

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М. В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ им. Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА**

2-2001-289

На правах рукописи
УДК 539.144

ТРЕТЬЯКОВА
Татьяна Юрьевна

**МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ЛЕГКИХ Λ -ГИПЕРЯДЕР
И ГИПЕРЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ
С НЕЙТРОННЫМ ИЗБЫТКОМ**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2001

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
Д.Е. Ланской (ОФАЯ НИИЯФ МГУ)

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Л.Д. Блохинцев
(ОЯСМ НИИЯФ МГУ)
кандидат физико-математических наук
В.Н. Фетисов (ФИАН)

Ведущая организация: Институт общей и ядерной физики
РНЦ "Курчатовский институт"

Защита диссертации состоится "____" _____ 2002 года в
"____" часов на заседании диссертационного совета К501.001.06 в
Научно-исследовательском институте ядерной физики МГУ по адре-
су: 119992, Москва, Воробьевы горы, НИИЯФ МГУ, 19-й корпус, ау-
дитория 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ.

Автореферат разослан "____" _____ 2002 года.

Ученый секретарь диссертационного со-
вета К501.001.06 кандидат физико-
математических наук



О.В. Чуманова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность задачи.

Гиперядра, то есть ядра, в которых один или несколько нуклонов замещены барионами, имеющими ненулевую странность, представляют собой уникальную "лабораторию" для изучения собственно ядерной структуры, и, особенно, для исследования свойств барионных взаимодействий. На данном этапе, пожалуй, главной задачей остается получение "реалистического" гиперон-нуклонного взаимодействия. Экспериментальные возможности по гиперон-нуклонному рассеянию при низких энергиях ограничены малым временем жизни гиперонов и, соответственно, низкой статистикой, и основным источником информации на данный момент служит спектроскопия гиперядер. Однако следует учесть, что взаимодействия барионов в гиперядрах являются эффективными и отличаются от вакуумных, и анализ экспериментальных данных требует применения и развития микроскопических методов. Одним из самых перспективных методов расчета структуры гиперядер является метод Хартри-Фока с использованием скирмовской параметризации барионных взаимодействий. Прозрачная структура скирмовских сил позволяет проследить взаимосвязь между свойствами гиперон-нуклонного взаимодействия и характеристиками гиперядер, а самосогласованность метода – изучить влияние гиперона на нуклоны остова.

В настоящее время накоплена богатая экспериментальная информация о спектрах Λ -гиперядер со странностью $S = -1$, и существенный скачок в данной области произошел в восьмидесятые годы в связи с освоением интенсивных мезонных пучков. Исследования, проведенные в первую очередь в Брукхэйвенской Национальной лаборатории (BNL, США) и Национальной лаборатории высоких энергий (КЕК, Япония) с использованием реакций (K^-, π^-) и (π^+, K^+) , позволили получить спектры гиперядер в широкой области от гелия до свинца. В ближайшее время планируется включение в программу исследований Λ -гиперядер Джефферсоновской национальной лаборатории (JLNAF, США) и ϕ -фабрики DAΦNE (Италия). Теоретические расчеты в целом успешно предсказывают энергии состояний в гиперядрах. Однако характерной особенностью теоретических работ, посвященных анализу спектров Λ -гиперядер, является то, что их результа-

том обычно оказывается несколько гиперон-нуклонных потенциалов, порой существенно различных, одинаково хорошо описывающих экспериментальные данные. Это означает что имеющиеся данные недостаточны для однозначного определения гиперон-нуклонного взаимодействия.

Таким образом, являются актуальными следующие задачи:

1. Дальнейшее развитие микроскопических методов описания структуры гиперядер;
2. Изучение взаимосвязи между свойствами гиперон-нуклонного взаимодействия и характеристиками гиперядер, а также изменения характеристик нуклонного остова под влиянием гиперона;
3. Изучение экзотических гиперядерных систем, например нейтроноизбыточных гиперядер;
4. Исследование вопроса о механизме образования таких экзотических гиперядер.

Целью диссертации является развитие микроскопических методов расчета структуры легких Λ -гиперядер; изучение влияния гиперона на структуру нуклонного остова и исследование гиперядерных систем с нейтронным избытком; исследование механизма образования гиперядер с нейтронным гало в реакции (K^- , π^+) через образование малой примеси виртуального Σ^- -гиперона и оценка выходов такой реакции на остановившихся каонах.

Научная новизна работы. В хартри-фоковский (ХФ) подход с потенциалом Скирма введены гиперядерные взаимодействия, зависящие от плотности и рассмотрен вопрос об их эквивалентности трехчастичному ΛNN -взаимодействию. Введена характеристика ΛN -взаимодействия - сжимающая способность - определяющая характер и величину поляризации гиперядерного остова. В приближении Хартри-Фока рассчитаны свойства легких Λ -гиперядер с нейтронным избытком, и впервые изучена зависимость их характеристик от свойств ΛN -взаимодействия. Предложен метод расчета Σ^- -гиперонной компоненты в Λ -гиперядрах, и изучен ее вклад в легких нейтроноизбыточных гиперядрах. Впервые изучен механизм образования нейтроноизбыточных гиперядер через Σ -компоненту как вход-

ное состояние, и проведен расчет выходов в одноступенчатой реакции образования Λ -гиперядер на остановившихся каонах (K^- , π^+).

Научная и практическая ценность работы. Проведенное в диссертации развитие формализма ХФ подхода для гиперядер и изучение вопросов поляризации нуклонного остова гипероном имеет значение для дальнейшего развития теоретических моделей гиперядер. Предсказанные свойства нейтроноизбыточных гиперядер интересны с точки зрения экспериментального изучения как экзотических гиперядер, так и нуклонных систем с нейтронным гало. Изучение механизмов и расчет выходов реакции образования нейтроноизбыточных гиперядер (K^- , π^+) на остановившихся каонах необходимы для постановки планируемых в КЕК и ДАФНЕ экспериментов.

