

С-759  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

*На правах рукописи*

*В. С. СТАВИНСКИЙ*

**Термодинамические свойства модели  
оболочек и сверхтекучей модели ядра**

(055—физика атомного ядра и космических лучей)

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

г. Дубна—1971

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

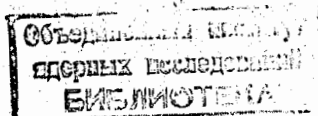
В.С. Ставинский

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК  
И СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ ЯДРА

(U55 - физика ядра и космических лучей)

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук



Г. Дубна - 1971

Работа выполнена в ордена Трудового Красного Знамени

Физико-энергетическом институте  
Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук, профессор

В.С. Барашенков

Доктор физико-математических наук, профессор

Е.В. Инония

Доктор физико-математических наук, профессор

П.Э. Немировский

Ведущая организация НИИЯФ МГУ

Автореферат разослан \_\_\_\_\_

1971 г.

Защита диссертации состоится 6 ноября 1971 г. на заседании Ученого Совета Лаборатории Теоретической физики Объединенного института Ядерных Исследований. С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ДТФ ОИЯИ.

Ученый секретарь

Лаборатории Теоретической физики  
Объединенного Института Ядерных  
Исследований

Р.А. Асвинов

Методы статистики и термодинамики были впервые использованы для описания свойств высоковозбужденных ядер еще в работах Н.Бора, Л.Ландау, Г.Бете и Я.Франкеля в 1936-1937 годах. Успешная интерпретация на этой основе широкого круга экспериментальных данных позволила применять к ядрам такие понятия как температура, энтропия, испарение (Вайскопф, 1937). Плотность резонансов составного ядра, их средние ширины, средние сечения различных процессов и их флуктуации, энергетические спектры и угловые распределения продуктов ядерных реакций, включая процесс деления - таков современный диапазон применений статистической теории ядра при умеренных энергиях возбуждения (Эрикссон, Струтинский, 1960, 1965).

Основной недостаток такого подхода заключался в том, что статистическая сумма заменяется интегралом (приближение Бетте-Зоммерфельда), что можно сделать, строго говоря, лишь в случае достаточно плотного спектра элементарных возбуждений. Кроме того, остаточные взаимодействия учитывались очень грубо введением так называемого характеристического уровня Бете-Гурвица (1951). На самом деле спектр модели оболочек имеет ярко выраженную дискретную структуру, в остаточные взаимодействия типа спаривания невозможно полностью учесть простым сдвигом начала отсчета энергии возбуждения.

Для того, чтобы учесть эти важные особенности реальных ядер было проведено систематическое исследование свойств модели оболочек с учетом парных корреляций сверхпроводящего типа. Основная цель этих исследований заключалась в установлении количественных связей между макроскопическими (средними) свойствами ядер и оболочечной структурой спектра элементарных возбуждений фермиевского типа (схема Нильссона и схема Немировского-Чепурнова с учетом остаточных взаимодействий типа спаривания). Главное внимание при этом было уделено важнейшей статистической характеристике возбужденных ядер - плотности уровней, играющей определяющую роль во всех приложениях статистического метода.

Диссертация состоит из четырех глав. Ниже кратко описывается содержание этих глав и основные результаты.

Глава 1. Специфические свойства атомных ядер как объектов статистического исследования.

Здесь обсуждаются такие характерные особенности атомных ядер как малое число частиц, конечность размеров, практическая энергетическая изоляция. Рассматриваются основные черты двух ветвей элементарных возбуждений ядер: одночастичной и коллективной. Делается вывод о том, что статистические свойства ядер при умеренных энергиях возбуждения должны определяться, в основном, фермиевской ветвью при обязательном учете остаточных взаимодействий спаривательного типа.

В этой же главе вводится представление о модельных ансамблях статистической физики. Показано, что понятие об элементарных возбуждениях (квaziчастицах) вместе с принципом суперпозиции состояний позволяет естественным образом ввести в статистику представление об ансамбле систем, функция распределения которых по состояниям в случае изолированной системы должна определяться остаточным взаимодействием между квaziчастицами. Такая трактовка ансамблей статистической физики естественным образом дает также физическую интерпретацию характеристического уровня Бете-Гурвица, играющего до сих пор важную роль во всех практических приложениях статистического метода в ядерной физике.

Глава 2. Феноменологическая теория плотности ядерных уровней и сравнение ее с опытом.

