

Л-943



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 8817

ЛУКЪЯНОВ Валерий Константинович

ВОПРОСЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
И ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

(Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей)

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор А.И.БАЗЬ,
доктор физико-математических наук А.Б.КУРЕПИН,
член-корреспондент АН УССР,
доктор физико-математических наук, профессор А.Г.СИТЕНКО.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Харьковский физико-технический институт АН УССР.

Автореферат разослан " " _____ 1975 года

Защита диссертации состоится " " _____ 1975 года
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна,
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

Р.А.АСАНОВ

4 - 8817

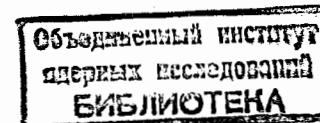
ЛУКЬЯНОВ Валерий Константинович

ВОПРОСЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
И ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

(Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей)

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



В современной ядерной физике учет "высших порядков" стал практически необходим в большинстве задач рассеяния и реакций ("Вызов точности" - Д.Бромли^{/1/}). Приходится совершенствовать старые теоретические подходы и прежде всего те, которые описывают процессы, являющиеся главным источником информации о структуре ядра^{/2/}, и среди них рассеяние электронов, прямые процессы рассеяния и реакций с ядерными частицами. Так, новые требования привели в задачах рассеяния электронов к переходу от борновского приближения к более изощренным подходам, учитывающим кулоновские эффекты рассеяния^{/3/}, в прямых реакциях - от метода искаженных волн (МИВ)^{/4/} к методам сильной связи каналов^{/5/}, в реакциях при высоких энергиях - от импульсного приближения к методам многократного рассеяния Глаубера-Ситенко^{/6/} и т.д.

Эффекты высших порядков возникают, когда система из частицы непрерывного спектра + ядро проявляет себя как сложная система. Тогда к прямым переходам $a \rightarrow b$ из начального в конечное состояние примешиваются многоступенчатые $a \rightarrow \{c, d, \dots\} \rightarrow b$, которые идут через промежуточные состояния c, d, \dots . В потенциальном подходе эти эффекты обычно связывают с проявлением остаточных сил на фоне среднего поля. Их учет, особенно в условиях сильного ядерного взаимодействия, - одно из важных направлений развития теории^{/7,8/}. Альтернативный подход основан на диаграммной технике^{/9/}, где вместо потенциалов используются амплитуды промежуточных процессов. Так, здесь удалось сформулировать "периферийную модель"^{/10/}, которая позволяет проводить практический анализ ряда реакций срыва и подхвата нуклонов.

В диссертации исследуются эффекты высших порядков, которые отбрасываются в традиционных теориях взаимодействия электронов и

и ядерных частиц с ядрами. Она состоит из Введения, трех глав, Заключения и Приложения.

Во Введении сформулированы основные проблемы, рассматриваемые в диссертации. Рассеяние электронов занимает здесь особое место. Для них характерно относительно слабое и известное (электромагнитное) взаимодействие с ядром. Появляется возможность разработать теорию с точными и наглядными методами, — не частный пример в ядерной физике. Помимо чисто теоретического интереса (получения, например, более строгих, чем в^{/II/}, амплитуд рассеяния), в силу простоты конечных выражений это дает также новые возможности для анализа большого экспериментального материала и получения важной для разработки теории ядра информации о его структуре.

Процессы прямого неупругого рассеяния легких n, p, d -ядерных частиц ядрами с возбуждением коллективных состояний в последние годы начали исследоваться с помощью более точного, чем МИБ, метода сильной связи каналов^{/5/}. Однако для его обобщения на реакции с тяжелыми ионами и на более высокие энергии необходимо учитывать специфические условия квазиклассики. Это было сделано, например, в дифракционной модели рассеяния, где S -матрица постулируется в ℓ -пространстве^{/12/}, и результаты успешно применены к рассеянию сильно поглощающихся альфа-частиц при энергиях больше 20 Мэв. Однако для легких частиц при значительных энергиях поглощение не столь велико, — здесь используется другая, оптическая дифракционная модель, в которой, однако, теорию удалось построить лишь в первом и втором порядках по потенциалу перехода^{/13/}. То есть, опять возникает задача развить методы учета всех порядков по U_{int} . Что касается тяжелых ионов, то здесь

