

С 343  
3-383



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

**4 - 4885**

**Б.Н. Захарьев**

**ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
С УЧЕТОМ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ КАНАЛОВ**

**Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей**

**Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук**

**Дубна 1970**

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Г.Ф. Друкарев,

член-корреспондент АН УССР, доктор физико-математи-  
ческих наук

А.Г. Ситенко,

доктор физико-математических наук

Б.Н. Калинин.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Физический институт АН СССР.

Автореферат разослан

1970 г.

Защита диссертации состоится

1970г.

на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики,  
г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А. Асанов

4 - 4885

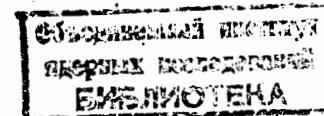
Б.Н. Захарьев

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
С УЧЕТОМ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ КАНАЛОВ

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

6653 бр.



Одной из основных проблем нерелятивистской квантовой теории является разработка эффективных методов решения уравнений Шредингера - дифференциальных уравнений в частных производных - для различных конкретных физических систем.

Эта задача существенно затрудняется тем, что скорость действия и объем оперативной памяти самых совершенных электронных счетных машин далеко не соответствует требованиям, предъявляемым для решения многомерных уравнений.

Очень мало еще известно о физике сложных многочастичных систем. По существу сколько-нибудь полно изученной является лишь задача двух тел, и в квантовой механике описание систем с многими телами сводится обычно с помощью различных приближений и феноменологии к задаче двух тел (движение частицы во внешнем поле).

Переход к более последовательному описанию сложных систем требует в качестве первого шага решения следующей по простоте - задачи трех тел. Этот шаг имеет принципиальное значение. При переходе от двух частиц к трем происходит качественный скачок: именно начиная с трех тел, проявляются многие важные свойства, характерные и для более сложных систем. Например, появляются каналы неупругого рассеяния (возбуждение мишени), становятся возможными различные реакции с перераспределением частиц и т.д. Добавление четвертой, пятой и т.д. частиц уже не ведет к такому резкому качественному изменению свойств системы.

Естественно ожидать, что развитие теории с помощью различных приближений и феноменологии уже на трехчастичной основе позволит дать более точное описание явлений с участием многих тел.

Очень важным этапом в понимании специфики трехтельных систем и расширении возможностей их практического описания явилась запись уравнений движения в интегральной форме. Полностью корректная интегральная формулировка задачи в общем случае была осуществлена Л.Д. Фаддеевым /1/. Им были написаны знаменитые уравнения, свободные от принципиальных недостатков уравнения Липпмана-Швингера для системы трех частиц.

К сожалению, уравнения Фаддеева (система многомерных интегральных уравнений) слишком сложны для непосредственного численного решения. Правда, в настоящее время в конкретных расчетах успешно используются различные сепарабельные приближения для двухчастичных  $T$ -операторов, позволяющие свести уравнения Фаддеева к системе одномерных интегральных уравнений. Но и решение последних представляет собой чрезвычайно трудоемкую задачу. Причем для имеющихся в настоящее время ЭВМ с ростом числа одномерных уравнений (для увеличения точности расчетов) быстро наступает предел, за которым объем вычислений становится практически невыполнимым. Это связано с тем, что в общем случае при решении интегральных уравнений обычно нужно одновременно держать в памяти значения всех неизвестных функций на всем интервале интегрирования. Объем же оперативной памяти является одним из наиболее слабых мест современных ЭВМ.

В этом отношении представляет интерес подход к решению многочастичного уравнения Шредингера, сводящий задачу к расчету системы обыкновенных дифференциальных уравнений ("дифференциальный" подход) /2-3/. Дело в том, что численное их решение осуществляется последовательным переходом от точки

к точке вдоль интервала интегрирования, при этом необходимо запоминать значения функций и их производных в каждый момент лишь в тех точках интервала, где в это время происходят вычисления /4/.