На защиту выносятся следующие основные результаты:

1. Подход Хартри-Фока с взаимодействием Скирма обобщен для случая гиперядерных взаимодействий, зависящих от плотности. Рассмотрен вопрос об эквивалентности тройных сил и сил, зависящих от плотности для гиперон-нуклонного взаимодействия. ΛN -силы, пропорциональные плотности нуклонов, не эквивалентны трехчастичному взаимодействию, но нарушение эквивалентности для легких гиперядер с симметричными остовами чрезвычайно мало. Показано, что практически одни и те же значения энергий связи легких гиперядер могут быть получены с ΛN -силами, пропорциональными различным степеням нуклонной плотности, а также при различных амплитудах тройных сил.
2. В простой самосогласованной модели рассмотрена связь между свойствами гиперон-нуклонного и нуклон-нуклонного взаимодействий и изменением радиуса (поляризацией) остова гиперядра. Введенная характеристика ΛN -взаимодействия - сжимающая способность - определяет характер и величину поляризации гиперядерного остова. Сжимающей способностью определяется также зависимость энергии связи гиперона в бесконечной ядерной материи и в конечных гиперядрах от свойств насыщения выbranного NN -взаимодействия, а также величина погрешности, совершаемой при вычислении B_Λ без учета поляризации остова.
3. В приближении Хартри-Фока рассчитаны свойства легких Λ -

гиперядер с нейтронным избытком. Отмечена нетривиальная по сравнению с обычными гиперядрами зависимость энергий слабосвязанных нейтронов от вклада трехчастичного ΛNN -взаимодействия, от спин-орбитального потенциала, действующего на нейтрон(ы) гало, от ядерной несжимаемости. Изменение характеристик нейтронного гало в гиперядрах может приводить к изменению порядка уровней, а также к существованию гиперядер с несвязанным нуклонным остовом (${}^{\Lambda}_{11}\text{Li}$ и ${}^{\Lambda}_{11}\text{He}$). Показано, что зависимость энергий связи гиперона от нейтронного избытка при фиксированном A определяется свойствами ΛN -взаимодействия, а также связана с величиной нуклонной плотности в центральной области гиперядра.

4. Предложен метод расчета смешивания Λ - и Σ^- -состояний в Λ -гиперядрах, и изучен ее вклад в легких нейтроноизбыточных гиперядрах ${}^{\Lambda}_{12}\text{Be}$ и ${}^{\Lambda}_{16}\text{C}$. Пространственное распределение Σ -гиперона имеет необычный эксцентрический характер – волновая функция смещена из центра к внешней области ядра благодаря связи с волновой функцией нейтронного гало, обладающей большим пространственным распределением. Вероятности Σ -компоненты малы из-за небольшого перекрывания волновых функций гало и других барионов и составляет сотые доли процента.
5. Предложен механизм образования нейтроноизбыточных гиперядер через Σ -компоненту как входное состояние, и проведен расчет выходов в одноступенчатой реакции образования Λ -гиперядер на остановившихся каонах (K^-, π^+). Абсолютные значения выходов на один каон не превышают величины 10^{-6} , что не противоречит экспериментальным данным. Проведенный анализ показал сильную зависимость результатов от недиагонального потенциала перехода $V(\Sigma^- p \leftrightarrow \Lambda n)$, в определении которого на данный момент существует много неопределенностей.

Апробация работы и публикации. Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались на XXIII и XXV международных симпозиумах Института Ядерных Исследований, Токио, Япония, 1995 и 1996, международной конференции "Мезоны и легкие ядра" в Страже, Чехия, 1995, международной конференции "Успе-

хи ядерной физики” в Салониках, Греция, 1997, на международной школе-семинаре ”Физика тяжелых ионов” в Дубне, Россия, 1999, на международной конференции по физике странных частиц и физике гиперядер НУР-2000 в Турине, Италия, 2000. Основные результаты опубликованы в 8 работах, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Работа изложена на 105 страницах, включая 14 рисунков, 15 таблиц и список литературы, содержащий 113 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обосновывается актуальность темы диссертации, формулируется ее цель, описывается последовательность изложения материала и кратко характеризуются методы исследования.

Глава 1 посвящена расчетам структуры легких гиперядер в рамках теории Хартри-Фока (ХФ). В **разделе 1.1** представлен краткий обзор используемых в настоящее время микроскопических методов расчета структуры гиперядер, и выделена роль метода ХФ с единой скирмовской параметризацией NN - и ΛN -сил. Преимущества такого типа взаимодействий связаны, с одной стороны, с относительной простотой соответствующих расчетных схем, с другой стороны – с возможностью гибкого учета различных свойств ядерных сил. В **разделе 1.2** дан краткий обзор применения метода Скирма-Хартри-Фока для обычных ядер.

Представленный в **разделе 1.3** формализм ХФ расчетов для гиперядер основан на скирмовской параметризации ΛN -взаимодействия

$$\begin{aligned}
 V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_\Lambda, \mathbf{r}_q) = & \lambda_0(1 + \xi_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) + \\
 & + \frac{1}{2} \lambda_1(1 + \xi_1 P_\sigma) \left[\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) + \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) \mathbf{k}'^2 \right] \\
 & + \lambda_2(1 + \xi_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) \mathbf{k} + \mathbf{V}_3^\Lambda + \\
 & + i\Omega_+ \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) \{(\boldsymbol{\sigma}_\Lambda + \boldsymbol{\sigma}_q) \times \mathbf{k}\} + \\
 & + i\Omega_- \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_q) \{(\boldsymbol{\sigma}_\Lambda - \boldsymbol{\sigma}_q) \times \mathbf{k}\}
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь оператор импульса относительного движения \mathbf{k} действует на правую обкладку матричного элемента, а \mathbf{k}' – на левую, P_σ - оператор

