

ОБЗОР ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Ядерная спектроскопия изотопов $^{40-48}\text{Ca}$

Б. С. Ишханов^{1,2}, М. Е. Степанов^{1,2,a}, Т. Ю. Третьякова^{2,b}

¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики.*

² *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

E-mail: ^a stepanov@depni.sinp.msu.ru, ^b tretyakova@dubna.ru

Статья поступила 01.08.2014, подписана в печать 23.08.2014.

Анализируется природа возбужденных состояний изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ в области энергий до нуклонного порога. Изотопы $^{40-48}\text{Ca}$ интересны тем, что в них происходит преимущественное заполнение нейтронами оболочки $1f_{7/2}$. Взаимодействие между нейтронами оболочки $1f_{7/2}$ и нуклонами остова $1d_{2s}$ приводит к образованию многочастичных возбужденных состояний с несколькими вакансиями в оболочке $1d_{2s}$. Рассчитаны энергии одночастичных состояний протонов и нейтронов в $^{40-48}\text{Ca}$ методом Хартри–Фока с потенциалом Скимра. Показано, как в этой модели происходит изменение энергии одночастичных состояний, образование магических чисел $N = 20, 28$, изменение зарядовой и нуклонной плотностей ядерной материи в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$ с ростом числа нейтронов от 20 до 28. Когерентные взаимодействия нуклонов оболочки $1f_{7/2}$ и остова $1d_{2s}$ проявляются и в области энергии за нуклонным порогом, приводя к конфигурационному и изоспиновому расщеплению гигантского дипольного резонанса.

Ключевые слова: изотопы $^{40-48}\text{Ca}$, спектр возбужденных состояний, метод Хартри–Фока, взаимодействие Скимра, деформация атомных ядер, парное взаимодействие.

УДК: 539.14. PACS: 21.10.-k, 27.40.+z, 21.60.Jz.

Введение

Изучение свойств атомных ядер дает уникальную информацию о трех основных силах природы — сильном, слабом и электромагнитном взаимодействиях. Экспериментально, независимо от различных моделей ядра, эта информация может быть получена исходя из одной из основных характеристик атомного ядра — массы атомного ядра. Изучая массовые распределения цепочек изотопов — ядер, имеющих одинаковое число протонов Z и разное число нейтронов N , — можно определить границы существования атомных ядер с данным Z , определить, является ли атомное ядро стабильным или радиоактивным, определить тип и энергии продуктов радиоактивного распада.

В табл. 1 приведена информация об основных характеристиках изотопов кальция Ca ($Z = 20$). Самым легким известным изотопом является ^{34}Ca , имеющий массовое число $A = 34$. ^{34}Ca находится на границе протонной радиоактивности и распадается с испусканием протона. Изотопы $^{36,37}\text{Ca}$ являются излучателями запаздывающих протонов. В изотопе ^{35}Ca возможны три канала радиоактивного распада: e -захват (ϵ) и e -захват с испусканием одного ϵp и двух протонов $\epsilon 2p$. Изотопы Ca с массовыми числами $A = 38, 39$ и 41 являются β^+ -радиоактивными. Изотопы с массовыми числами $A = 45, 47, 49 - 57$ являются β^- -радиоактивными, изотопы $^{51-53}\text{Ca}$ распадаются с испусканием запаздывающих нейтронов.

Изотоп ^{40}Ca является $2\beta^+$ -радиоактивным ядром с периодом полураспада $T_{1/2} > 3 \cdot 10^{21}$ лет, изотопы

^{46}Ca и ^{48}Ca являются $2\beta^-$ -радиоактивными ядрами с периодами полураспада $T_{1/2} > 0.3 \cdot 10^{16}$ и $5.8 \cdot 10^{22}$ лет соответственно. Так как периоды полураспада изотопов $^{40,46,48}\text{Ca}$ много больше времени существования Солнечной системы, данные изотопы относят к числу стабильных изотопов. Таким образом, стабильными изотопами кальция являются $^{40,42,43,44,46,48}\text{Ca}$. В табл. 1 для них приведено процентное содержание в естественной смеси.