образец точности — теория однократного^{/14/} и многократного^{/15/} кулоновского возбуждения, которая справедлива при $E \ll U_B = Z_1 Z_2 e^2 / R$. Однако сейчас наибольший интерес представляет область околобарьерных энергий $E \sim U_B$, где в игру вступают ядерные силы. Возникает интерференционный эффект^{/16/}, который может дать сведения о ядерных потенциалах взаимодействия тяжелых ионов. Здесь задача — дать его теорию и установить в нем роль эффектов "высших порядков", которые отнюдь не малы.

Третья проблема — это учет эффектов связи упругих и неупругих каналов в прямых реакциях однонуклонных передач. Здесь явные трудности традиционного МИБ возникли при анализе реакций на деформированных ядрах. Проблема состоит в принципиальной необходимости учета высших (и не малых, как считалось в^{/17/}) порядков, связанных с виртуальным возбуждением низлежащих колебательных и вращательных состояний ядер, — эффекты многоступенчатого срыва. Это дает основу для правильного понимания механизма реакции и модифицирует теоретический аппарат анализа соответствующих экспериментов.

В первой главе развиты теоретические методы построения и расчета амплитуд упругого и неупругого рассеяния быстрых электронов в поле ядерного заряда, в которых учтены эффекты высших порядков по потенциалу кулоновского взаимодействия, играющие важную роль при рассеянии на средне-тяжелых ядрах в области средних и больших переданных импульсов q .

В этой связи в § I разработаны вопросы квазиклассического рассеяния при больших энергиях ($kR \gg 1$, $E/U \gg 1$) и получены общие выражения для амплитуд при больших и малых углах рассеяния, которые обобщают и уточняют известные формулы Шиффа^{/II/} и Глау-

бера^{/6/} за счет появления предэкспоненциальных множителей $\psi^{(\pm)}$ /18,19/

$$f(\vartheta < 1/\sqrt{kR}) = -\frac{1}{4\pi} \int d\vec{r} \Psi_f^{(+)*} e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \quad (1)$$

$$f(\vartheta > 1/\sqrt{kR}) = -\frac{1}{4\pi} \int d\vec{r} \Psi_f^{(+)*} V(r) \Psi_i^{(+)} \quad (2)$$

где

$$\Psi^{(\pm)} = \psi^{(\pm)} e^{i\vec{k}\vec{r} + i\phi^{(\pm)}}; \quad \phi^{(\pm)} = \mp \frac{1}{2k} \int_0^\infty V(r \mp ks) ds \quad (3)$$

есть квазиклассическая волновая функция при $E/U \gg 1$. Такая точность в (1)-(2) особенно важна в задачах рассеяния электронов, где потенциал известен точно, а не параметризуется, как в сильных взаимодействиях.

Найдены явные квазиклассические решения (3) уравнения Дирака^{/20/} и после их подстановки в (2) получен зарядовый форм-фактор ядра в наиболее интересной области $q > \sqrt{kTR}$ переданных импульсов^{/21/}

$$F_{LM} = q^2 \int d\vec{r} \frac{g(r)}{q_{\text{эф}}^2(r)} e^{i\vec{q}\vec{r} + i\phi(r)} \rho_L(r) Y_{LM}^*(r), \quad (4)$$

где g и ϕ - результирующие предэкспоненциальная и фазовая функции, известные в явном виде^{/22/}, а $\rho_L(r)$ - распределение в ядре плотности заряда (рпз) и перехода (рпп).