перестановки спинов, $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \xi_0, \xi_1, \xi_2$, а также Ω_+, Ω_- (соответствуют симметричному и антисимметричному спин-орбитальному взаимодействию) – параметры ΛN -взаимодействия, индексы Λ и $q = p, n$ обозначают тип бариона (индекс N обозначает полные плотности нуклонов). Данный формализм носит более общий характер по сравнению с известными из литературы [M. Rayet, Nucl. Phys. **A367** (1981) 381] за счет введения дополнительных параметров по аналогии с ядерным ХФ. Наиболее актуальным является введение зависимости ΛN -взаимодействия от плотности. Ранее было обнаружено, что хорошо воспроизвести энергии связи гиперядер невозможно без учета многочастичных эффектов, и в схему расчетов были включены тройные ΛNN -силы. В нашей работе рассмотрены ΛN -силы, зависящие от нуклонной плотности, и изучен вопрос об их эквивалентности ΛNN -взаимодействию. Показано, что в отличие от ядерного взаимодействия, тречастичные ΛNN -силы:

$$\mathbf{V}_3^\Lambda = \lambda_3 \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_1) \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_2) \quad (2)$$

и ΛN -взаимодействие, зависящее от плотности нуклонов ρ_N

$$\mathbf{V}_3^\Lambda = \frac{1}{2} \lambda_3 (1 + \xi_3 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) \rho_N^\gamma \left(\frac{1}{2} (\mathbf{r}_\Lambda + \mathbf{r}_N) \right) \quad (3)$$

не эквивалентны даже при $\gamma = 1$. Эквивалентность сил (2) и (3) выполняется, однако, приближенно, в пренебрежении кулоновскими эффектами при $Z = N$, что соответствует большинству изученных легких гиперядер. Для гиперядер с большим различием между распределением протонов и нейтронов (например, нейтроноизбыточные системы) различие сил (2) и (3) при $\gamma = 1$ может быть весьма существенным.

В разделе 1.4 собраны используемые в диссертации параметризации ΛN - и NN -взаимодействий. В настоящее время имеется большое число параметризаций ΛN -сил, хорошо описывающих экспериментальные данные. Как правило, они включают умеренные тройные силы и обладают некоторой нелокальностью при слабом взаимодействии в P -волне. Вместе с тем представляют интерес расчеты с потенциалами Скирма, в которых отдельные члены равны нулю либо, наоборот, экстремально увеличены. Поскольку отдельные слагаемые в скирмовском потенциале имеют четкую физическую интерпретацию,

сравнительный анализ таких расчетов позволяет выявить определенные свойства ΛN -взаимодействия.

В разделе 1.5 рассмотрен вопрос о роли многочастичных эффектов в ΛN -взаимодействии: на примере гиперядер ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$ и ${}_{\Lambda}^{17}\text{O}$ сделана попытка качественно понять, необходимы ли для описания спектров тройные силы, насколько нарушается эквивалентность между ними и силами, зависящими от нуклонной плотности, какова степенная зависимость от плотности.

Наши расчеты показали, что переход от ΛN -сил, зависящих от нуклонной плотности как $\rho_N^{2/3}$, к трехчастичному взаимодействию существенно не влияет на энергии связи гиперона B_{Λ} . Более того, можно построить семейства многочастичных взаимодействий с различными параметрами и различной зависимостью от плотности, дающие практически одни и те же значения B_{Λ} в легких ядрах. Однако оказывается невозможным построить чисто двухчастичное взаимодействие, одновременно воспроизводящее хотя бы пару значений B_{Λ} . Следует также отметить, что если для сил, зависящих от плотности, влияние поляризации остова незначительно, то в случае двухчастичного взаимодействия пренебрежение эффектом поляризации приводит к существенной недооценке значения B_{Λ} .

Вопрос о поляризации нуклонного остова гиперядра и о ее зависимости от свойств ΛN -сил рассмотрен в разделе 1.6. Обзор литературы по данному вопросу показывает, что влияние гиперона на нуклоны остова не сводится к его простому сжатию, и различные компоненты ΛN -взаимодействия по-разному влияют на нуклоны. В результате нуклонный остов может как сжиматься, так и расширяться, и степень изменения его характеристик зависит от свойств как NN -сил (несжимаемости K), так и ΛN -взаимодействия. Данный вопрос приобрел в последнее время особую актуальность в связи с появлением первых экспериментальных оценок сжатия нуклонного остова в ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ [K. Tanida et al., Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1982].

Фешбах [H. Feshbach, in Proc. Summer School Meeting on Kaon Phys. and Facilities. BNL 50579 Brookhaven, 1976, p. 391] предложил качественную модель для исследования поляризации остова гиперядра, рассматривающую нуклонный остов как сферический осколок ядерной материи. Для простого локального двухчастичного взаимодействия в его модели установлено простое соотношение для относитель-

ного изменения радиуса остова гиперядра R :

$$\delta R = (R_{(\Lambda}^{A+1}Z) - R(AZ))/R(AZ) = -(D_{\Lambda} + 2B_{\Lambda})/AK. \quad (4)$$

Здесь B_{Λ} - энергия связи гиперона в основном состоянии данного гиперядра, D_{Λ} - его энергия связи в бесконечной ядерной материи.

В разделе 1.6.1 представлена простая модель, построенная нами на основе модели Фешбаха для случая сложного ΛN -взаимодействия. Эта модель дает качественную систематическую картину того, как свойства ΛN -сил проявляются в эффекте поляризации. Показано, что взаимосвязи поляризационных характеристик и их зависимость от свойств взаимодействия могут быть выражены в терминах одной величины - сжимающей способности ΛN -взаимодействия $K_{\Lambda} = -k_0 \left. \frac{\partial E_{\Lambda}}{\partial k_F} \right|_{k_0}$ (k_0 - значение фермиевского импульса k_F в точке насыщения): $\delta R = -K_{\Lambda}/AK$. При $K_{\Lambda} > 0$ имеет место сжатие, при $K_{\Lambda} < 0$ - расширение остова. Разность полных энергий остова гиперядра и соответствующего ядра равна: $E^* = \frac{1}{2} \frac{K_{\Lambda}^2}{AK}$, а изменение энергии связи гиперона за счет поляризации ядерного остова: $\delta B_{\Lambda} = \frac{1}{2} \frac{K_{\Lambda}^2}{AK}$.