На рис. 1 показаны зависимости удельной энергии связи $\epsilon(N)$, энергии отделения нейтрона $B_n(N)$, двух нейтронов $B_{nn}(N)$, протона $B_p(N)$, двух протонов $B_{pp}(N)$ и α -частицы в изотопах Ca от числа нейтронов N в ядре. В зависимости энергии отделения нейтронов в изотопах Ca отчетливо проявляется четно-нечетный эффект, обусловленный спариванием нейтронов, находящихся на одной подоболочке.

Повышенная стабильность изотопов $^{40,48}\text{Ca}$ ($Z = 20$, $N = 20, 28$) является основанием определить числа 20 и 28 как магические.

Важную роль в формировании структуры атомных ядер играет спин-орбитальное взаимодействие. В работе [5] впервые было показано, что образование магических чисел 28, 50, 82 и 126 объясняется спин-орбитальным расщеплением ядерных состояний $1f_{7/2} - 1f_{5/2}$, $1g_{9/2} - 1g_{7/2}$, $1h_{11/2} - 1h_{9/2}$ и $1i_{13/2} - 1i_{11/2}$. Состояния с орбитальным моментом l расщепляются на два состояния с различной взаимной ориентацией спинового s и орбитального l моментов: $j = l + s$ и $j = l - s$. Уровень с максимальным значением j при данном l опускается

Основные характеристики изотопов Са

Массовое число A , спин и четность ядра J^P [1], удельная энергия связи $\varepsilon = B.E./A$ [3], период полураспада $T_{1/2}$ и моды распада [1, 2] (для стабильных изотопов указано процентное содержание в естественной смеси изотопов), энергии отделения нейтрона B_n и протона B_p , величина среднеквадратичного зарядового радиуса R [4]

A	J^P	$\varepsilon = B.E./A$, МэВ/нукл.	$T_{1/2}$, распротр.	Моды распада	B_n , МэВ	B_p , МэВ	R , Фм
34	0^+	7.204	< 35 нс	p		0.51	
35		7.487	25.7(2) мс	ε, ep 95.9%; $\varepsilon 2p$ 4.1%	17.10	1.27	
36	0^+	7.815	102(2) мс	ε, ep 54.3%	19.32	2.57	
37	$3/2^+$	8.003	181.1(10) мс	ε, ep 82.1%	14.76	3.01	
38	0^+	8.240	440(12) мс	ε	16.99	4.55	
39	$3/2^+$	8.370	859.6(14) мс	ε	13.30	5.77	3.4595(25)
40	0^+	8.551	$> 3.0 \cdot 10^{12}$ лет	2ε	15.64	8.33	3.4776(19)
			96.94% (16)				
41	$7/2^-$	8.547	$1.02(7) \cdot 10^5$ лет	ε	8.36	8.89	3.4780(19)
42	0^+	8.617	0.647% (23)		11.48	10.28	3.5081(21)
43	$7/2^-$	8.601	0.135% (10)		7.93	10.68	3.4954(19)
44	0^+	8.658	2.09% (11)		11.13	12.18	3.5179(21)
45	$7/2^-$	8.631	162.61(9) дн	β^-	7.41	12.32	3.4944(21)
46	0^+	8.669	$> 0.28 \cdot 10^{16}$ лет	$2\beta^-$	10.40	13.81	3.4953(20)
			0.004% (3)				
47	$7/2^-$	8.639	4.536(3) дн	β^-	7.28	14.22	3.4783(24)
48	0^+	8.667	$> 5.8 \cdot 10^{22}$ лет	$2\beta^-$ 75%	9.95	15.80	3.4771(20)
			0.187% (21)				
49	$3/2^-$	8.595	8.718(6) мин	β^-	5.15	16.30	
50	0^+	8.5505	13.9(6) с	β^-	6.36	17.27	3.5168(64)
51	$(3/2^-)$	8.477	10.0(8) с	β^-, β^-n	4.82	17.90	
52	0^+	8.429	4.6(3) с	$\beta^-, \beta^-n \leq 2\%$	6.00	19.04	
53	$(3/2^-, 5/2^-)$	8.314	90(15) мс	$\beta^-, \beta^-n > 30\%$	2.26	19.18	
54	0^+	8.241	86(7) мс	β^-	4.37	20.38	
55	$(5/2^-)$	8.121	22(2) мс	β^-, β^-n	1.64	20.59	
56	0^+	8.040	11(2) мс	$\beta^-, \beta^-n?$	3.64	21.90	
57		7.917	> 620 нс	$\beta^-, \beta^-n, \beta^-2n$	1.04	22.09	
58	0^+	7.835	> 620 нс	β^-, β^-n	3.16		