Данная диссертация посвящена исследованию возможностей именно дифференциального подхода. Этот подход тесно связан с группой прямых (проекционных) методов математической физики /5/, которые заключаются в следующем.

С точки зрения функционального анализа можно рассматривать  $\Psi$ -функцию как вектор бесконечномерного пространства, а уравнение Шредингера - как векторное уравнение с бесконечным числом компонент. Если нельзя найти точное решение этого уравнения, то можно поставить задачу об отыскании решения в определенном обобщенном смысле. Например, если заменить исходное уравнение его проекцией на некоторое конечномерное ( $N$ -мерное) подпространство

$$P^N (H - E) \Psi^N = 0, \quad (1)$$

где  $P^N$  - соответствующий проекционный оператор, то  $\Psi^N$  можно рассматривать как приближение к  $\Psi$ . Оператор  $P^N$  нужно выбирать таким образом, чтобы при проектировании не искажались существенные черты процесса, который предполагается описывать. Кроме того, должен быть известен достаточно простой алгоритм решения (1).

$\Psi^N$  ищем в виде линейной комбинации известных вспомогательных функций  $\phi_n$ :

$$\Psi^N = \sum_n^N F_n \phi_n. \quad (2)$$

Тогда (1) сводится к системе уравнений для коэффициентов  $F_n$ .

В дифференциальном подходе зависимость  $\Psi^N$  от одной из координат переносится на эти коэффициенты  $F_n^{x/}$ , и для них получается система обыкновенных дифференциальных уравнений, которые допускают непосредственное решение на ЭВМ. В сочетании с уже разработанными и оправдавшими себя на практике моделями строения ядра (как, например, современная модель оболочек) данный подход составляет сущность так называемой "единой" теории ядерных реакций.

Имеется целый ряд различных формализмов, которые относят к "единой" теории (теории реакций с учетом сильной связи каналов). Все их объединяет описанная выше общая схема, причем проекционный оператор  $P^N$  выбирается в виде  $P^N = \sum_n^N |\phi_n\rangle \langle \phi_n|$  (метод Бубнова-Галеркина).

Основное отличие этих формализмов сводится к выбору того или иного базиса (набора функций, в виде разложения по которым отыскивается волновая функция системы). Описание некоторых наиболее распространенных разновидностей формализма многоканальной связи: Фано-Блоха, Фешбаха, метода адиабатического разложения<sup>xx/</sup> и др. дается во второй главе диссертации.

Определенным достоинством методов многоканальной связи является то, что физическому процессу соответствует очень наглядная картина, позволяющая проследить за деталями механизма реакции. Величина взаимодействия, вызывающего реакцию, не ограничивает в принципе применимость методов (как это имеет место, например, в теории возмущений). Кроме того, эти методы позволяют описывать в рамках единого формализма столь различные явления, как "оптическое" рассеяние, возбуж-

<sup>x/</sup> Выделение всей координатной зависимости в базисные функции  $\phi$  приводит к менее экономным (в отношении использования памяти ЭВМ) алгоритмам решения.

<sup>xx/</sup> Этот метод был использован для описания различных явлений в мезомолекулярных системах<sup>/6/</sup>.

дение мишени, упороговые особенности, узкие резонансы, вызываемые компаунд-состояниями различной степени сложности, и т.п. (Эти свойства сложных процессов рассеяния обычно описываются с помощью целого ряда различных упрощенных моделей). На основе многоканальных функций могут быть рассчитаны всевозможные переходы, вызываемые дополнительными электромагнитными и слабыми взаимодействиями, уже с использованием теории возмущений. Именно за такую общность методы многоканальной связи часто называют "единиными" теориями ядерных реакций.

Несмотря на отмеченные привлекательные стороны теории многоканальной связи, она далека от совершенства. Значительные трудности вызывает корректный учет непрерывного спектра базисных систем, используемых при разложении  $\Psi$ <sup>/7/</sup>. С этим тесно связана и проблема описания реакций, сопровождающаяся изменением состава сталкивающихся комплексов<sup>/7-9/</sup>.