В разделе 1.6.2 проведен анализ свойств K_{Λ} на примере взаимодействия скирмовского типа. Полученное выражение для K_{Λ} через характеристики Λ -гиперона в гиперядре и в материи:

$$K_{\Lambda} = D_{\Lambda} + 2B_{\Lambda} - \left(1 - \frac{m_{\Lambda}^*}{m_{\Lambda}}\right) \left(\frac{6}{5} \frac{\hbar^2}{2m_{\Lambda}^*} k_0^2 + 3D_{\Lambda} - 3B_{\Lambda}\right) - \frac{9}{8} \gamma \lambda_3 \rho_0^{1+\gamma}, \quad (5)$$

является справедливым как для тройных сил (2) (при $\gamma = 1$), так для сил, зависящих от плотности (3).

В случае отсутствия нелокальности и многочастичных эффектов ($m_{\Lambda}^* = m_{\Lambda}$ и $\lambda_3 = 0$) формула (5) воспроизводит соотношение Фешбаха (4) для сжатия остова.

Несмотря на то, что наша модель основана на представлении нуклонного остова как осколка бесконечной ядерной материи, она дает даже для легких систем правильную качественную трактовку поляризации остова гиперядра. На рис. 1 проведено сравнение полученных в ХФ расчетах Λ -зависимостей величин радиального сжатия остова $-\delta R$ и изменения кулоновской энергии δE_C (в процентах) из работы [J. Žofka, Czech. J. Phys. **В30** (1980) 95] с нашими модельными расчетами. Взаимодействие $SA1$ является чисто сжимающим, и для него

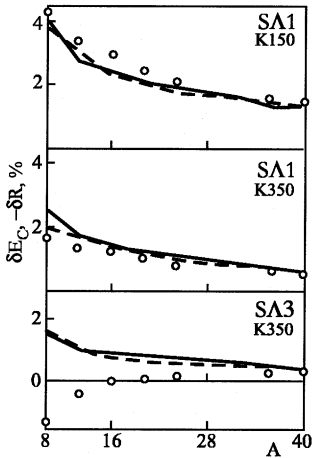


Рисунок 1: Изменение радиуса и кулоновской энергии остова для различных ΛN - и NN -взаимодействий как функция A . Кривые – ХФ расчеты [J. Žofka, Czech. J. Phys. **B30** (1980) 95] ($-\delta R$ – сплошная кривая, δE_C – штриховая), точки – модельные расчеты.

модель хорошо передает зависимость δR и δE_C как от A , так и от K . Для взаимодействия $SA3$ с существенной нелокальностью модель воспроизводит уменьшение величины сжатия за счет нелокальности и величину сжатия при $A \approx 40$. В то же время при $A \leq 16$ результаты ХФ расчетов и модельные предсказания сильно расходятся.

В разделе 1.7 рассмотрен вопрос, связанный с зависимостью характеристик гиперядер от NN -взаимодействия, а именно, зависимость B_Λ от центральной ядерной плотности. На примере расчетов с различными NN -потенциалами показано, что значения B_Λ определенно коррелируют со среднеквадратичным радиусом $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ ядра-остова: четко прослеживается закономерность: B_Λ растет с уменьшением $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ (т. е. при увеличении средней ядерной плотности) при $K_\Lambda > 0$, падает при $K_\Lambda < 0$ и остается примерно постоянной при $K_\Lambda \approx 0$. Таким образом, зависимость B_Λ от распределения нуклонной плотности ядра-остова определяется сжимающей способностью ΛN -взаимодействия.

Таким образом в простейшей самосогласованной модели показано, что введенная характеристика ΛN -взаимодействия – сжимающая способность K_Λ – определяет характер и величину поляризации ги-

перядерного остова. K_Λ определяет также зависимость D_Λ , а, следовательно, и характеристик конечных ядер от свойств насыщения выбранного NN -взаимодействия, чувствительность к этим свойствам самих поляризационных характеристик, величину погрешности, совершаемой при вычислении B_Λ без учета поляризации остова.

После появления в арсенале ядерной физики радиоактивных пучков стало возможным исследование ядер, удаленных от линии β -стабильности. Особый интерес представляет нейтронное гало – значительная протяженность нейтронной плотности в легких ядрах с нейтронным избытком. Особенностью таких систем является очень малая энергия связи внешних нейтронов, и их отклик на появление гиперона должен быть более ярко выражен. Связующая роль гиперона должна, по идее, проявиться в данном случае наиболее отчетливо, поскольку появляется шанс обнаружить гиперядерные системы с нестабильным ядерным остовом (например, ${}^{\Lambda}_{11}\text{Li}$, в нуклонном остове которого, ${}^{10}\text{Li}$, нет связанных состояний). С другой стороны, гиперядра с нейтронным гало позволяют протестировать гиперядерные взаимодействия при низких плотностях, в частности, лучше выявить роль ΛN -сил, зависящих от плотности, или трехчастичных ΛNN -сил.

В **Главе 2** представлены рассчитанные характеристики сильно нейтроноизбыточных Λ -гиперядер, обладающих нейтронным гало (типа ${}^{\Lambda}_9\text{He}$, ${}^{\Lambda}_{11}\text{Li}$, ${}^{\Lambda}_{12}\text{Be}$, ${}^{\Lambda}_{16}\text{C}$) и показано, что эти характеристики весьма чувствительны к деталям ΛN -взаимодействия, не проявляющимся в структуре ”обычных” гиперядер.

Раздел 2.1 посвящен проблеме описания структуры легких ядер с нейтронным гало в рамках метода ХФ. Традиционный подход не позволяет воспроизвести необычные свойства нейтронного гало, и в своих расчетах мы использовали процедуру перенормировки одночастичного потенциала, действующего на внешние нейтроны [G. F. Bertsch, V. A. Brown, H. Sagawa, Phys. Rev. C **39** (1989) 1154].