вниз по энергии и оказывается в предыдущей оболочке, что объясняет экспериментальные значения магических чисел.

Схема одночастичных состояний изотопов Са показана на рис. 2. Оболочка $1d-2s$, полное заполнение которой нуклонами одного типа (нейтронами N или протонами Z) приводит к образованию магического числа 20, состоит из трех одночастичных состояний $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ и $1d_{5/2}$, которые часто называют подоболочками.

Магическое число 28 образуется при полном заполнении одночастичного состояния $1f_{7/2}$.

Магическое число 50 образуется при заполнении состояний $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ и $1g_{9/2}$.

В изотопе ^{40}Ca протоны полностью заполняют оболочку $1d-2s$. Спектроскопические данные подтверждают, что примесь конфигураций с протонами в состоянии $1f_{7/2}$ меньше нескольких процентов. Аналогичная ситуация имеет место и с нейтронами в ядре ^{40}Ca . Примесь состояний $1f_{7/2}$ по нейтронам в основном состоянии ^{40}Ca меньше нескольких процентов. В изо-

топах $^{41-48}\text{Ca}$ происходит заполнение нейтронами оболочки $1f_{7/2}$.

Изотоп ^{40}Ca является дважды магическим ядром ($Z = 20$, $N = 20$) с полностью заполненными по нейтронам и протонам оболочками $1d-2s$. Изотоп ^{48}Ca также является дважды магическим ядром ($Z = 20$, $N = 28$), в котором нейтроны полностью заполняют оболочку $1f_{7/2}$. Описанная выше схема заполнения ядерных оболочек соответствует одночастичной модели оболочек. Эта модель является достаточно хорошим приближением при описании свойств низколежащих состояний изотопов Са. Одним из главных аргументов правомерности такого подхода являются значения спинов и четностей основных состояний нечетных изотопов Са ($A = 41, 43, 45, 47$): эти изотопы имеют в основном состоянии спин-четность $J^P = 7/2^-$, что соответствует нахождению нечетного нейтрона на оболочке $1f_{7/2}$.

Изучение особенностей низколежащих состояний изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ дает уникальную информацию о свой-

