  с ростом параметра квадрупольной деформации ядер-мишени (например, для  $^{157}\text{Sm}(\beta_0 = 0,35)(R_{\text{ср}}^{3pp} - \bar{\rho})/R_{\text{Pb}}^{3pp} \approx 0,5\%$ ).

Отметим при этом, что, как было показано в работе Е.В.Инопина /5/, наличие коллективного движения (вибрационного или вращательного) в ядре всегда приводит к дополнительному размытию границы ядра:  $\lambda - \lambda_0 + \frac{1}{2} \frac{K^2}{\lambda_0^2}$ , где  $\lambda_0$  - параметр диффузности границы ядра (один из пяти параметров, используемых для задания элементов матрицы  $S_0$  на случай ядра с размытым краем). Для сечения упругого рассеяния это означает, что  $\sigma(\theta) = \exp(-\alpha\theta \cdot \text{const})$  переходит в  $\sigma(\theta) = \exp[-(\alpha + \delta\alpha) \cdot \theta \cdot \text{const}]$ , т.е. эффект дополнительного размытия действует в направлении, обратном эффекту динамической деформации. Для рассматриваемых нами случаев изменения отношения  $\Delta z_{\text{эфф}} / z_{\text{эфф}}$  из-за дополнительного размытия границы ядра составляет пренебрежимо малую величину:

$$\Delta z_{\text{эфф}} / z_{\text{эфф}} \approx 10^{-4} \div 10^{-5} \% .$$

Поскольку наличие статической деформации у ядер-мишени не привело к вариациям величины  $z_{\text{эфф}}$ , была рассмотрена (§ 5) другая возможная причина - деформируемость ядер-мишеней /3,4/. Для этого был использован метод, описанный в работе /6/, и учтена, помимо  $\beta$ -деформаций, возможность возникновения  $\gamma$ -деформации. Проявления последней следует ожидать при ориентациях оси симметрии ядра-мишени в области углов  $\theta \approx \frac{\pi}{2}$ .

Очевидно, что изменение эффективного радиуса сильного взаимодействия, обусловленное возникновением динамической деформации, можно записать в виде /3,4/:

$$\begin{aligned} \delta R^{\text{эфф}}(\theta) &= R^{\text{эфф}}(\theta, \beta_0, \gamma=0) - R^{\text{эфф}}(\theta, \beta, \gamma) = \\ &= R_0 (5/4\pi)^{1/2} (\beta_0 P_2(\cos\theta) - \beta P_2(\cos\theta) + \beta \gamma \sin^2\theta) . \end{aligned} \quad (2)$$

Предположение о квазистатическом характере процесса

столкновения позволяет вычислить значения параметров  $\beta$  и  $\gamma$ . Для этой цели необходимо при каждом фиксированном значении расстояния  $R$  между ними отыскать  $\beta$  и  $\gamma$ , обеспечивающие минимальную величину энергии, являющуюся суммой энергии деформации ядер и энергии их кулоновского взаимодействия. Выражения для  $\beta$  и  $\gamma$ , входящие в (2), имеют вид /3,4/:

$$\beta = [\beta_0 - \frac{K}{C_2} P_2(\cos\theta)] [1 - \frac{3}{4} (\frac{K}{C_2})^2 \sin^4\theta]^{-1}, \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{K}{C_2} \sin^2\theta [1 - \frac{3}{4} (\frac{K}{C_2})^2 \sin^4\theta]^{-1} [\beta_0 - \frac{K}{C_2} P_2(\cos\theta)] , \quad (4)$$

где

$$K = \frac{3Z_1 Z_2 e^2 R_0^2}{2\sqrt{5}\pi (R^{\text{эфф}})^3}, \quad R^{\text{эфф}} = \bar{R}_{\text{эфф}} \left\{ 1 + \frac{R_0}{R^{\text{эфф}}} \beta_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} P_2(\cos\theta) \right\} .$$

Найденные таким образом значения параметров  $\beta$  и  $\gamma$  используются далее для проведения следующей итерации и т.д. В итоге, получив сходящееся к определенному  $\delta R^{\text{эфф}}(\theta)$  решение, удовлетворяющее условию соприкосновения поверхностей ядер, необходимо усреднить его по углу  $\theta$ .