Получено общее выражение для плотности ядерных уровней как функции произвольного числа аддитивных интегралов движения. Далее рассматривается модель ферми-газа и статистические свойства заменяются интегралами. В низкотемпературном приближении статистические свойства такой модели практически определяются одним параметром  $\alpha$ , пропорциональным плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми. В соответствии с модельным толкованием ансамблей статистической физики остаточные взаимодействия в этой модели учитываются введением характеристического уровня, величина которого определяется через

энергии спаривания, полученные Немировским и Адамчуком. Далее эта модель сравнивается с экспериментальными данными с целью получения информации о параметре теории  $\alpha$  и выяснены его связи с основными особенностями фермиевской ветви спектра элементарных возбуждений ядер. Рассматривались следующие большие группы экспериментальных данных.

(а) Средние расстояния между нейтронными резонансами. Статистический анализ средних расстояний между нейтронными резонансами при энергии возбуждения, близкой к энергии связи нейтрона, показал, что параметр  $\alpha$  отчетливо коррелирует с основными особенностями спектра модели оболочек: мультиплетность состояний (Ньютон, 1956), модулирование плотности вырожденных одночастичных уровней вследствие их группировки в оболочки, инверсия порядка их заполнения за счет большой энергии спаривания на уровнях с большим значением  $j$ , наложение протонной и нейтронной оболочечных структур (зависимость от  $(N-Z)$ ). Все эти особенности, за исключением не вой, ранее в литературе не применялись во внимание. На основании этой корреляции было получено выражение для параметра  $\alpha$ , позволяющее оценивать его с точностью, не худшей экспериментальной, т.е. с разбросом около среднего значения 10-15%.

(б) Средние радиационные ширины нейтронных резонансов и энергетическая зависимость сечений радиационного захвата нейтронов. Статистический анализ таких данных позволяет получать, в отличие от предыдущего пункта, сведения о плотности уровней ядер в широком интервале энергий возбуждения и, в частности, при энергиях возбуждения, меньших энергии связи нейтрона, где возможны отклонения от модели ферми-газа. Многочисленные расчеты показывают, что в применении к радиационному захвату нейтронов с энергиями, меньшими 5-6 Мэв, статистической теория позволяет предсказать сочения захвата для разделенных изотопов не хуже, чем с точностью до множителя  $2 \pm 3$ , если параметр  $\alpha$  рассчитан на основании систематики пункта (а).

Анализ средних радиационных ширин нейтронных резонансов показал, что величина  $\Gamma_{\gamma}(A)$  определяется, в основ-

ном, статистическими факторами, а средний квадрат матричного элемента дипольных переходов испытывает колебания около среднего уровня, которые заметно коррелируют с наблюдаемыми ширинами гигантского дипольного резонанса в сечении фотопоглощения. Экстраполяция сечения фотопоглощения в область ниже порога реакции ( $\delta, n$ ) позволяет получить правильный порядок  $\Gamma_{\gamma}(A)$ , если для вычисления плотности уровней использовать феноменологию, развитую в пункте (в) этой главы. Систематическое превышение расчетного значения  $\Gamma_{\gamma}(A)$  над экспериментальным указывает на то, что модель ферми-газа дает завышенное значение плотности уровней при энергиях возбуждения, меньших энергий связи нейтрона.

(в) Спектры испарения и уравнение состояния ядер. Статистический анализ спектров неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией  $\lesssim 8$  Мэв определенно указывает на отличие уравнения состояния атомных ядер от уравнения состояния ферми-газа с феноменологическим учетом остаточных взаимодействий при энергии возбуждения, меньшей энергии связи нейтрона. Это проявляется в том, что параметр  $A$ , извлекаемый из опыта, оказывается зависящим от энергии возбуждения. В связи с этим предлагается и используется новый метод анализа спектров испарения, позволяющий получать физическую информацию об уравнении состояния атомных ядер, которую можно непосредственно сравнить с теоретическими расчетами.

Согласованность параметров  $A$ , полученных из резонансных данных и из неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 Мэв указывает на то, что при энергиях возбуждения, больших энергии связи нейтрона, модель ферми-газа с феноменологическим учетом спаривания удовлетворительно описывает средние свойства ядер.