В настоящее время при описании подобных реакций широко используются методы, основанные на теории возмущений (борновское приближение, метод искаженных волн). Такой подход оказался весьма успешным (довольно просто и надежно определяются моменты и четности ядерных состояний), хотя неверно предсказываются абсолютные значения сечений. Но, тем не менее, положение с его принципиальной теоретической обоснованностью нельзя считать удовлетворительным. Ведь взаимодействия, приводящие к реакциям передачи частиц, в большом числе случаев нельзя рассматривать как слабое возмущение. Поэтому представлялось весьма заманчивым использовать при решении задач с перераспределением частиц технику сильной многоканальной связи. Однако на этом пути встретились серьезные препятствия.

В исходном уравнении Шредингера гамильтониан  $H$  всей системы может быть представлен в виде различных разбиений соответственно различным составам частиц в фрагментах, на которые может разделяться система:

$$H = H_a + V_a = H_b + V_b = H_c + V_c \text{ и т.д.} \quad (4)$$

Здесь  $H_a$  - гамильтониан свободного относительного движения фрагментов с определенным составом "а", а  $V_a$  - взаимодействие этих фрагментов. Например, в задаче трех тел возможны следующие разбиения (если энергия недостаточна для развала системы на три свободные частицы):

$$\begin{array}{l} 1 + (23) \rightarrow 1 + (23) \quad \text{рассеяние без перераспределения} \\ \rightarrow 2 + (13) \quad \left. \vphantom{1 + (23)} \right\} \text{рассеяние с перераспределением частиц} \\ \rightarrow 3 + (12) \end{array}$$

При больших расстояниях  $R_a$  между фрагментами взаимодействие исчезает, и гамильтониан  $H$  приобретает асимптотическую форму

$$H \rightarrow T_a + h_a, \quad (5)$$

где  $T_a$  - оператор кинетической энергии относительного движения фрагментов, а  $h_a$  - гамильтониан их внутреннего движения с собственными функциями  $\phi_a$ :

$$h_a \phi_n^{(a)} = \epsilon_n^{(a)} \phi_n^{(a)}; \quad (6)$$

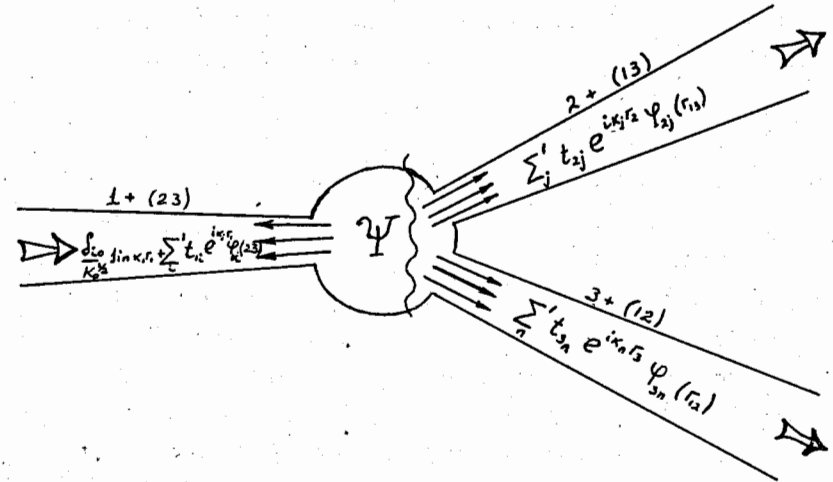
$n$  включает все необходимые квантовые числа внутреннего состояния фрагментов.