Проведенные расчеты дают удовлетворительное описание экспериментальных данных /2/.

В этой связи отметим, что вариации величины  $z_{\text{эфф}}$  незначительны и составляют всего несколько процентов (например, от  $z_{\text{эфф}}$ , установленного в реакции на  $^{208}\text{Pb}$ ). С этим связаны основные трудности как их экспериментального обнаружения, так и теоретического анализа результатов опыта. Нам представляется, что окончательный вывод о реализации явления динамической деформации может быть сделан лишь после проведения более точных экспериментов. Для этого очень важно четко выделить канал реакции, в котором предполагается

обнаружить проявление деформации ядер. Подчеркнем при этом, что хотя эффект и мал, но его изучение может оказаться достаточно важным для извлечения детальной информации о поведении деформационного потенциала (§ 6), столь важной величины, используемой при построении коллективных моделей ядра. В заключение главы дан анализ влияния степени неадиабатичности на процесс рассеяния, а также сходимости итерационной процедуры отыскания  $R_{min}$  (условия соприкосновения ядер).

Вторая глава диссертации также посвящена коллективным эффектам, но обусловленным уже действием ядерных сил. Сформулирована модель глубоко неупругого удара (употребляя слова "глубоко неупругий удар", мы хотим подчеркнуть, что речь идет о значительных по энергии коллективных возбуждениях ядра в отличие от установившейся терминологии для процессов неупругого рассеяния, когда имеет в виду возбуждения низайших состояний ядра).

При обычных условиях образование компаунд-ядра ( $\sigma_c$ ), как правило, является наиболее интенсивным каналом реакции с участием тяжелых ионов. При этом естественно изучать основные закономерности образования компаунд-системы в реакции деления ( $\sigma_f$ ), поскольку для делящихся ядер  $\sigma_f \approx \sigma_c$ .

Систематические экспериментальные исследования, проведенные в ЛЯР ОИЯИ, показали, что относительный выход осколков деления может быть хорошо описан функцией Гаусса с единственным параметром  $\langle \Delta^2 \rangle$  - полушириной массового распределения. При этом было установлено, что статистическая теория распада не дает удовлетворительного описания поведения  $\langle \Delta^2 \rangle$  для области  $Z^2/A > 37 - 38$  ни при каких вариациях параметров

в разумных пределах. Возможны различные решения этой проблемы. В этой главе рассмотрена роль процессов прямого типа в реакции образования (§§ 2,3) составного ядра и его последующего распада /9,10/.

I. Характерной особенностью реакций с участием тяжелых ионов является реализация больших угловых моментов системы. Сталкиваясь с ядром-мишенью, тяжелый ион увлекает его во вращательное движение. При этом, как было показано в работах /11-12/, образованная таким образом крайне нестабильная система, начиная с некоторой величины  $l \geq l_{кр.}$ , под действием больших центробежных сил должна претерпевать быстрый развал. Очевидно, что сечение прямого деления  $\sigma_f^{прям.}$  будет определяться той частью полного сечения  $\sigma_f^{полн.}$ , которая соответствует столкновениям с передачей углового момента  $l \geq l_{кр.}$ . С учетом искажений траекторий налетающих ядер, вносимых кулоновским полем, для  $\sigma_f^{прям.}$  имеем выражение

$$\sigma_f^{прям.}(E) = \chi(E) \frac{2ab}{E} \int_0^1 \sqrt{1-y^2} \left( \sigma_c \cos \frac{\Lambda}{\sqrt{1-y^2}} - \Lambda \frac{\sqrt{1-y^2-\Lambda^2}}{1-y^2} \right) dy. \quad (5)$$

Безразмерная величина  $\Lambda$  выражается через критическое значение углового момента:

$$\Lambda = l_{крит.}/ka, \quad k = \frac{1}{\hbar} [2\mu(E - V_0)]^{1/2}. \quad (6)$$