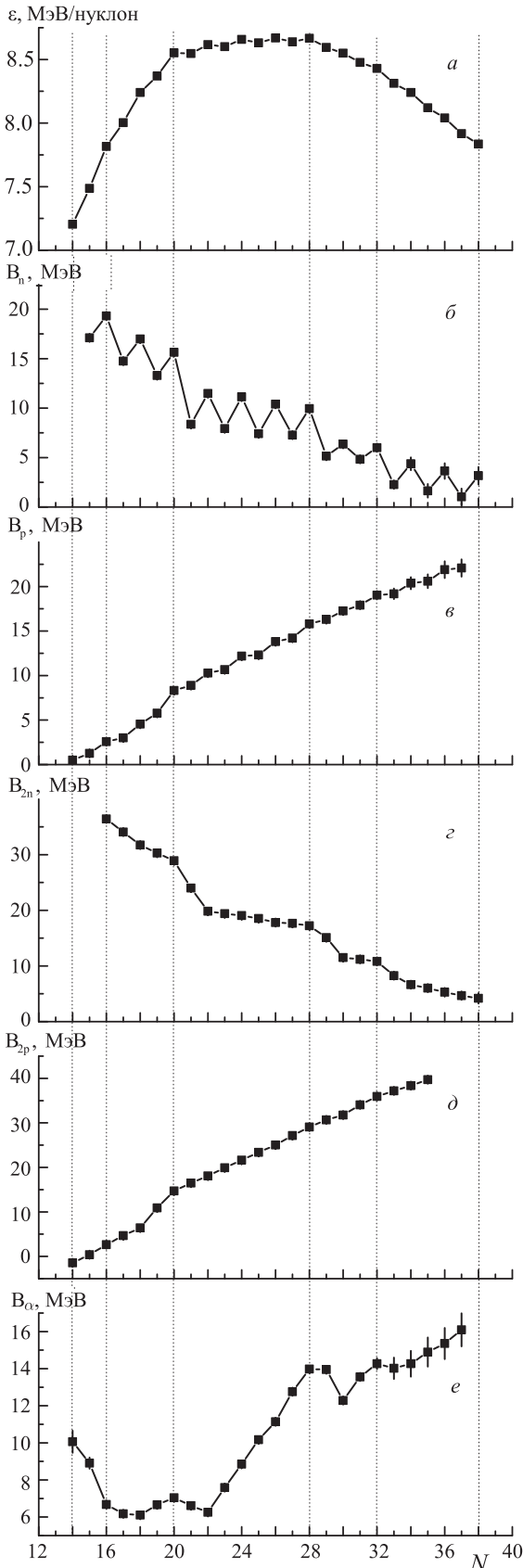


Рис. 1. Характеристики изотопов Са: *a* — удельная энергия связи ε , *b* — энергия отделения нейтрона B_n , *в* — энергия отделения протона B_p , *г* — энергия отделения двух нейтронов B_{nn} , *д* — энергия отделения двух протонов B_{pp} , *е* — энергия отделения α -частицы B_α . Данные по энергия связи из [3]

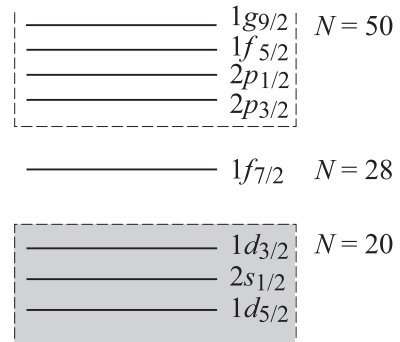


Рис. 2. Схема одночастичных состояний в изотопах кальция. Затемненная область показывает заполненную нуклонами оболочку $1d2s$

ствах атомных ядер, обусловленных заполнением нейтронной оболочки $1f_{7/2}$.

Энергии возбужденных состояний атомных ядер извлекаются непосредственно из эксперимента. Поэтому они дают прямую информацию о свойствах атомных ядер, на основе которой проверяются различные ядерные модели. В модели оболочек возбужденные состояния объясняются переходом одного или нескольких нуклонов на свободные уровни ядерных оболочек. На рис. 3, *a* показано образование возбужденного состояния ядра за счет перехода нуклона из состояния $j_1^{p_1}$ при энергии E_1 в состояние $j_2^{p_2}$ при энергии E_2 . В этом случае энергия возбуждения ядра определяется разностью энергий одночастичных состояний

$$E^* = E_2 - E_1,$$

спин и четность ядра в возбужденном состоянии

$$(J^P)^* = j_2^{p_2}.$$

Однако также возможны возбужденные состояния, образующиеся в результате перехода нескольких нуклонов на свободные уровни рис. 3, *б, в*. Так же как и в случае одночастичного перехода на рис. 3, *a*, при двухчастичном переходе рис. 3, *б* спин и четность ядра в возбужденном состоянии будут определяться спином и четностью неспаренного нуклона

$$(J^P)^* = j_1^{p_1}.$$

Энергия возбуждения ядра в случае двухчастичного перехода

$$E^* \approx 2(E_2 - E_1),$$

если не учитывать различия в величинах энергий спаривания нуклонов на оболочках $j_1^{p_1}$ и $j_2^{p_2}$. Энергия перехода, показанного на рис. 3, *в*,

$$E^* \approx 4(E_2 - E_1),$$

спин и четность возбужденного ядра

$$(J^P)^* = j_1^{p_1}.$$

Наряду с одночастичными переходами в атомных ядрах низколежащие возбужденные состояния часто обусловлены коллективным движением ядерной материи, наиболее важными из которых являются вращательные и колебательные степени свободы ядра. В четно-четных атомных ядрах вблизи долины стабильности часто первое возбужденное состояние имеет спин-четность $J^P = 2^+$.