Волновая функция  $\Psi$  в соответствии с (5) приобретает при больших  $R_a$  асимптотический вид:

$$\Psi = \begin{cases} \sum_n F_n^{(a)}(R_a) \phi_n^{(a)} & R_a \rightarrow \infty, \\ \sum_n F_n^{(b)}(R_b) \phi_n^{(b)} & R_b \rightarrow \infty, \\ \dots & \dots \\ \dots & \dots \end{cases} \quad (7)$$

Суммирование в (7) ведется, естественно, только по открытым каналам (штрих у знака суммы), в закрытых каналах ( $E < \epsilon_n^{(a)}$ ) функции  $F_n^{(a)}(R_a)$  в асимптотике экспоненциально затухают.

Функции  $F_n^{(a)}(R_a)$  описывают относительное движение фрагментов. При больших  $R_a$  они имеют вид: во входном канале - суммы падающей волны, нормированной на единичный поток, и расходящейся; во всех остальных открытых каналах  $F_n^{(a)}$  содержат лишь расходящиеся волны (символически это изображено на рисунке).



Условное изображение волновой функции (одномерная система трех тел). Круг в центре обозначает область, где взаимодействуют все частицы. Вне круга - область асимптотического поведения  $\Psi$ , где отсутствует взаимодействие фрагментов. На рисунке каналы сгруппированы по составу фрагментов. Волнистая линия делит  $\Psi$  на  $\chi$  (слева) и  $\Phi$  (справа) - один из возможных способов выделения асимптотических компонент  $\Psi$ .

Функции  $\phi_n^{(\alpha)}$ , входящие в (7) и соответствующие различным асимптотическим гамильтонианам  $h_\alpha$ , не ортогональны между собой. Использование в качестве базиса одновременно всех этих функций ведет в общем случае к сложнейшим интегро-дифференциальным уравнениям. Если же ограничиться разложением  $\Psi$  по собственным функциям лишь какого-то одного асимптотического гамильтониана, то возникает проблема - как удовлетворить граничным условиям в каналах с другой группировкой частиц. Иначе говоря, неизвестно, как построить такой проекционный оператор  $P^N$ , чтобы уравнение (1) можно было решить и чтобы при этом в решении  $\Psi^N$  содержались все открытые каналы реакций общего типа. Подробно эти вопросы рассматриваются в третьей главе диссертации.

Интересно отметить, что имеется определенная аналогия между недостатками интегрального уравнения Липпмана-Швингера для задачи трех тел и трудностями упомянутых методов многоканальной связи.

В четвертой главе рассматривается способ решения уравнения Шредингера, позволяющий сочетать корректность постановки задачи (как в уравнениях Фаддеева) с преимуществами дифференциального подхода.

Оказалось, что этого можно добиться в рамках общего метода Галеркина, но со специальным выбором базиса. Одна особенность такого выбора заключается в том, что часть коэффициентов разложения волновой функции  $\Psi$  по этому базису зависит от координат, и для них получаются обыкновенные дифференциальные уравнения, а другая часть представляет собой константы (вся координатная зависимость переносится на базисные функции), которые находятся из системы алгебраических уравнений.

Этой процедуре соответствует замена уравнения (1) уравнением для  $X = \Psi - \Phi$  (см. рисунок):

$$P^N (H-E)X = P^N (E-H)\Phi, \quad (8)$$

где  $\Phi$  - известная (с точностью до парциальных амплитуд рассеяния) функция, описывающая асимптотическое поведение  $\Psi$ . Простой проекционный оператор  $P^N$ , построенный с помощью собственных функций лишь одного определенного ("a") асимптотического гамильтониана, в уравнении (8) для  $X$  не приводит к потере связи каналов с разным составом частиц (как это происходит в (1)), если из  $X$  выделена асимптотика каналов  $\beta \neq a$ .

Представлялось интересным проверить предложенный метод на хорошо изученной атомной задаче рассеяния электронов атомами водорода <sup>x/</sup>. Важно, что в этом случае нет определенности в потенциалах взаимодействия, характерной для ядерных задач. Были проведены расчеты упругого и неупругого (с возбуждением 2s -состояния атома водорода) рассеяния с учетом эффекта электронного обмена. Получено удовлетворительное согласие с данными других авторов и экспериментом. Это можно рассматривать как указание на применимость метода в общем случае задач с перераспределением частиц.