Для вычисления (4) в явном виде предложен и разработан метод полюсного приближения как для типичных феноменологических рпз в виде ферми^{/22/} и симметризованной ферми-ступеньки^{/23/} и их производных - для ядерных рпп^{/24/}, так и для произвольного вида

рпз^{/25/} и рпп^{/21/} с радиальными вариациями во внутриядерной области. Метод основан на использовании того факта, что эти функции

$$\rho_F = \rho^{(0)} (1 + \exp \frac{r-R}{b})^{-1} \quad (5)$$

$$\rho_{SF} = \rho_F(r, R) + \rho_F(-r, R) - 1 = \rho^{(0)} \frac{\text{sh } R/b}{\text{ch } R/b + \text{ch } r/b} \quad (6)$$

имеют простые полюса в точках $r_n = R \pm i\pi b(2n+1)$, $n=0,1,2...$ Показано, что тогда, например, формфактор упругого рассеяния есть сумма вычетов в этих полюсах, которая приводится к виду^{/22,23/}

$$F_0^{(F)}(q) = -\frac{4\pi^2 b R \rho^{(0)}}{q \text{Sh } \pi b q} D \left[\cos(qR + \Phi) - \frac{\pi b}{q} \sin(qr + \Phi) \text{cth } \pi b q \right], \quad (7)$$

где D и Φ известные функции. Для ρ_{SF} это есть точный результат, для ρ_F - при условии малости $\pi/(137kR) \ll 1$. Частный случай $D=1$, $\Phi=0$ дает борновское приближение. Аналогичным образом получается явное выражение для неупругого формфактора $F_L^{(F)}(q)$ в модели Тасси, где $\rho_L \sim d\rho_F/dR$ /24/.

Обобщение полюсного метода на случай произвольного вида рпз и рпп дано в §§ 2 и 3. Показано, что с этой целью ρ_L можно представить в виде ряда производных^{/21,25/}

$$\rho_L(r) = \sum_n a_n^L \frac{\partial^n \rho_F(r, R)}{\partial R^n}, \quad (8)$$

где коэффициенты a_n^L являются параметрами подгонки под заданную функцию ρ_L . Тогда подстановкой (8) в (4) находим

$$F_L(q) = \sum_n a_n^L \frac{\partial^n}{\partial R^n} F_L^{(F)}(q, R), \quad (9)$$

который также известен в явном виде, поскольку $F_L^{(F)}$ известны. Здесь прослеживается аналогия с современной дифракционной моделью /12/, где полюсный метод в ℓ -пространстве применялся для получения явного вида амплитуд упругого и неупругого рассеяния альфа-частиц.

Далее, сравнениями с точными численными решениями уравнения Дирака продемонстрирована высокая эффективность и точность данного подхода. В последние годы он нашел широкое применение в анализе соответствующих экспериментальных данных и получил название метода высокоэнергетического приближения (ВЭП)/26/. В § 3 получены также общие выражения для ВЭП-формфакторов неупругого рассеяния на ядрах, описываемых как в рамках макро-, так и микро-моделей ядра/21/.

На этой основе в § 2 и 3 проведено сравнение с экспериментальными данными по упругому и неупругому рассеянию электронов и получено следующее.

Феноменологический анализ упругих формфакторов большой группы ядер в рамках "универсальной" симметризованной ферми-плотности (6) выявил область $q > q_0 = 7,7 A^{1/3} \phi^{-1}$ ($\pm 20\%$), где формфактор наиболее чувствителен к деталям рпз внутри и возле границы ядра/23,27/. Эту область естественно определить как область больших переданных импульсов, она наиболее информативна в задаче выбора между моделями структуры основных состояний ядер. В связи с этим дан пример модельного расчета ВЭП-формфакторов в рамках альфа-кластерной модели Бринка для $4N$ -ядер. Сравнением при больших q удалось установить/28,29/, что I) модель нуждается в модификации - переходу к пробным функциям с реалистической экспоненциальной асимптотикой, - только в этом случае удается

объяснить особенности поведения формфакторов при $q > q_0$; 2) на основе такого анализа сделаны выводы об альфа-кластерной структуре ряда ядер, - например, что в основном состоянии ^{12}C - слабо, а ^{16}O - совсем не кластеризованы, а в возбужденных-кластеризация заметно усиливается и сами кластеры приближаются по своим размерам к свободной альфа-частице.