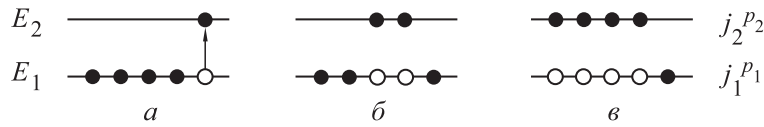


Рис. 3. Образование возбужденных состояний в одночастичной модели оболочек в результате перехода одного нуклона $1p1h$ (а), пары нуклонов $2p2h$ (б), четырех нуклонов $4p4h$ (в) из оболочки $j_1^{p_1}$ в оболочку $j_2^{p_2}$

Какую информацию можно извлечь из положения уровня 2^+ ?

1. Уровень 2^+ наблюдается в возбужденных состояниях вращательных спектров четно-четных деформированных ядер. Энергии возбуждения уровней вращательного спектра

$$E = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathfrak{I}}$$

зависят от \mathfrak{I} — момента инерции ядра относительно оси, перпендикулярной его оси симметрии, и спина ядра $J = 2, 4, 6, 8, \dots$

2. Уровень 2^+ может быть первым возбужденным состоянием колебательного спектра сферического ядра, принимающего последовательно форму сплюснутого и вытянутого эллипсоидов. В случае квадрупольных колебаний квант колебательного движения имеет характеристики $J^P = 2^+$, при этом спектр имеет характерную структуру со слабо расщепленным триплетом состояний $J^P = 0^+, 2^+$ и 4^+ с энергией возбуждения вдвое большей первого возбужденного уровня $J^P = 2^+$.

3. Уровень 2^+ может быть первым возбужденным состоянием мультиплетного основного состояния в ядрах со спаренными нуклонами в одной оболочке сверх магического остова.

4. Уровень 2^+ в четно-четном ядре $(1f_{7/2})^n$ может образовываться в результате частично-дырочного возбуждения, например $(1f_{7/2})^{n-1}(2p_{3/2})^{+1}$.

Обычно в четно-четных ядрах первое состояние $J^P = 2_1^+$ наиболее низко расположено в деформированных ядрах.

Особенностью спектра возбужденных состояний четно-четных изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ является большое число состояний $J^P = 0^+$ в области энергии возбуждения до 8 МэВ, природа которых обусловлена многочисленными переходами нуклонов из оболочки $1d-2s$.

В ядрах спектр возбужденных состояний имеет более сложную природу — является суперпозицией одночастичных и коллективных вращательных и колебательных возбуждений атомных ядер.

На рис. 4 показаны спектры низших возбужденных состояний изотопов $^{40-48}\text{Ca}$. Низшие возбужденные состояния $3/2^-, 5/2^-, 1/2^-$, которые можно интерпретировать в нечетных изотопах Ca как имеющие большую долю одночастичных состояний $2p_{3/2}, 1f_{5/2}$ и $2p_{1/2}$, расположены в области энергий 0.1–2.0 МэВ. Наиболее низко возбужденное состояние $5/2^-$ опускается в изотопе ^{45}Ca .

Структура спектра возбужденных состояний изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ отличается от одночастичной модели оболочек. Заполнение нейтронами оболочки $1f_{7/2}$ приводит к ряду эффектов, усложняющих одночастичную модель.

1. Нейтроны, находящиеся на оболочке $1f_{7/2}$, приводят к деформации сферически симметричного остова ^{40}Ca .