Известной проблемой многоканального подхода является последовательный учет тождественности частиц <sup>/3,10/</sup>. Недавно в этой области была выдвинута новая идея (см. <sup>/11/</sup>) об использовании в качестве базиса специальных функций (гармонических полиномов), обладающих нужными свойствами симметрии. Ю.А. Симоновым с сотрудниками был разработан аппарат для описания связанных состояний малонуклонных систем (метод К-гармоник).

К задачам рассеяния этот метод непосредственно неприменим. Разложению функции  $\Psi$  по К-гармоникам мешает в этом случае наличие волн (падающей и расходящихся), не ис-

<sup>x/</sup> Эта задача может быть рассчитана методом Друкарева-Мариотта <sup>/3/</sup>.

чезающих на бесконечности. Оказалось, что при этом ни в каком приближении нельзя пренебрегать вкладом высших гармоник. Однако после выделения асимптотических компонент  $\Psi$  - функции такое разложение может быть реализовано /12/ x/.

При этом фактически используется "смешанный" базис, как и в задачах с перераспределением частиц. Обобщение метода К-гармоник на задачи рассеяния излагается в пятой главе. Рассматривается также случай реакции, когда в начале или в конце процесса имеется три и более независимо движущихся частиц /7/.

Уравнения для описания реакций с перераспределением частиц, а также обобщенного на задачи непрерывного спектра метода К-гармоник могут быть получены и из вариационного принципа. При этом лишь немного модифицируется система алгебраических уравнений для парциальных амплитуд. Удобство такой модификации метода заключается в том, что ошибка в амплитудах оказывается величиной второго порядка относительно ошибки в пробной функции.

Методом К-гармоник было рассчитано рассеяние нейтронов на дейтонах /12/. Причем оказалось, что разумные результаты получаются даже в приближении, когда в разложении  $X$  учитывался лишь один член, соответствующий гармонике с минимальным значением глобального момента  $K$  /11/. Более точные вычисления с тремя гармониками показали, что наблюдается хорошая сходимость последовательных приближений. В настоящее время в ОИЯИ и других институтах данным методом ведутся расчеты различных процессов.

Важным вопросом теории многоканальной связи является корректность используемой процедуры редукции /13/ бесконечной системы уравнений для коэффициентов разложения волновой

x/ Независимо и одновременно идея о возможности разложения по К-гармоникам лишь части  $X$  волновой функции (отличной от нуля в ограниченной области) была предложена В.Д. Эфросом.

функции  $\Psi$  в ряд по базисным функциям (ограничение конечным числом  $(N)$  членов в разложении). К сожалению, это направление остается пока сравнительно мало исследованным. Относящиеся сюда вопросы сходимости последовательных приближений изучаемых методов обсуждаются во второй, шестой и седьмой главах.

В качестве факторов, способствующих такой сходимости, можно отметить убывание коэффициентов, осуществляющих зацепление в системах уравнений, с ростом разницы в квантовых числах смешиваемых состояний. Кроме того, в высших виртуальных состояниях "движение" осуществляется с отрицательной энергией, так как на их возбуждение не хватает энергии. Волновые же функции резко затухают в тех областях, где энергия отрицательна. Это приводит к сильному подавлению вероятности возбуждения в соответствующих каналах.

Наша цель заключается в том, чтобы найти приближенное решение, как можно более хорошо отражающее свойства точного.

В ряде случаев задача о таком наилучшем приближении допускает постановку в терминах нормированных пространств, когда в качестве меры уклонения приближенного решения  $Y_t$  от точного  $Y$  можно рассматривать норму разности  $\|Y - Y_t\|$  в определенном пространстве. Такая постановка позволяет привлечь к исследованию методы и идеи функционального анализа.