(г) Термодинамическое описание энергетических спектров атомных ядер. Проведены расчеты термодинамических функций атомных ядер на основании статистической суммы, полученной при использовании информации о возбужденных состояниях ядер из реакций с заряженными частицами ( $(p, p')$ ,  $(d, p)$  и т.д.).

Такие расчеты позволяют представить большой спектроскопический материал в виде, удобном для сравнения с термодинамическими функциями, рассчитываемыми в различных ядерных моделях. Эти расчеты также указывают на то, что модель ферми-газа не описывает энергетическую зависимость плотности ядерных уровней при энергиях возбуждения, меньших энергии связи нейтрона.

В целом полученная в этой главе информация определенно указывает на то, что для количественного описания энергетической зависимости плотности уровней атомных ядер необходимо использовать более последовательную модель ядерной структуры, нежели модель ферми-газа с феноменологическим учетом спаривания.

Глава III. Термодинамические свойства модели оболочек и сверхтекучей модели ядра.

Влияние дискретной структуры одночастичного спектра модели оболочек на наблюдаемые средние расстояния между нейтронными резонансами было проследжено сначала на простой модели эквидистантного спектра. Было показано, что сделанный во второй главе последовательный учет в структуре параметра  $a$  всех характерных особенностей спектра модели оболочек, позволяет выделить из имеющихся данных такой эффект, как влияние степени заполнения ферми-уровня на плотность состояний ядер. Поскольку этот эффект является следствием дискретности и сильного вырождения одночастичного спектра, то можно было ожидать, что отмеченные в предыдущей главе отклонения от модели ферми-газа в значительной степени определяются этими особенностями спектра модели оболочек.

В этой модели основные уравнения выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}
 U &= \sum_i \frac{g_{iz} \epsilon_{iz}}{1 + \exp(\beta \epsilon_{iz} - \alpha_z)} + \sum_i \frac{g_{in} \epsilon_{in}}{1 + \exp(\beta \epsilon_{in} - \alpha_n)} \\
 Z &= \sum_i \frac{g_{iz}}{1 + \exp(\beta \epsilon_{iz} - \alpha_z)} \\
 V &= \sum_i \frac{g_{in}}{1 + \exp(\beta \epsilon_{in} - \alpha_n)}
 \end{aligned} \tag{I}$$

Здесь  $\beta = 1/t$ ; где  $t$  - температура,  $\alpha_z$  и  $\alpha_n$  - химические потенциалы протонной и нейтронной компонент соответственно. Суммирование проводится по одночастичным протонным и нейтронным уровням  $\epsilon_{iz}$  и  $\epsilon_{in}$  с кратностью вырождения  $g_{iz}$  и  $g_{in}$ . Для решения таких уравнений были составлены соответствующие машинные программы. Результаты расчетов с использованием схемы Нильсона показали, что отклонение от модели ферми-газа определяется дискретной структурой спектра элементарных возбуждений и особенно существенно именно при энергиях, меньших энергии связи нейтрона. Заметим, что расчет термодинамических характеристик сильно возбужденных ядер в этом случае не требует никаких дополнительных параметров, так как основные особенности схемы Нильсона были определены независимо из анализа свойств слабовозбужденных состояний ядер.

В качестве примеров были рассмотрены однокомпонентные системы в районе  $2p_{1/2}$ ,  $1g_{3/2}$  и  $1f_{7/2}$  оболочек при различной степени заполнения и различных деформациях среднего поля. В широком интервале энергий возбуждения  $U$  были рассчитаны энтропия  $S$ , температура  $t$  и величина  $a' = \frac{S^2}{4U}$ , зависящая от энергии возбуждения и устанавливающая степень отличия статистики и термодинамики модели оболочек от модели ферми-газа (в последней  $a' = \text{const}$ ).

Влияние дискретной структуры одночастичного спектра должно сказываться тем сильнее, чем выше кратность вырождения ферми-уровня и больше расстояние между уровнями. Исследование области, соответствующей заполнению  $1g_{3/2}$  оболочки ( $N = 40 \div 50$ ) показало, что  $a'$  сильно зависит от энергии возбуждения. Эта величина больше для наполовину заполненной оболочки, чем для полностью заполненной или свободной, причем это различие уменьшается с ростом энергии возбуждения. Характер изменения  $a'$  при малых энергиях возбуждения разный для разной степени заполнения оболочки. Это различие значительно больше чем в случае заполнения уровня  $2p_{1/2}$  и остается ощутимым даже при энергии возбуждения  $\sim k \omega_0$ . Для оболочки  $1g_{3/2}$  энтропия и параметр  $a'$  ведут себя различ-