В **разделе 2.2** проведен обзор теоретических работ, посвященных Λ -гиперядрам с нейтронным гало. Интерес к таким системам возник в связи с появлением новых экспериментальных возможностей. L. Majling [Nucl.Phys. **A585** (1995) 211c] обратил внимание на возможность образования нейтроноизбыточных гиперядер в реакции (K^- , π^+) и предложил систематику легких гиперядер от водорода до кислорода. Расчеты структуры нейтроноизбыточных гиперядер вы-

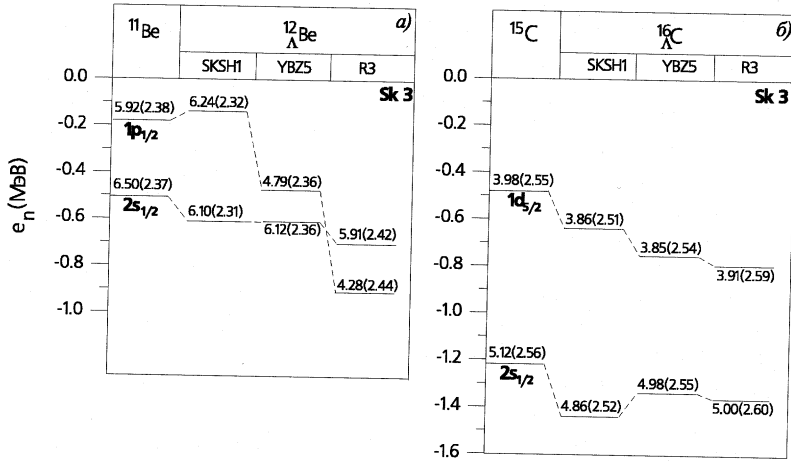


Рисунок 2: Одночастичные энергии внешних нейтронов ϵ_n в $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$ (а) и $^{16}_{\Lambda}\text{C}$ (б). Численно приведены значения (в фм) $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ последних нейтронных орбиталей и ядерных остовов ^{10}Be , ^{14}C (в скобках). ΛN -взаимодействия - SKSH1, YBZ5, и R3. NN -взаимодействие - Sk3.

полнены, помимо наших работ, для изотопов $_{\Lambda}\text{He}$ в рамках кластерной модели и $_{\Lambda}\text{Ne}$ в релятивистской модели Хартри-Боголюбова.

В разделе 2.3 диссертации представлены наши расчеты структуры нейтроноизбыточных гиперядер p -оболочки. Использование метода ХФ с силами Скирма позволяет изучить поляризацию как нейтронного гало, так и остова $A-2Z$ в гиперядре $_{\Lambda}AZ$ в зависимости от свойств ΛN -взаимодействия, а именно от вклада многочастичных эффектов.

В разделе 2.3.1 представлены результаты наших расчетов для $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$ и $^{16}_{\Lambda}\text{C}$. В используемой расчетной схеме основное состояние ^{11}Be ($1/2^+$) и возбужденное ($1/2^-$) описываются как остов $^{10}\text{Be}(0^+)$ и нейтрон в чистом $2s_{1/2}$ или $1p_{1/2}$ -состоянии соответственно. Аналогично, основной ($1/2^+$) и первый возбужденный ($5/2^+$) уровни в ^{15}C рассматриваются как $2s_{1/2}$ и $1d_{5/2}$ -состояния нейтрона. Возможное смешивание конфигураций для простоты не учитываются.

Результаты представлены на рис. 2. Видно, что энергия состояния гало $1p_{1/2}$ в $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$ сильно зависит от свойств ΛN -взаимодействия. Наиболее неожиданный результат получен для набора параметров SKSH1, сжимающего остов: несмотря на притяжение гиперона, его появление выталкивает уровень гало наверх к порогу. Расширяющее

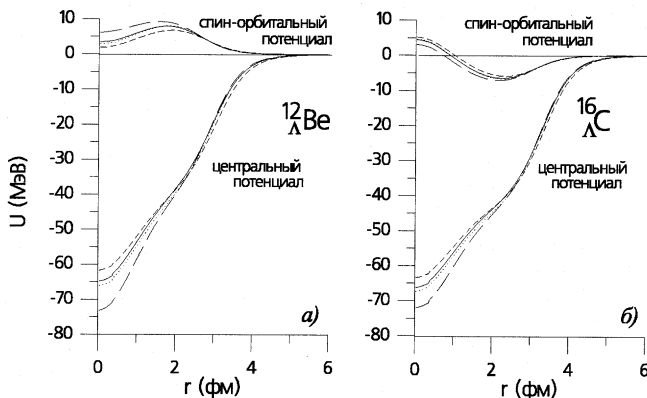


Рисунок 3: а) Одночастичные потенциалы, действующие на нейтрон гало в ^{11}Be (сплошная линия) и в $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$ для различных параметризаций ΛN -потенциала SKSH1 (длинный пунктир), R3 (короткий пунктир), и YBZ5 (точечная линия). NN -потенциал – Sk3. б) Те же кривые для ^{15}C и $^{16}_{\Lambda}\text{C}$.

остов взаимодействие R3 приводит к тому, что состояние $1p_{1/2}$ опускается глубже и становится основным состоянием в $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$. Слабополяризуемое взаимодействие YBZ5 представляет промежуточный случай. В свою очередь $1d_{5/2}$ -состояние нейтрона в $^{16}_{\Lambda}\text{C}$ гораздо менее чувствительно к выбору ΛN -взаимодействия – во всех трех случаях энергия связи последнего нейтрона увеличивается. Величина e_n для различных ΛN -потенциалов варьируется в пределах 0,2 МэВ, тогда как в случае $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$ эта разница достигает 1 МэВ. Что касается $2s$ -состояния нейтрона, оно почти не реагирует на появление гиперона.

Чтобы прояснить механизм взаимодействия между поляризацией компактного нуклонного остова и свойствами нейтронов гало, сравним одночастичные потенциалы, действующие на последний нейтрон в ядре и соответствующем гиперядре. На рис. 3 приведены центральные и спин-орбитальные (СО) одночастичные потенциалы в ^{11}Be и $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$ (рис. 3а), и в ^{15}C и $^{16}_{\Lambda}\text{C}$ (рис. 3б). Поляризация остова гипероном имеет два следствия. Например, в случае сжатия распределение плотности остова, а, следовательно, и центральный потенциал становятся несколько уже. Поскольку последний нейтрон в p - и d -состояниях находится в основном во внешней области, он реагирует на это очень небольшое уменьшение области действия потенциала сильнее, чем на дополнительное притяжение гиперона в центре.

Таблица 1: Энергии связи B_Λ (МэВ) в ${}^{13}_\Lambda Z$ для различных ΛN -потенциалов.