Далее, в §§ 2,3 выдвинуто предположение и разработан метод модельно-независимого (МН)-анализа упругого и неупругого рассеяния электронов на ядрах/21,25/. С этой целью предложено использовать простое аналитическое выражение (9) для формфактора, в котором коэффициенты a_n^L следует теперь рассматривать как параметры подгонки под эксперимент. Тогда найденный набор $\{a_n^L\}$ подставляется в (8) и этим восстанавливаются "экспериментальные" рпз и рпш. Это направление в настоящее время получило интенсивное развитие в связи с появлением новых экспериментальных данных при больших q , которые не укладываются в схемы анализа с традиционными феноменологическими рпз и рпш. В связи с этим в §§ 2,3 исследуются практические возможности МН-анализа для получения безмодельных "экспериментальных" рпз и рпш/19/. На примере ядер $^{40,48}\text{Ca}$ продемонстрирована неоднозначность МН-анализа и установлены ее причины, связанные с некорректной математической постановкой такой задачи. Показано, что одним из способов снижения неоднозначности является одновременный анализ упругого и неупругого рассеяния. Впервые/21/ проведен МН-анализ неупругого формфактора ядра ^{58}Ni и показано, что это дает новую (по сравнению с феноменологической моделью Тасси)/30/ информацию о детальной картине хода рпш в области поверхности ядра, наиболее активно участвующей в неупругом рассеянии.

Вторая глава диссертации посвящена теоретическому исследованию упругого и неупругого рассеяния ядерных частиц и тяжелых ионов ядрами в условиях, когда взаимодействие оказывается сильным и возникают эффекты многоступенчатого возбуждения. В § 4 приведены основные методы выделения потенциала остаточных взаимодействий, приводящих к включению наиболее мощных (при определенных условиях) каналов неупругого рассеяния с возбуждением низколежащих вращательных и колебательных состояний ядер. В § 5 развита квантовая и квазиклассическая теории первого порядка по потенциалу кулоновского и ядерного перехода, когда частица движется с околобарьерной энергией $E \sim U_B$ /31/. Это наиболее простой случай, когда четко выявляется интерференционная картина в сечениях возбуждения и дифференциальных сечениях. Обращается внимание на первое наиболее интересное следствие включения ядерных сил при $E \sim U_B$. Это возбуждение в ядрах $0^+ \rightarrow 0^+$ переходов, которые в первом порядке вызываются только ядерным полем без примесей кулона (чисто ядерное возбуждение).

Однако в реальных ситуациях, когда большой вклад в сечение дают высшие порядки по U_{int} , важно выяснить, не "замазывается" ли при этом четкая интерференционная картина. Эти вопросы рассмотрены в §§ 6,7. Вначале (§ 6) рассматривается многократное возбуждение деформированных ядер при $E \sim U_B$ /32/. Условие $E \gg E_{it}^{rot}$, где E_{it}^{rot} - характерная энергия перехода внутри ротационной полосы, позволяет развить теорию в приближении удара и получить для амплитуды вероятности возбуждения четного деформированного ядра на уровень J^+ замкнутое выражение /32/:

$$a_J = \sqrt{2J+1} e^{i\frac{2}{3}q_{ef}} \int_0^1 dx P_J(x) e^{-i2q_{ef}x^2}, \quad (10)$$

где, в отличие от теории многократного кулоновского возбуждения /15/, в q_{ef} входит вместе с кулоновским еще и ядерный орбитальный интеграл по траектории. Расчеты (10) показали, что сечения имеют интерференционный характер, - например, в функциях возбуждения при $E \sim U_B$ возникает "бамп" в упругом и минимум в 2^+ -неупругом рассеянии. Аналогичная картина имеет место и в районе предельного кулоновского угла $\vartheta \sim \vartheta_c$ в угловых распределениях. Удалось объяснить наблюдаемое на эксперименте поведение отношения вероятностей $|a_{4+}|^2 / |a_{2+}|^2$ для рассеяния $\alpha + Nd$.