2. Все четно-четные изотопы Ca ($A = 40, 42, 44, 46, 48$) имеют в основном состоянии спин-четность $J^P = 0^+$, что является проявлением эффекта спаривания нейтронов. Возбужденные состояния пары нейтронов должны приводить к появлению в спектре четно-четных изотопов Ca состояний с квантовыми числами $J^P = 2^+, 4^+, 6^+$, обусловленных различной ориентацией спинов j нейтронов, заполняющих оболочку $1f_{7/2}$.

3. В четно-четных изотопах Ca ($A = 42, 44, 46, 48$) возможна примесь к основному состоянию сложных состояний типа $(1f_{7/2})^{-2}2p_{3/2}^2, (1f_{7/2})^{-2}2p_{1/2}^2$. Изучение роли таких состояний позволяет лучше понять природу высокорасположенных возбужденных состояний изотопов Ca.

4. Изотопы кальция с массовым числом $A = 41-48$ перегружены нейтронами по сравнению с ^{40}Ca , что приводит к увеличению разницы в распределении нейтронной и протонной плотностей в ядре. Данный эффект усиливается из-за значения орбитального момента нейтронов $l = 3$, заполняющих оболочку $1f_{7/2}$, так как увеличение орбитального момента приводит к смещению максимума волновой функции нейтронов к периферии ядра.

5. При возбуждении гигантского дипольного $E1$ -резонанса в изотопах $^{41-48}\text{Ca}$ наряду с основной модой колебаний $E1$, расположенной в области ~ 20 МэВ и обусловленной когерентным колебанием всех протонов относительно всех нейтронов, возможно возбуждение коллективной моды колебаний нейтронов оболочки $1f_{7/2}$ относительно остова ^{40}Ca . Энергетически эта мода колебаний расположена в области более низких энергий около 10 МэВ и носит название пигми-резонанса.

6. При заполнении нейтронами одночастичного состояния $1f_{7/2}$ изменяется его положение относительно оболочки $1d-2s$, образующей остов ядра ^{40}Ca , и незаполненных уровней $1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}$ что позволяет проследить как формируется магическое число $N = 28$.

1. Одночастичные состояния

Для изучения одночастичных состояний атомных ядер обычно используют реакции однонуклонной передачи — реакции срыва и подхвата. Информацию об одночастичных ядерных состояниях извлекают из анализа угловых распределений и спектров продуктов реакции.

Наиболее информативными процессами являются реакции срыва типа (d, p) и $(^4\text{He}, ^3\text{He})$, при которых захваченный ядром A нейтрон занимает один из свободных ядерных уровней.

В реакциях подхвата (p, d) и $(^3\text{He}, ^4\text{He})$ протон подхватывает нейтрон, при этом образуется дырочное состояние на уровне, который нейтрон занимал в ядре $(A+1)$. Точности определения положения и степени