NN -потенциал	ΛN -потенциал	${}^{13}_\Lambda \text{Be}$	${}^{13}_\Lambda \text{B}$	${}^{13}_\Lambda \text{C}$
	SKSH1	10.7	11.6	12.4
Sk3	YBZ5	11.1	11.3	11.2
	R3	13.2	12.1	11.4

Таким образом, эффективно центральный потенциал становится менее притягивающим. При этом величина SO потенциала пропорциональна производной нуклонной плотности, и, соответственно, в случае сжатия она увеличивается, поскольку граница остова становится более резкой. Изменения центрального и спин-орбитального потенциала действуют в одном направлении в случае состояния $1p_{1/2}$ (здесь возросший SO потенциал является отталкивающим), и компенсируют друг друга для состояния $1d_{5/2}$ (притягивающий SO -потенциал). Таким образом, несмотря на притяжение гиперона, состояние $1p_{1/2}$ становится менее связанным, в то время как положение уровня $1d_{5/2}$ изменяется слабо.

В случае увеличения радиуса остова происходят противоположные изменения: центральный потенциал становится более широким, SO потенциал уменьшается, в случае состояния нейтрона $1p_{1/2}$ возникает осязательное дополнительное притяжение.

$2s$ -нейтроны находятся значительную часть времени в центральной области, поэтому уменьшение радиуса центрального потенциала для $2s$ -состояний оказывается несущественным.

Рассмотренные выше свойства проявляются и в других нейтроноизбыточных гиперядрах. В разделе 2.3.2 представлены качественные расчеты для ${}^{11}_\Lambda \text{Li}$. Показано, что если существует связанное состояние ${}^{11}_\Lambda \text{Li}$, то наиболее вероятно, что это $1p$ -гало. В случае наиболее нейтроноизбыточного гиперядра ${}^{11}_\Lambda \text{He}$ (раздел 2.3.3), существование связанного состояния также сильно зависит от свойств ΛN -взаимодействия.

В разделе 2.4 рассмотрена зависимость энергии связи Λ гиперона от Z при фиксированном A . В табл. 1 представлены результаты ХФ-расчетов для гиперядер с $A = 12$. Среди ядер с $A=12$ наибольшей нуклонной плотностью в центре обладает ${}^{12}\text{C}$, B_Λ падает с ростом нейтронного избытка для чисто двухчастичного ΛN -потенциала (SKSH1), и растет в случае сильного ΛNN -взаимодействия (R3).

Таким образом зависимость B_Λ от нейтронного избытка при фиксированном A , во-первых, чувствительна к свойствам ΛN -сил, и, во-вторых, непосредственно связана с нуклонной плотностью в центральной области ядра.

Безусловно интересным является вопрос экспериментального наблюдения гиперядер с нейтронным гало. Такие системы могут быть получены в реакциях (K^-, π^+) и (π^-, K^+) . В эксперименте КЕК на остановившихся каонах, главной целью которого было изучение Σ -гиперядер, Λ -гиперядра в первой из реакций не были зарегистрированы [К. Kubota et al., Nucl. Phys. **A602** (1996) 327], получены лишь ограничения на выходы ${}_{\Lambda}^{12}\text{Be}$, ${}_{\Lambda}^{16}\text{C}$ и ${}_{\Lambda}^9\text{He}$ сверху. При этом отмечено, что для планирования специального эксперимента необходимы теоретические оценки выходов. Аналогичный эксперимент обсуждается также на ϕ -фабрике DAΦNE.

Обсуждаемые реакции могут происходить двумя путями. Во-первых, это двухступенчатый механизм с обменом странностью и зарядом (например, $K^- p \rightarrow \pi^0 \Lambda$ и $\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n$). В **Главе 3** рассмотрен другой механизм рождения нейтроноизбыточных Λ -гиперядер – в одноступенчатом процессе $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ через образование малой примеси виртуального Σ^- -гиперона, и сделаны оценки выходов такой реакции на остановившихся каонах.

Поскольку разность масс Σ^- и Λ -гиперонов составляет лишь 80 МэВ, можно ожидать, что примесь Σ^- -состояний в Λ -гиперядрах по крайней мере не меньше, чем примесь Δ -изобарных состояний в ядрах. Обзору теоретических работ по данной проблематике посвящен **раздел 3.1**. Подробно роль связи каналов ΛN и ΣN на данный момент проиллюстрирована на примере легчайших гиперядер. Наиболее оптимистичные оценки вероятности Σ -компоненты достигают 1,9% (для состояния 0^+ в ${}_{\Lambda}^4\text{He}$) [Y. Akaishi et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3539]. Последовательных расчетов смешивания для более тяжелых гиперядер не проводилось. Следует также отметить, что до настоящего времени почти не обсуждались возможности прямой идентификации Σ -компоненты. Изучение реакций (K^-, π^+) и (π^-, K^+) с образованием Λ -гиперядер может впервые дать соответствующую информацию.

В **разделе 3.2** изложен метод оценки выходов Λ -гиперядер в реакции на остановившихся каонах. Для расчета выходов используется

стандартный метод, предложенный в работе [J. Hüfner et al., Nucl. Phys. **A234** (1974) 429]. В данной реакции каоны каскадируют по боровским орбитам, с которых и происходит захват с последующим образованием гиперядер. Выход реакции на один остановившийся каон пропорционален квадрату матричного элемента:

$$R \sim |T|^2 = \left| \left\langle JM, \pi(\mathbf{r}) \left| \sum_{i=1}^A t_{(K \rightarrow \pi)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) X(i) \right| K(\mathbf{r}), J_0 M_0 \right\rangle \right|^2, \quad (6)$$

где $\pi(\mathbf{r})$ – искаженная волна пиона, $K(\mathbf{r})$ – атомная волновая функция каона, $|JM\rangle$ и $|J_0 M_0\rangle$ – волновые функции гиперядра и ядра мишени, $t_{(K \rightarrow \pi)}$ – амплитуда элементарного процесса, $X(i)$ – оператор, конвертирующий нуклон в гиперон. Сильное поглощение пионов в нуклонной среде учитывается нами в искаженной волновой функции, построенной в теории Глаубера. Тестовые расчеты для реакции $^{12}\text{C}(K^-, \pi^-)^{12}\text{C}$ дали хорошо согласующиеся с остальными теоретическими расчетами результаты, которые, однако, существенно ниже экспериментальных оценок.