Кроме того, в формуле (5):

$$\chi = \begin{cases} \epsilon, & \text{если } \epsilon < \sqrt{1-\Lambda^2}, \\ \sqrt{1-\Lambda^2}, & \text{если } \epsilon > \sqrt{1-\Lambda^2}. \end{cases} \quad (7)$$

Вычисления, проведенные с учетом реализации критического углового момента для реакций  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  на  $^{238}\text{U}$ , не привели к удовлетворительному описанию данных по ширинам массового распределения  $\langle \Delta^2 \rangle$ . Основная причина малости вклада механизма прямого деления из-за  $\epsilon_{\text{крит}}$  заключается в том, что в исследуемых реакциях ядро-мишень имеет большие размеры и вес и, следовательно, его момент инерции весьма велик. Поэтому в данном случае центробежные силы весьма малы и не в состоянии "открыть" достаточно широко канал прямого деления. Очевидно, следует искать дополнительные факторы, увеличивающие эффективность этого канала.

2. В связи с этим была рассмотрена другая возможная картина включения прямого канала при следующих исходных предположениях /9/.

а) Тяжелый ион в момент удара передает долю своей кинетической энергии некоторой части ядра-мишени  $M_{\text{эфф}}$ . Здесь можно провести аналогию со взаимодействием энергичного протона и ядра: в первый момент протон с наибольшей вероятностью передает свою энергию одному из нуклонов, но не всему ядру как целому.

б) Налетевший ион поглощается в зоне взаимодействия. Это предположение естественно, т.к. сечение рассеяния на большие углы мало. Тогда, на основе законов сохранения энергии и импульса, нетрудно вычислить энергию движения  $T$  сгустка  $(M_{\text{эфф}} + A_1)$  в направлении, параллельном оси симметрии ядра-мишени. Если угол между осью симметрии ядра и направлением удара равен  $\theta$ , то:

$$T = \frac{A_1 E_I}{M_{\text{эфф}} + A_1} \cos^2 \theta, \quad (8)$$

где  $E_I = E_{\text{с.д.м}} - V_0$  - кинетическая энергия в момент удара. В соотношении (8)  $M_{\text{эфф}}$  можно понимать и как величину, описывающую инерционные свойства ядра-мишени, испытывающего деформацию квадрупольного типа (как наиболее интенсивную), индуцированную тяжелым ионом.

в) Предположим далее, что эта энергия переходит в энергию  $\beta$ -колебаний ядра. Поскольку переданный в направлении оси симметрии ядра импульс порождает движение, которое носит организованный характер, т.е. имеет все черты коллективного движения, а ядро при не слишком больших значениях  $E_I$  можно рассматривать как несжимаемую каплю, то такое предположение представляется разумным. Тем более, как отмечалось во введении, взаимодействие осуществляется путем непосредственного контакта между большими группами нуклонов. При этом будем считать, что если переданная описанным выше способом энергия удовлетворяет условию  $T - V_f > 0$ , то ядро с необходимостью переводится в состояние, распадающееся по каналу деления достаточно быстро, так что стадия установления полного термодинамического равновесия является совершенно необязательной. Для сечения прямого деления нетрудно получить выражение /9/

$$\sigma_f^{\text{прям}}(E) = \frac{\pi}{2} a b \left[ \left( \frac{\text{arccos} \epsilon}{\epsilon} + \sqrt{1 - \epsilon^2} \right) - \left( \frac{\text{arccos} \epsilon \cos \theta_{\text{кр.}}}{\epsilon} + \cos \theta_{\text{кр.}} (1 - \epsilon^2 \cos^2 \theta_{\text{кр.}})^{1/2} \right) \chi(E), \right. \\ \left. \theta_{\text{кр.}} = \text{arccos} \left[ \left( \frac{A_1 E_I}{M_{\text{эфф}} + A_1} \right)^{1/2} V_f^{-1/2} \right] \right]. \quad (9)$$

Здесь  $\theta_{\text{кр.}}$  - максимальный угол (его "критическое" значение), при котором прямой механизм деления еще возможен.