Наибольший интерес к интерференционным эффектам возник в последние годы в связи с экспериментами на средних ядрах /16/. Рассмотрение специфических особенностей этих реакций дано в § 7. Теперь, из-за того, что в сферических ядрах E_{it}^{vib} на один-два порядка превышает энергии возбуждения в деформированных, - приходится отказываться от приближения удара и строить теорию связи каналов в условиях квазиклассики, решая соответствующую систему связанных временных волновых уравнений /33/. Методические расчеты дают представление о характере зависимости сечений от основных структурных и геометрических параметров задачи. Например, интерференционные эффекты сильно зависят от параметров радиуса и диффузности ядерного взаимодействия. Физические приложения сделаны для экспериментов по 2^+ -неупругому рассеянию ионов 6Li и ${}^{16}O$ на ядрах ${}^{58}Ni$ и ${}^{20}Sn$. Теория довольно хорошо объясняет эксперимент, удается извлечь сведения о потенциалах периферического ядерного взаимодействия тяжелых ионов с ядром. В частности, оказалось, что в реакциях с 6Li параметр диффузности оказывается примерно в 1,5-2 раза больше, чем для ${}^{16}O$, что подтверждает известный факт о его рыхлой структуре.

В § 8 в приближении удара построена теория неупругого рассеяния быстрых ядерных частиц с учетом всех высших порядков по потенциалу кулоновского и ядерного возбуждения^{/34,35/}, тем самым обобщен известный подход Дроздова-Инопина^{/13/}, где U_{int} учитывалось в первом порядке. За основу рассмотрения нами берется ВЭП-амплитуда упругого рассеяния (I), куда подставляется обобщенный оптический потенциал $U = U_0(r) + U_{int}(r, \xi)$, где ξ - коллективные переменные ядра. Амплитуда неупругого рассеяния строится в приближении удара ($E \gg E_{if}$): $f_{inel}(\vartheta) = \langle f | f^{el}(\vartheta, \xi) | i \rangle$, где $|i, f\rangle$ - функции ядерных состояний. Специфика задачи ($kR \gg 1$) позволяет использовать для вычисления амплитуды метод стационарной фазы. Тогда ответ получается в явном виде^{/34/}:

$$f_{inel}(\vartheta) = f_{(+)}^{el}(\vartheta) F_{(+)}(\vartheta) + f_{(-)}^{el}(\vartheta) F_{(-)}(\vartheta), \quad (II)$$

где индексы (+) отмечают две точки стационарности, соответствующие притягивающей (ядерной (-)) и отталкивающей (кулоновской (+)) части среднего потенциала U_0 , а $f_{(\pm)}^{el}$ и $F_{(\pm)}$, соответственно амплитуды упругого рассеяния и вероятностей перехода. В этих последних взаимодействие стоит в показателе экспоненты, поэтому вклад в сечение дают, вообще говоря, все порядки по U_{int} , и поэтому можно рассматривать на основе (II) возбуждение любого многофононного (-ротонного) уровня ядра. Ограничение в $F_{(\pm)}$ линейными членами по U_{int} приводит к известным результатам^{/13/}. Далее в § 8 развит метод нахождения точек стационарности и вычисления сечения упругого и неупругого рассеяния внутри и вне области классических углов рассеяния^{/35/}. Указаны области применимости результатов.

Третья глава диссертации посвящена рассмотрению реакций

однонуклонных передач. Сформулирована общая идея^{/36/}, состоящая в том, что в их механизме существенную роль играют процессы виртуального возбуждения низколежащих ядерных состояний коллективной природы, то есть реакция идет как многоступенчатая с предварительным и последующим возбуждением этих состояний.