В разделе 3.3 представлен наш формализм для расчетов $\Lambda\Sigma$ -смешивания. Состояние Λ -гиперядра рассматривается как суперпозиция основной Λ -составляющей и небольшого вклада Σ -состояния. Например $|\Lambda^{12}\text{Be}\rangle = \psi_\Lambda + \psi_\Sigma$, где $\psi_\Lambda = \alpha|^{11}\text{Be} \otimes \Lambda\rangle$ и $\psi_\Sigma = \beta|^{11}\text{B} \otimes \Sigma^-\rangle$. Это представление приводит к задаче двух связанных каналов:

$$\begin{aligned} (T_\Lambda + U_{\Lambda\Lambda}) |\psi_\Lambda\rangle + U_{\Sigma\Lambda} |\psi_\Sigma\rangle &= e_\Lambda |\psi_\Lambda\rangle \\ U_{\Lambda\Sigma} |\psi_\Lambda\rangle + (T_\Sigma + U_{\Sigma\Sigma}) |\psi_\Sigma\rangle &= e_\Sigma |\psi_\Sigma\rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку в ХФ-расчетах энергии и волновой функции гиперона в гиперядре использовались феноменологические ΛN -взаимодействия, подогнанные по экспериментальным данным, можно предположить, что результат уже учитывает эффективным образом связь с различными каналами. Таким образом, подставляя ХФ волновую функцию Λ -гиперона во второе уравнение, мы решаем уравнение для ψ_Σ . В связи со сделанным предположением следует отметить, что здесь не ставится задача определения влияния примеси Σ -гиперона на состояния Λ -гиперядра. Необходимо лишь найти примесь канала, эффективного с точки зрения рождения соответствующего Λ -гиперядра.

Рассматривая систему в каждом канале как инертный остов плюс

две независимые частицы, мы приходим к следующему неоднородному уравнению для радиальной волновой функции Σ -гиперона $u_{\Sigma}(r)$:

$$\left(-\frac{1}{2m_{\Sigma}} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{2m_{\Sigma}r^2} + V_{\Sigma\Sigma}(r) - e_{\Sigma} \right) u_{\Sigma}(r) = S(r). \quad (8)$$

Функция источника $S(r)$ возникает из недиагонального матричного элемента двухчастичного взаимодействия $\Sigma^{-}p \leftrightarrow \Lambda n$. При расчете этого матричного элемента используются одночастичные хартри-фоковские волновые функции.

В разделе 3.4 приведены результаты численных расчетов Σ -компоненты в гиперядрах ${}_{\Lambda}^{12}\text{Be}$ и ${}_{\Lambda}^{16}\text{C}$, и обсуждается чувствительность результатов к входным параметрам. Радиальная волновая функция Σ -гиперона $u_{\Sigma}(r)/r$ в ${}_{\Lambda}^{12}\text{Be}$ в состоянии $J = 1$ представлена в верхней части рис. 4. В этом случае нейтрон гало находится в $1p_{1/2}$ -состоянии, а Λ -гиперон в $1s_{1/2}$ -состоянии. Для обоих недиагональных потенциалов вероятность Σ -компоненты мала – 0.05-0.06%. Возможно, основной причиной столь малой величины является гало-поведение связанного нейтрона, что приводит к малому перекрытию распределения нейтрона и других барионов. Кроме того, в гиперядрах p -оболочки связываются барионы из разных оболочек.

Видно, что волновая функция Σ -гиперона смещена из центра к внешней области ядра благодаря связи с волновой функцией нейтронного гало, обладающей большим пространственным распределением. С другой стороны, она быстро спадает вне ядра и, соответственно, фактически локализуется в области около поверхности ядра. $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ волновой функции Σ -гиперона меньше соответствующего радиуса ${}^{10}\text{Be}$ (2,36 фм) и составляет около 2,15 фм. Пожалуй, наиболее подходящим определением для таких состояний является слово "эксцентрический". Такое вытеснение волновой функции из центральной области может оказаться эффективным с точки зрения рождения гиперядер, поскольку поглощение пионов в центре ядра особенно значительно. На центральном графике рис. 4 представлена волновая функция Σ -гиперона в ${}_{\Lambda}^{12}\text{Be}(0^+)$ с нейтронным гало в $2s$ -состоянии. Вероятность Σ -примеси в этом случае значительно меньше, поскольку в нашей модели нейтрон и Λ -гиперон находятся в чисто синглетном состоянии, а синглетное взаимодействие, связывающее Λ - и Σ -каналы, существенно слабее триплетного. Существенной особенностью данно-

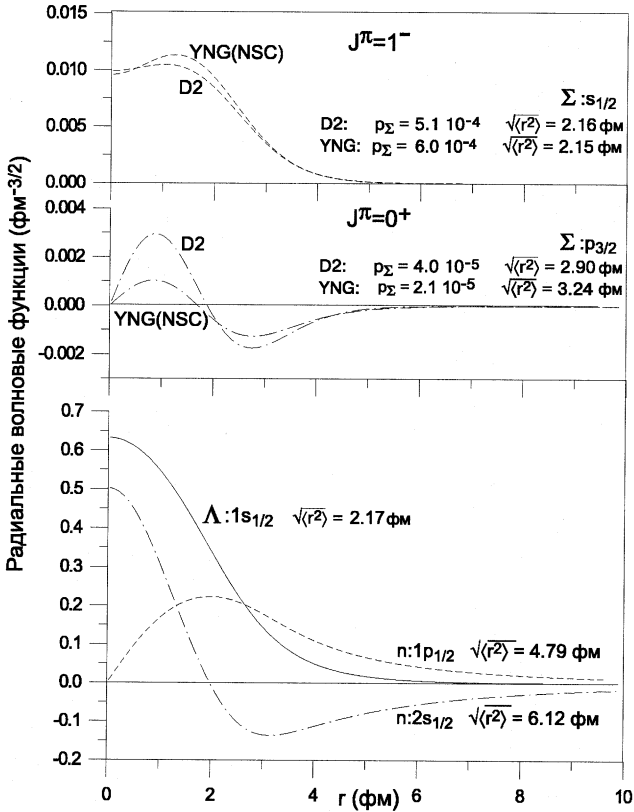


Рисунок 4: Радиальные волновые функции Σ^- (верхний и средний график) и нейтрона и Λ -гиперона (нижний график) в ^{12}Be для недиагональных потенциалов D2 [Y. Akaishi et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3539] и YNG(NSC) [M. Kohno, Prog. Theor. Phys. **88** (1992) 537].