В противном случае наличие барьера  $V_f$  препятствует быстрому развалу системы и реализуется механизм деления,



существенной стадией которого является образование термодинамического равновесного компаунд-ядра. Соответствующее сечение равно:

$$\sigma_f^{стат.}(E) = \frac{\pi}{2} a b \left[ \frac{a c \sin(\epsilon \cos \theta_{кр.})}{\epsilon} + \cos \theta_{кр.} (1 - \epsilon^2 \cos^2 \theta_{кр.})^{1/2} \right] \chi(E). \quad (10)$$

Анализ экспериментов с позиций сформулированной модели привел к удовлетворительному описанию данных о поведении  $\langle \Delta^2 \rangle$ . Это обстоятельство указывает на важную роль прямых процессов в ходе реакции слияния сложных ядер.

В заключение главы рассмотрен вопрос об угловом распределении продуктов распада составной системы. Поскольку модель предполагает в качестве промежуточной стадии слияния ядер, то следует ожидать, что угловое распределение продуктов распада в прямом канале будет слабо отличаться от случая, когда механизм прямого деления играет пренебрежимо малую роль.

В третьей главе диссертации обсуждаются следствия, обусловленные прямым каналом деления. В частности, дан качественный анализ возможности извлечения информации о величинах барьеров деления произвольных ядер /13/ (§ 1), а также экспериментальных данных о делении тяжелых ядер на три фрагмента сравнимой массы (§ 2) /14, 15/. В связи с вопросом о средней кинетической энергии продуктов деления в прямом канале, в (§ 3) рассмотрены некоторые аспекты динамики развала тяжелых ядер и механизм разброса продуктов деления (процесса, в некотором смысле, обратного слиянию) по состояниям коллективного типа. Согласно точке зрения, принятой в насто-

ящее время /16/, обычно полагают, что энергия возбуждения осколков деления ядер (например, нейтронами малой энергии), в основном, обусловлена их деформацией в момент обособления. Наиболее интенсивной компонентой этой деформации является квадрупольная. В дальнейшем мы ограничимся этим приближением /10/.

При делении образуются два ядра-осколка, между которыми, помимо мощных кулоновских сил отталкивания, действуют и ядерные силы. Часть взаимодействия, обусловленная деформацией одного из ядер, приводящей к изменению его радиуса  $R$ , на величину  $R_0 (5/4\pi)^{1/2} \beta P_2(\cos \theta)$ , может быть записана в виде /10/:

$$V_{ад.}(R, \beta) \approx \frac{(5/4\pi)^{1/2}}{\alpha_0} V_0 R_0 P_2(\cos \theta) \frac{\exp[-(R-R_0)/\alpha_0]}{\{1 + \exp(-\frac{R-R_0}{\alpha_0})\}^2} \cdot \beta. \quad (11)$$

Таким образом, взаимодействие  $V_{ад.}(R, \beta)$ , индуцирующее возбуждение, в нашем приближении линейно по параметру  $\beta$ . Если, кроме того, ограничимся гармоническим приближением для энергии деформации ядра-осколка, то возникает известная задача об осцилляторе, на который действует внешняя сила, зависящая от времени  $t$ . Подобная ситуация уже рассматривалась в работах /17/ о динамической деформации ядер и кулоновском делении. Зависимость взаимодействия от времени определяется законом изменения  $R(t)$ .