Чтобы выявить основные качественные черты этого явления, вначале (§ 10) на примере реакции $A(d,p)B$ рассмотрение ведется в рамках адиабатической теории возмущений по внутреннему параметру задачи - эффективной деформации ядра $\Delta = \sum_{\lambda\mu} \xi_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}$ где $\xi_{\lambda\mu}$ - ядерные коллективные переменные. Это приводит к тому, что в амплитуду реакции вместо радиальных функций центрального поля относительного движения частиц в каналах реакции входят функции^{/37/}

$$\psi_{\ell}(r, R + \Delta R) = e^{\Delta R \partial / \partial R} \psi_{\ell}(r, R), \quad (I2)$$

где оператор $\exp(\Delta R \partial / \partial R)$ генерирует промежуточные виртуальные переходы в ядре на уровни коллективной природы^{/12/}. В результате дифференциальное сечение передачи нуклона принимает следующий схематический вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Rightarrow |\delta_{1,L=\ell_1} \beta_1^{L\ell_1}(\vartheta) + \delta_{2,L=|\ell_2 \mp 1|} \langle f | m_T | i \rangle \beta_2^{L\ell_2}(\vartheta) + \dots|^2. \quad (I3)$$

(δ_1 - одночастичная компонента наблюдаемого состояния нечетного ядра B ($\gamma_1^2 = S$ - фактор), δ_2 - компонента типа частица+фонон (ротон) и т.д.). Первый член ряда (I3) соответствует одноступенчатому переходу (обычный МИБ), второй - двухступенчатому и т.д. β_n есть кинематические части амплитуды реакции, для вычисления которых, в общем случае, надо решать систему связанных уравнений на движение частиц d и p в соответствующих каналах.

В рамках же адиабатической теории возмущений они выражаются через стандартные величины обычного МИБ^{/38/}.

Таким образом, видно, что традиционный МИБ соответствует лишь грубому одноступенчатому приближению, когда в рассмотрение реакции включаются только два ядерных состояния — основное — в исходном, и наблюдаемое — в конечном ядре. Эффекты же многоступенчатого срыва определяются как амплитудой возбуждения в ядре кулоновского и ядерного перехода $|\langle f || M_I || i \rangle|^2$, так и величиной соответствующего коэффициента δ_n . Далее, характерно, что теперь переданный момент L , вообще говоря, не совпадает с моментом переданного нуклона на орбите ℓ , как этого требует одноступенчатый механизм. Если $\delta_i \approx 0$, то одноступенчатая передача запрещена и реакция идет только за счет переходов высшего порядка. Такие запреты действительно наблюдаются на эксперименте, и соответствующие сечения объясняются исключительно в рамках многоступенчатого механизма. Из (13) также видно, что анализ реакций двухступенчатого типа позволяет найти наряду с уже известными S -факторами новую характеристику состояния — C -фактор, меру коллективизации данного уровня.

Далее, в § II показано, что кинематические амплитуды $\beta_n(\vartheta)$ можно вычислить в явном виде^{/39/}, если использовать приближения дифракционной модели ($\ell \gg 1$, сильное поглощение при $\ell \leq \ell_0 \approx kR$). Это позволяет установить основные качественные черты зависимости углового распределения от числа промежуточных возбуждений, участвующих в реакции. Так, показано, что при некоторых условиях дифференциальные сечения одно- и двухступенчатого срыва ведут себя в противофазе.

В следующих параграфах рассмотрен ряд вопросов теории

многоступенчатого срыва, связанных со спецификой ее применения к легким, средним сферическим и деформированным ядрам. Так, для легких ядер использование оптического потенциала вызывает определенные возражения. Поэтому в § 12 рассмотрение ведется в рамках дисперсионной теории прямых реакций^{/9/}. Амплитуда определяется как сумма полюсной и треугольной диаграмм с вершиной виртуального неупругого рассеяния на четном ядре, что соответствует двухступенчатому приближению. Используя основные приближения периферийной модели^{/10/}, удается получить ответ в явном виде^{/40/}. Дано сравнение с экспериментом $^{12}\text{C}(d, ^3\text{He})^{11}\text{B}$ и определены соответствующие вершинные константы. В отличие от МИБ здесь не приходится изменять параметры модели при увеличении энергии падающих частиц в два раза.