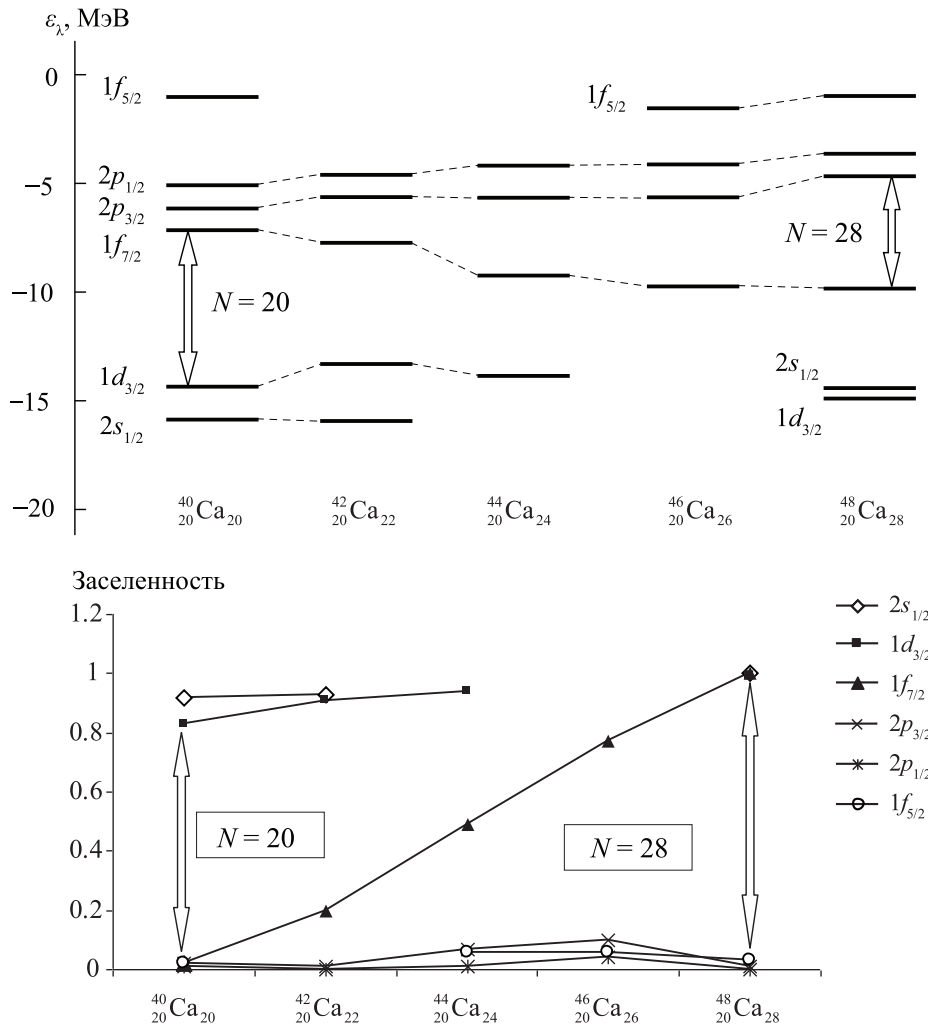


Рис. 5. Энергии (МэВ) (вверху) и заселенности (внизу) нейтронных подолочек ядер $^{40,42,44,46,48}\text{Ca}$. Рисунок из работы [6]

или взаимодействия, зависящего от плотности ядерной материи. Обсуждение данной проблемы и обзор различных направлений в области самосогласованных моделей атомных ядер даны в работе [7].

Широкое распространение получил метод Хартри-Фока, основанный на эффективном NN -взаимодействии в параметризации Скирма (SHF) [8]. Благодаря относительной простоте вычислительной схемы со времени выхода работы [9] метод SHF стал одним из стандартов вычислений в ядерной физике. В основе подхода лежит локальная, зависящая от скорости, параметризация двухчастичного взаимодействия

$$\begin{aligned} V_{NN}(\mathbf{r}_{12}) = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_{12}) + \\ & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \left[\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_{12}) + \delta(\mathbf{r}_{12}) \mathbf{k}^2 \right] + \\ & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_{12}) \mathbf{k} + i W_0 \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_{12}) [(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \times \mathbf{k}] + \\ & + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_{12}) \rho^\alpha \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) + V_{\text{Coul}}, \quad (1) \end{aligned}$$

где \mathbf{k} — оператор импульса; $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2)$ — оператор перестановки спинов; численные коэффициенты t_i , x_i и W_0 — параметры взаимодействия, которые определяются из сравнения с экспериментальными данными различных характеристик ядер; V_{Coul} — куло-

новское взаимодействие. Плотность нуклонов одного типа определяется стандартным образом как сумма по всем заполненным состояниям квадратов одночастичных волновых функций $\phi_i(\mathbf{r}, \sigma, q)$, зависящих от пространственных, спиновых и изоспиновых координат:

$$\rho_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,\sigma} |\phi_i(\mathbf{r}, \sigma, q)|^2, \quad (2)$$

Силы, зависящие от плотности $\rho(\mathbf{r}) = \rho_p(\mathbf{r}) + \rho_n(\mathbf{r})$, эффективно учитывают многочастичные эффекты. Показатель степени α также является подгоночным параметром, однако он обычно выбирается кратным $1/6$. В случае $\alpha = 1$ и $x_3 = 1$ взаимодействие эквивалентно учету трехчастичных сил

$$V_3^N = t_3 \delta(\mathbf{r}_{12}) \delta(\mathbf{r}_{13}).$$

Введение в расчеты трехчастичного взаимодействия позволило получить хорошее описание дважды магических ядер [9]. Также широко используются взаимодействия со степенной зависимостью от плотности $\rho_N^\alpha(\mathbf{r})$ с показателем $\alpha < 1/3$.