В седьмой главе рассматривается попытка такого подхода к задачам рассеяния (метод Ритца, метод наименьших квадратов) /14/. Оказывается, при этом иначе решается вопрос о сходимости последовательных приближений. Например, в ряде случаев удается ввести такую метрику, что  $\|Y - Y_t\|$  равна ошибке в искомой величине (длине рассеяния  $a$ ). Тогда сходимость  $Y_t \rightarrow Y$  по норме в этом пространстве является сходимостью в нужном физическом смысле, к тому же  $a_t$  стремится к  $a$  монотонно. Для обеспечения такой сходимости требуется лишь полнота (в соответствующем пространстве) системы



функций, в виде разложения по которым отыскивается решение. Обсуждается также проблема устойчивости численных алгоритмов решения задач многоканального рассеяния.

При практическом использовании рассматриваемых методов следует проявлять определенную осторожность: вблизи некоторых значений энергии в решении могут возникать нефизические сингулярности. Дается анализ причин такого явления.

Примером сочетания формализма многоканальной связи с моделями, описывающими структуру связанных состояний ядер, может служить учет влияния внутриядерных корреляций типа спаривания (модель сверхтекучего ядра <sup>15/</sup>) на ядерные реакции. В восьмой главе дается объяснение механизма появления "сверхтекучих" поправок.

Схема расчетов при таком сочетании практически не изменяется. Просто в элементах матрицы взаимодействия каналов появляются поправочные множители, зависящие от коэффициентов  $\mu$  и  $\nu$ , характеризующих парные корреляции нуклонов в ядре.

В последней, девятой главе рассматривается конкретная задача о туннельной проницаемости барьеров для сложных частиц. Показано, как возникают эффекты усиления такой проницаемости благодаря учету внутренней структуры сложной частицы <sup>16/</sup>, а также нарушения симметрии для вероятности преодоления асимметричных барьеров при энергии выше порога возбуждения сложной частицы <sup>17/</sup>.

Перечислим кратко основные результаты работы:

В рамках формализма многоканальной связи предложен метод описания реакций с перераспределением частиц. Он удобен для расчетов на ЭВМ, т.к. сводит задачу к решению систем обыкновенных дифференциальных и алгебраических уравнений и позволяет экономно использовать оперативную память вычислительных машин (расширяется область применимости так называемой "единой" теории ядерных реакций).

Частным случаем проблемы описания процессов с перераспределением является вопрос об учете тождественности налетающих частиц и частиц, входящих в состав мишени. Предложенный метод может оказаться особенно полезным для учета принципа Паули в ядерных задачах, не допускающих использования эффективного метода, разработанного в атомной физике <sup>x/</sup>.

Предложен способ расчета процессов рассеяния с числом свободных частиц, большим двух, в начале или конце реакции.

Показано, как метод К-гармоник, предложенный для описания связанных состояний, может быть распространен на задачи непрерывного спектра.

Обсуждаются вопросы, связанные с оценкой населенности высших виртуальных состояний и проблемой сходимости последовательных приближений в схеме сильной связи каналов. Получено доказательство такой сходимости в ряде случаев.

Рассмотрена проблема появления нефизических сингулярностей в величинах, характеризующих рассеяние. Выяснено, как может быть гарантировано устранение подобных трудностей.

Показано, что вопрос о наилучшем приближении волновой функции  $\Psi$  в задачах рассеяния допускает иногда постановку в терминах нормированных пространств. Это позволяет осуществить более основательный подход к исследованию сходимости последовательных приближений и устойчивости процедуры численного решения.

Рассматривается возможность сочетания формализма многоканальной связи с ядерной моделью, учитывающей междунуклонные корреляции типа спаривания (модель сверхтекучего ядра). Дается простая интерпретация влияния внутриядерных корреляций на различные процессы.

<sup>x/</sup> По-видимому, метод с выделением асимптотик является менее трудоемким, т.к. в подходе Друкарева-Мариотта <sup>13/</sup> с ростом числа членов, учитываемых в разложении  $\Psi$ , значительно быстрее возрастает объем расчетов.