В § 13 рассмотрены реакции срыва на сферических ядрах. Показано, что в этом случае можно ограничиться двухступенчатым приближением адиабатической теории возмущений^{/41/}. Это связано с относительно слабой вероятностью возбуждения фононного спектра в таких ядрах. Дано методическое сравнение с другими приближенными подходами. Сделано обобщение на случае включения ℓ_3 -сил в каналах реакции^{/42/} и показано, что известная проблема J -зависимости сечений, которая раньше трактовалась в рамках одноступенчатого механизма только как следствие появления ℓ_3 -сил, в той же мере может быть решена учетом примеси двухступенчатого механизма в сечении передачи нуклона. Дано сравнение с экспериментом для реакции $^{52}\text{Cr}(dp)^{53}\text{Cr}$, и в результате подгонки найдены S - и C -факторы. Оказалось интересным, что, например, для $3/2^-$ состояния C -фактор составляет большую величину (0,83) по сравнению с мерой одночастичности состояния S -фактором (0,005).

Эффекты связи каналов в реакциях срыва на деформированных ядрах играют наибольшую роль. В § I4 в адиабатическом приближении получено общее выражение для сечения при точном учете связи каналов по всем состояниям основных вращательных полос начального А- и конечного В- ядер^{/36/}. Проведен общий анализ этого выражения, и в частности, установлено место довольно популярной теории Иано-Остерна^{/17/}, где сечение срыва получено с учетом только первого порядка теории возмущений по U_{int}^{rot} (- частный случай рассмотрения в § IO). Показано^{/43/} (в том числе и численными расчетами^{/44/}), что для деформированных ядер этому подходу трудно найти область применения, и именно потому что в таких ядрах всегда с относительно большой вероятностью возбуждается целый ряд уровней вращательной полосы. Применять же его для сферических ядер, где условия относительной малости возбуждения выполняются, в предложенном варианте теории невозможно, здесь следует использовать более простую и наглядную разработку адиабатической теории возмущений в § IO. Затем исследован вопрос о вкладе в реакцию наряду с вращательными и виртуальными переходами на уровни невращательной природы^{/45/}. Для этого был развит полуадиабатический подход, в котором уровни вращательной полосы ($E_{if}^{rot} \ll E$) учитывались в адиабатическом приближении, а невращательные состояния - точно. Для этих последних спектроскопические амплитуды δ_1 и δ_2 рассчитывались в рамках полумикроскопической модели деформированных ядер^{/2/}. Анализ на этой основе реакции $^{154}\text{Gd}(dp)^{155}\text{Gd}$ показал^{/46/}, что учет этих дополнительных каналов на фоне мощных каналов вращательного возбуждения мало изменяет общую картину многоступенчатого срыва - поэтому их можно не учитывать в практических расчетах. В конце § I4 дан ряд численных расчетов в рамках точной схемы

для легких и тяжелых деформированных ядер^{/44/}, которыми иллюстрируются возможности теории в объяснении соответствующих экспериментов. На основе параметров обобщенных оптических потенциалов, полученных из данных неупругого рассеяния в соответствующих каналах реакции, удается объяснить не только угловые распределения, но и абсолютные сечения разрешенных и запрещенных передач. Показано^{/47/}, что многоступенчатые эффекты имеют тот же порядок величины, что и основной "прямой" переход. Они могут существенно изменять форму угловых распределений. В случае запрещенных передач основу сечения составляют именно многоступенчатые переходы.

В Заключении кратко перечислены основные результаты диссертации. Обзорные доклады по отдельным темам диссертации были сделаны на XX, XXII, XXIV Всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии, IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Дубна, 1971), а также на ряде других конференций, на совещаниях, проблемных семинарах и школах. Основные результаты диссертации опубликованы в работах^{/19-25,28,31-37,39-47/}.