ным образом для  $N = 46$  и  $N = 50$  при изменении параметра деформации  $\eta$  от 0 до 8. При заданной энергии возбуждения с ростом деформации они растут для  $N = 50$  и уменьшаются для  $N = 46$ . Если для сферического ядра разность  $S(N) - S(50)$  минимальна на краях оболочки, то для больших деформаций ( $\eta = 8$ ) энтропия оказывается минимальной для  $N = 40$  и полностью исчезает симметрия разности  $S(N) - S(50)$  относительно середины оболочки.

Результаты исследования термодинамических свойств однокомпонентной системы легко распространяются на двухкомпонентный случай (протоны, нейтроны). Показано, что для ядер с близким атомным весом ( $N_i^{60}$ ,  $N_i^{58}$ ,  $Fe^{58}$ ) значения  $t$ ,  $S$  и  $a'$  при данной энергии заметно отличаются. Так, энтропия минимальна для дважды магического ядра  $N_i^{56}$  и больше для  $N_i^{58}$  и  $Fe^{58}$ .

Для однокомпонентного случая было показано, что при уменьшении энергии возбуждения  $a'$  уменьшается для свободной (заполненной) в основном состоянии оболочки и растет для наполовину заполненной. Вследствие этого параметр  $a'$  для  $N_i^{56}$  (полностью заполненные протонная и нейтронная оболочки  $1f_{7/2}$ ) растет с энергией возбуждения значительно сильнее, чем для  $N = 28$  в однокомпонентном случае. Для  $Fe^{58}$  усиливается обратный эффект - рост  $a'$  с уменьшением энергии возбуждения. Для  $N_i^{58}$  зависимость этого параметра от энергии возбуждения для протонной и нейтронной компонент имеет различный характер и в результате наложения этих эффектов величина  $a'$  для  $N_i^{58}$  очень слабо зависит от энергии возбуждения.

Одночастичный спектр, соответствующий сильнодеформированному ядру (например,  $S_m^{152}$ ) сравнительно однороден, поэтому эффекты, обусловленные дискретной структурой одночастичного спектра, проявляются слабо. В частности, зависимость  $S$  и  $t$  от энергии возбуждения для  $S_m^{152}$  близка к обычной ферми-газовой и параметр  $a'$  практически постоянен во всем изученном интервале энергий возбуждения.

Количественное описание свойств различных ядер в модели оболочек будет иметь смысл только при учете остаточных взаимодействий сверхпроводящего типа. Основные уравнения для модели со спариванием в однокомпонентном случае выглядят следующим образом.

$$\begin{aligned}
 U &= \sum_k \varepsilon_k \left( 1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda}{E_k} + \hbar \frac{\beta E_k}{2} \right) \\
 N &= \sum_k \left( 1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda}{E_k} + \hbar \frac{\beta E_k}{2} \right) \quad (2) \\
 \frac{2}{G} &= \sum_k \frac{1}{E_k} + \hbar \frac{\beta E_k}{2}
 \end{aligned}$$

Здесь  $E_k = \sqrt{(\varepsilon_k - \lambda)^2 + \Delta_k^2}$ ,  $\lambda$  - химический потенциал,  $\Delta_k$  - корреляционная функция. Они переходят в уравнения (1) при температуре, выше критической, которая определяется из соотношений

$$\begin{aligned}
 \frac{2}{G} &= \sum_k \frac{1}{\varepsilon_k - \lambda} + \hbar \frac{\beta_{кр} (\varepsilon_k - \lambda)}{2} \\
 N &= \sum_k \left\{ 1 - \hbar \frac{\beta_{кр} (\varepsilon_k - \lambda)}{2} \right\} \quad (3)
 \end{aligned}$$

Соответствующие расчеты для большого числа четно-четных ядер были проделаны на электронно-вычислительных машинах для различных энергий возбуждения и деформаций. При этом использовались те параметры схемы Нильсона и остаточных взаимодействий, которые обычно используются в исследованиях свойств низколежащих состояний ядер (Соловьев В.Г.)

Расчеты обнаруживают аномалии в энергетической зависимости энтропии и температуры вблизи точек фазового перехода, которые лежат ниже энергии связи нейтрона. Эти аномалии еще ждут своего экспериментального подтверждения. Для большого числа ядер были проведены расчеты плотности уровней при энер-

гиях возбуждения, равных энергии связи нейтронов. Они находятся в удовлетворительном согласии с наблюдаемой плотностью уровней в резонансной области.