Выяснены особенности туннельной проницаемости барьеров для сложных частиц. Дается описание эффектов усиления такой проницаемости и возможности нарушения ее симметрии при учете структуры сложной частицы.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л.Д. Фаддеев. ЖЭТФ 39, 1495 (1960).
2. Х. Фешбах. *Ann. of Phys.*, 19, 287 (1962).
3. Г.Ф. Друкарев. Теория столкновений электронов с атомами. Физматгиз, Москва, 1963.
4. Б.Н. Захарьев. Лекции. IV Всесоюзная летняя школа по ядерной физике, Киев, 1968.
5. М.А. Красносельский, Г.М. Вайникко, П.П. Забрейко, Я.Б. Рутццкий, В.Я. Степенко. Приближенное решение операторных уравнений. Наука, Москва, 1969.
6. В.Б. Беляев, С.С. Герштейн, Б.Н. Захарьев, С.П. Ломнев. ЖЭТФ 37, 1652 (1959). Препринт ОИЯИ Р-397, Дубна, 1959.
7. Б.Н. Захарьев. Изв. АН СССР 31, 1578 (1967).
8. Т.Г. Ефименко, В.П. Жигунов, Б.Н. Захарьев. *Ann. of Phys.*, 47, 275 (1968).  
Б.Н. Захарьев. Препринт ОИЯИ Р-2825, Дубна 1966.  
Б.Н. Захарьев, О. Лхагва. Изв. АН СССР 32, 264 (1968).
8. И.В. Амирханов, В.П. Жигунов, Б.Н. Захарьев. Препринт ОИЯИ Р4-2983, Дубна, 1966.
9. Т.Г. Ефименко, В.П. Жигунов, Б.Н. Захарьев. ЯФ 7, 76 (1968). Препринт ОИЯИ Р4-3300, Дубна, 1967.
10. Т.Г. Ефименко, В.П. Жигунов, Б.Н. Захарьев. Препринт ОИЯИ Р4-3209, Дубна, 1967.
11. Ю.А. Симонов. Труды проблемного симпозиума по физике ядра. Тбилиси, 1967. Москва, 1967.
12. Б.Н. Захарьев, В.В. Пустовалов, В.Д. Эфрос. Тезисы докладов XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ереван, 1969. Ленинград 1969.

13. Б.Н. Захарьев, С.Н. Соколов. *Ann. der Phys.*, 15, 183 (1965).  
Препринт ОИЯИ Р-1562, Дубна, 1964.  
И.В. Амирханов, Л.Г. Заставенко, Б.Н. Захарьев. Препринт ОИЯИ Р-2310, Дубна, 1965.  
Б.Н. Захарьев, Р.К. Калинаускас. *Ann. der Phys.*, 16, 386, 1965;  
Препринт ОИЯИ Р-1882, Дубна, 1964.
14. Т.Г. Ефименко, В.П. Жигунов, Б.Н. Захарьев. Препринт ОИЯИ Р4-4099, Дубна, 1968.
15. Б.Н. Захарьев, Препринт ОИЯИ Д-620, Дубна 1960.  
В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев. Изв. АН СССР, 25, 1152 (1961).  
В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев. ЖЭТФ 42, 1365 (1962).  
Б.Н. Захарьев, Н.И. Пятов, В.И. Фурман. ЖЭТФ 41, 1669 (1961).  
В.Б. Беляев, Б.Н. Захарьев, В.Г. Соловьев. ЖЭТФ 38, 952 (1960). Препринт ОИЯИ Р4-414, Дубна, 1959.
16. Б.Н. Захарьев, С.Н. Соколов, *Ann. der Phys.*, 14, 229 (1964).  
Препринт ОИЯИ Р-1473, Дубна 1963.
17. И.В. Амирханов, Б.Н. Захарьев. ЖЭТФ 49, 1097 (1965).  
Препринт ОИЯИ Р-1906, Дубна 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 января 1970 года.