Таблица 2: Отношение выходов X и вероятность Σ -примеси p_Σ

	J^π	D2		YNG(NSC)	
		X	p_Σ	X	p_Σ
${}^{12}_\Lambda\text{Be}$	1^-	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$5.1 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$
	0^+	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$7.3 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-5}$
${}^{16}_\Lambda\text{C}$	2^+	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$8.1 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$8.9 \cdot 10^{-5}$
	0^+	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$7.1 \cdot 10^{-6}$	$8.5 \cdot 10^{-6}$	$3.4 \cdot 10^{-6}$

го состояния является узел волновой функции Σ -гиперона, возникающий вследствие узла $2s$ -волновой функции нейтрона, и таким образом получаем волновую функцию $2p$ -типа. $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ тоже небольшой.

Свойства решений для ${}^{16}_\Lambda\text{C}$ аналогичны, но вероятности p_Σ почти на порядок меньше.

Раздел 3.5 посвящен оценке выходов Λ -гиперядер в реакции (K^-, π^+) на остановившихся каонах. Для того, чтобы минимизировать неопределенности, связанные с систематическими расхождениями теоретических и экспериментальных оценок, мы представляем отношения выходов на остановившийся каон в реакциях ${}^{12}\text{C}(K^-, \pi^+){}^{12}_\Lambda\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}(K^-, \pi^-){}^{12}_\Lambda\text{C}$, рассчитанных в едином подходе для состояний с одинаковыми квантовыми числами в формализме раздела 3.2 :

$$X = \frac{R[{}^{12}\text{C}(K^-, \pi^+){}^{12}_\Lambda\text{Be}(J^\pi, p^{-1}(l_1 j_1)\Sigma^-(l_2 j_2))]}{R[{}^{12}\text{C}(K^-, \pi^-){}^{12}_\Lambda\text{C}(J^\pi, n^{-1}(l_1 j_1)\Lambda(l_2 j_2))]} \quad (9)$$

и аналогично в случае мишени ${}^{16}\text{O}$. В таблице 2 представлены отношения (9) для четырех рассмотренных состояний.

Можно предположить, что отношения X должны быть в два раза больше p_Σ – при идентичных волновых функциях нуклонов и гиперонов в числителе и знаменателе выражения (9) отношение X определялось бы отношением брэнчингов элементарных процессов

$$\frac{R(K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+)}{R(K^- n \rightarrow \Lambda \pi^-)} p_\Sigma = \frac{0.136}{0.07} p_\Sigma \approx 2p_\Sigma.$$

На самом деле отношения несколько больше благодаря эксцентрическому характеру волновой функции Σ -компоненты. Этот эффект

более выражен для состояний 0^+ с Σ -гипероном в p -состоянии. Однако, это увеличение невелико. Наибольший выход получен для ^{12}Be ($J = 1$) с нейтроном в $1p$ -гало в соответствии с наибольшей p_Σ .

Полученные нами результаты не противоречат экспериментальным оценкам [К. Kubota et al., Nucl. Phys. **A602** (1996) 327]. Сравнение с нашей оценкой рождения тех же состояний в механизме двойной перезарядки, даже с учетом наличия значительных неопределенностей в этих расчетах, показывает, что выходы в механизме двойной перезарядки значительно выше, чем в Σ -механизме.

В **Заключении** сформулированы выносимые автором на защиту основные результаты диссертации.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- [1] Д.Е. Ланской, Т.Ю. Третьякова, Поляризация остова гиперядра: модельное описание. Ядерная физика **49** (1989) 401-407.
- [2] Д.Е. Ланской, Т.Ю. Третьякова, Взаимодействия скирмовского типа в расчетах характеристик гиперядер методом Хартри-Фока, Ядерная физика **49** (1989) 1595-1602.
- [3] T.Yu. Tretyakova, D.E. Lanskoj, Structure of Λ hypernuclei with neutron halo, Few-Body Systems Suppl. **9** (1995) 272-276.
- [4] T.Yu. Tretyakova, D. E. Lanskoj, Structure of Λ hypernuclei with neutron halo, in *Proceedings of the 23rd INS Intern. Symp. on Nucl. and Part. Phys. with Meson Beams in the 1 GeV/c region, Tokyo, Japan, 1995*, edited by S. Sugimoto and O. Hashimoto (Universal Acad. Press, Inc., Tokyo) 1995, pp. 209-210.
- [5] T.Yu. Tretyakova, D.E. Lanskoj, Structure and production of Λ hypernuclei with neutron halo, Genshikaku Kenkyu **41** (1997) 49-53.
- [6] T.Yu. Tretyakova, D.E. Lanskoj, Λ -binding energy in neutron-rich hypernuclei, in *Proceedings of VI International School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Russia, 1997* edited by Yu. Ts. Oganessian and R. Kalpakchieva (World Scientific, Singapore) 1998, pp. 187-189.
- [7] T.Yu. Tretyakova, D.E. Lanskoj, Structure of neutron-rich Λ hypernuclei, Eur. Phys. J. **A5** (1999) 391-398.
- [8] T.Yu. Tretyakova, D.E. Lanskoj, Neutron-rich Λ hypernuclei: Σ -admixture and production in the (K^-, π^+) reaction. Nucl. Phys. **A691** (2001) 51-57.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 2001 года.

Макет Н. А. Киселевой

Подписано в печать 09.01.2002
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,2
Тираж 100. Заказ 53053

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области