Необходимо отметить, что включение остаточного взаимодействия, имеющего характер спаривания, приведет к некоторому сглаживанию влияния дискретной структуры одночастичного спектра. Тем не менее роль этих двух факторов различна. Так, зависимость  $\alpha'$  от энергии возбуждения для модели невзаимодействующих частиц оказалась разной для разной степени заполнения оболочки. Включение взаимодействия типа спаривания приводит к тому, что параметр  $\alpha'$  с уменьшением энергии возбуждения уменьшается независимо от степени заполнения ферми-уровня.

Традиционный феноменологический учет остаточных взаимодействий предполагает, что энергии Бете-Гурвица в ядре с нечетным числом протонов и нейтронов равны нулю. Проведенные расчеты энергии конденсации показали, что это не так, и энергия конденсации ядра с нечетным числом нуклонов может быть достаточно велика. Однако, разность энергии конденсации ядер с четным и нечетным числом нуклонов оказывается близкой к феноменологически определенной энергии уровня Бете-Гурвица. Таким образом, проведенные расчеты объясняют экспериментально наблюдаемое при одинаковой энергии возбуждения различие плотности возбужденных состояний четных и нечетных ядер.

Надежные расчеты плотности возбужденных состояний ядер с нечетным числом нуклонов могут быть проведены только при энергии выше критической. Решение задачи о влиянии неспаренной в основном состоянии частицы на термодинамические функции модели сверхтекучего ядра еще требует дальнейших исследований.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что используемые в расчетах схемы одночастичных уровней и константы парного взаимодействия получаются из спектроскопических данных для низколежащих возбужденных состояний ядер и расчет термодинамических свойств сильновозбужденных ядер не требует никаких дополнительных параметров.

Вычисленные термодинамические функции оказываются чувствительными к изменению параметров модели и особенно константе

сперивания. Как показывает прямой расчет, они также сильно отличаются.. в ряде случаев для двух используемых в настоящее время вариантов модели оболочек (Нильссон, Немировский, Чепурнов). В этой связи особенно остро ощущается недостаток надежной экспериментальной информации о поведении плотности возбужденных состояний в зависимости от энергии возбуждения.

Для выяснения важной проблемы зависимости плотности уровней ядра от момента количества движения и связанного с ней вопроса о моменте инерции возбужденных ядер, основные уравнения решались прежде всего в приближении малых моментов количества движения. В однокомпонентном случае система четырех уравнений тогда сводится к системе трех уравнений

$$U = \sum_k \epsilon_k \left(1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{\epsilon_k} \tanh \frac{\beta \epsilon_k}{2}\right) - \frac{\Delta^2}{G} - \frac{\beta^2 M^2}{12 \mathcal{I}_n} \frac{\partial \mathcal{F}_n}{\partial \beta} \frac{\partial \mathcal{F}_n}{\partial \beta} + \frac{M^2}{\mathcal{I}_n^2} \Delta^2 \frac{\partial \mathcal{F}_n}{\partial \Delta^2}$$

$$N = \sum_k \left(1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{\epsilon_k} \tanh \frac{\beta \epsilon_k}{2}\right) + \frac{M^2}{2 \mathcal{I}_n} \frac{\partial \mathcal{F}_n}{\partial \lambda} \quad (4)$$

$$\frac{2}{G} = \sum_k \frac{\tanh \frac{\beta \epsilon_k}{2}}{\epsilon_k} + \frac{M^2}{\mathcal{I}_n^2} \frac{\partial \mathcal{F}_n}{\partial \Delta^2},$$

здесь  $M$  - проекция момента количества движения системы на ось квантования (в данном случае на ось симметрии ядра),  $\mathcal{I}_n = 2\beta \sum_k \Omega_k^2 \bar{n}_k (1 - \bar{n}_k)$  - момент инерции ядра относительно оси симметрии,  $\Omega_k$  - проекция одночастичного момента на ту же ось,  $\bar{n}_k$  - средние числа заполнения.

Численное решение системы этих уравнений на ЭВМ показало, что параметр спиновой зависимости плотности ядерных уровней  $\sigma^2$  оказывается чувствительным к дискретной структуре спектра модели оболочек и константе остаточного взаимодействия. Критическая температура и энергия конденсации зависят от полного момента системы.