Вероятность возбуждения  $n$ -ого вибрационного состояния определяется соотношениями

$$W_n = \frac{1}{n!} \left( \frac{\epsilon}{\hbar \omega_0} \right)^n \exp\left(-\frac{\epsilon}{\hbar \omega_0}\right), \quad (12)$$

$$\epsilon = \frac{\omega_0^2 R^2}{2C} + \frac{1}{2} C (\beta_1 - \beta_2(0))^2, \quad (13)$$

где

$$\beta_1 = \frac{\omega_0}{\beta c} \int_0^{\infty} V_{\beta\alpha}(R(t)) \sin(\omega_0 t) dt, \quad (I4)$$

$$P_1 = \frac{1}{\beta} \int_0^{\infty} V_{\beta\alpha}(R(t)) \cos(\omega_0 t) dt, \quad (I5)$$

а  $c$  - коэффициент деформации ядра-осколка. В формуле (I3)

$\beta_0(0)$  отыскивается из условия

$$\beta_0(0) = \frac{V_{\beta\alpha}(R(t=0))}{\beta c}. \quad (I6)$$

Для  $R(t)$  принята широко используемая параметризация кулоновской орбиты /I8/:

$$\begin{aligned} R &= \alpha (\epsilon ch w + 1), \\ t &= \frac{R}{\alpha} (\epsilon sh w + w). \end{aligned} \quad (I7)$$

Выполненные на этой основе расчеты неплохо согласуются с экспериментальными данными по энергии возбуждения ядер-осколков деления /I9,20/.

С другой стороны, проведенный анализ величины энергии осколков деления в прямом канале ( $E_{кин}^{прям}$ ) приводит к незначительному отличию от величины ( $E_{кин}^{стат}$ ) в статистическом канале.

В конце главы (§ 4) рассмотрены некоторые возможные проявления динамических эффектов в ходе слияния двух квантовых систем.

Итак, суммируя результаты, отметим исключительную важность исследования роли прямых процессов в динамике столкновения сложных ядер.

В заключении диссертации мы остановились на специфике теоретического анализа проблемы взаимодействия сложных ядер.

Основные результаты диссертации содержатся в работах /3,4,9,10,13,15/ и докладывались на XXII ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.Н.Флеров, С.А.Карамян, и др. ЯФ, 15, III7, 1972; ОИЯИ, P7-6093, Дубна, 1971.
2. A.M.Friedman, J.G.Cunningham. Proceeding of the International Conf. on Heavy Ion Phys., D7-5769, Dubna, 1971.
3. Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков, В.М.Шилов. ОИЯИ, P4-6152, Дубна, 1971; Acta Phys.Pol., В3, 475, 1972.
4. В.П.Пермяков. ЯФ, 18, 48, 1973.
5. Е.В.Инопин, Б.И.Тищенко, А.В.Щебенко. ЖЭТФ, 49, 1824, 1965.
6. Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин, В.И.Мартынов, ОИЯИ, P4-5129, Дубна, 1970.
7. С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжквич, Б.И.Пустыльник, Г.Н.Флеров. ЯФ, 8, 690, 1968.
8. С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжквич, Б.И.Пустыльник. ЯФ, 9, 715, 1969.
9. Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков. ОИЯИ, P4-6149, Дубна, 1971. Программа и тезисы докладов XXII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, стр. II2. Изд. "Наука", Л., 1972.
10. Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков. Сообщение ОИЯИ, P4-7312, Дубна, 1973.
11. А.Г.Ситенко. ЖЭТФ, 36, 793, 1959.
12. Б.Н.Калинкин, И.И.Петков. ОИЯИ, P-1347, Дубна, 1963.
13. Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков. Acta Phys.Pol., В3, 493, 1972.
14. Ю.А.Музычка, Ю.Ц.Оганесян, Б.И.Пустыльник, Г.Н.Флеров. ЯФ, 6, 306, 1967.

15. Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков. ОЯИ, Р4-6I50, Дубна, 1971.
16. В.М.Струтинский, ЯФ, 3, 6I4, 1966.
17. Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин. ОЯИ, Р4-6I50, Дубна, 1970.
18. K.Alder, A.Bohr, T.Nihs, B.Mottelson and A.Winther.  
Rev. Mod.Phys., 28, 432, 1956.
19. В.Бруннер, Г.Паули. Физика деления ядер. Сб. статей,  
стр. 268-313, Госатомиздат, 1963.
20. А.И.Обухов, Н.А.Перфилов. УФН, 92, 62I, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 октября 1973 года.