Средний квадрат проекции одночастичного момента  $\langle m^2 \rangle$  был вычислен для широкой области массовых чисел при двух энергиях возбуждения (7 Мэв и 100 Мэв) и результаты расчета сравнивались

с существующими грубыми оценками  $\langle m^2 \rangle$  в квазиклассическом приближении. Показано, что для количественного описания зависимости плотности уровней ядра от его момента количества движения квазиклассические оценки непригодны.

Глава IV. О границах применимости статистического описания свойств атомных ядер.

В этой главе показано, прежде всего, что начиная со сравнительно небольшого числа частиц в системе ( $A \geq 10 + 20$ ), функция распределения частиц по уровня среднего поля, мало отличается от асимптотических функций распределения, реализующихся в больших системах. Получены условия, налагаемые на "ширину" микроканонического распределения, при которых описание в рамках канонического и микроканонического ансамблей практически совпадает. В связи с этим получено общее выражение для получения средних чисел заполнения состояний ферми-газа с конечным числом частиц.

Предложен вариант метода Дарвина-Фаулера, в котором можно учесть практическую тепловую изоляцию атомных ядер, отмеченную во введении. Количественное рассмотрение влияния тепловой изоляции на термодинамические свойства идеального ферми-газа показало, что при достаточно малых энергиях возбуждения (меньших энергии связи нейтрона) уравнения изолированной ферми-системы может в ряде случаев сильно отличаться от уравнения состояния такой системы, помещенной в термостат.

При рассмотрении вопроса о термодинамических флуктуациях в атомных ядрах прежде всего было показано, что при достаточно больших энергиях возбуждения, отклонения от равновесия можно с хорошей точностью рассматривать в рамках термодинамической теории флуктуаций. Далее, на примере анализа наблюдаемых явлений в форме спектров испарения нейтронов показано, как образом представление о флуктуациях макроскопических величин системы, помещенной в термостат, можно использовать для описания отклонения от равновесия в изолированной системе.



Диссертация основана на следующих опубликованных работах автора:

К главе I.

1. ЭЭФ, 35, 1258 (1958) (совместно с В.М. Аграновичем).
2. ЭЭФ, 34, 700 (1958) (совместно с В.М. Аграновичем).
3. Препринт ФЭИ ТФ-553 (1959) (совместно с А.В. Мельшевым и Ю.Н. Шубиным).
4. Лекции У Всесоюзной школы по ядерной физике. Ужгород (1969).

К главе II

1. *Nucl. Phys.* 58, 601 (1964) (совместно с Н. Абдельмалеком).
2. Доклад на конференцию по ядерным данным. Париж, 17-21 окт. 1966 г. *CN -23/106* (совместно с А.В. Мельшевым и Ю.Н. Шубиным).
3. Препринт ФЭИ ФМ-191 (1966) (совместно с Ю.Н. Шубиным).
4. Доклад на конференцию по ядерным данным. Хельсинки (1970) (совместно с С.М. Захаровой и Ю.Н. Шубиным).
5. Ядерная физика (1970), будет опубликовано.
6. Препринт ФЭИ-138 (1969) (совместно с Д.В. Соколовым и Л.Н. Усачевым).
7. Ядерная физика 10, 537 (1969) (совместно с Д.В. Соколовым и Л.Н. Усачевым).
8. Доклад на XX ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра, часть II, стр. 303. Ленинград 28.01 - 5.02 1970 г. (совместно с Д.В. Соколовым и Л.Н. Усачевым).
9. *Nucl. Phys.* 51, (1964) 634.
10. *Nucl. Phys.* 62 (1965) 145 (совместно с Л. Шехта).

К главе III

1. Препринт ФЭИ-188 (1969) (совместно с Игнатьком А.В.)
2. Доклад на конференцию по ядерным данным Хельсинки (1970) (совместно с А.В. Игнатьком, Ю.Н. Шубиным).
3. Препринт ФЭИ-167 (1969) (совместно с А.В. Игнатьком и Ю.Н. Шубиным).

К главе IV

1. Препринт ФЭИ-127 (1968) (совместно с Ю.Н. Шубиным).
2. Препринт ФЭИ-161 (1969) (совместно с Д.В. Соколовым).
3. Ядерная физика II, вып. 3, стр. 601 (1970).