Первые параметризации взаимодействия Скирма были получены из наилучшего описания данных энергии связи, плотности ядерной материи и полной энергии связи дважды магических ядер [9]. Уже этот расчет

показал, что при таком подходе можно получить удовлетворительное описание экспериментальных данных по дважды магическим ядрам в относительно простой вычислительной схеме. С тех пор, по мере решения все более сложных задач, в метод SHF были включены парные корреляции, учтена деформация ядра, введены поправки для ядер с $N = Z$ и т. д. В результате помимо традиционных 10 численных параметров взаимодействия Скирма метод включает 6 дополнительных параметров. Проведенная на основе характеристик 1772 известных ядер параметризация привела к созданию набора параметров сил Скирма, позволяющему рассчитать массовую поверхность с точностью в несколько МэВ и предсказать свойства изотопов вдали от линии стабильности [10].

Параллельно с усложнением метода проводились новые подгонки наборов численных параметров, максимально точно описывающих конкретные характеристики атомных ядер и ядерной материи. В первом поколении параметров Скирма — Sk I, Sk II [9] и Sk III [11] — для учета многочастичных эффектов использовались трехчастичные силы. Несмотря на хорошее описание энергий связи, данные параметризации существенно завышают значение несжимаемости ядерной материи, что приводит к неудовлетворительному описанию радиусов ядер. В параметризации SkM* [12] использована степенная зависимость от нуклонной плотности $\alpha = 1/6$ и получено хорошее описание как энергий связи, так и радиусов стабильных ядер. Широко используется набор параметров SkP (Skyrme-pairing) [13], единственная параметризация, реалистично описывающая эффекты спаривания нуклонов в ядре без введения дополнительных членов. Ряд широко используемых параметризаций был получен из взаимодействия SLy230 [14], являющегося результатом подгонки свойств нейтронных звезд и нейтрон-избыточных ядер. В работе [15] систематически изучена зависимость свойств ядер от параметров взаимодействия Скирма и предложено несколько параметризаций, в том числе T6, послуживших основой для современных наборов MSk [10, 16].

Мы провели расчеты характеристик четно-четных изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ с указанными выше наборами параметров взаимодействия. Результаты расчетов энергий связи В.Е. приведены в табл. 2. Отклонение рассчитанных величин энергий связи от экспериментальных значений составляет ~ 1 МэВ. Точность расчетов с параметризацией MSk7 [10] для рассматриваемых изотопов Ca лежит в тех же пределах. В последней колонке приведены значения среднеквадратичных отклонений σ от экспериментальных значений. Наименьшее значение соответствует параметризации SkP [13], которая будет использована в наших дальнейших расчетах.

Положения одночастичных состояний магических ядер, в том числе и изотопов $^{40,48}\text{Ca}$, были рассчитаны в работе [17] на основе метода энергетического функционала, зависящего от плотности (EDF) для параметризации функционала DF3 [18]. В анализе использовались экспериментальные данные о спектрах магических ядер из работы [19]. Исходя из экспериментальных данных была рассчитана величина спин-орбитального расщепления $1f$ -, $1d$ -, $2p$ -уровней в изотопах $^{40,48}\text{Ca}$ для нескольких вариантов параметризации DF3,

Таблица 2

Расчеты энергий связи В.Е. четных изотопов Ca для различных наборов параметров взаимодействия Скирма и среднеквадратичное отклонение σ от экспериментальных значений.

Для параметризации MSk7 приведены результаты расчетов [10]. Экспериментальные значения энергий связи [3]

	В.Е., МэВ					σ , МэВ
	^{40}Ca	^{42}Ca	^{44}Ca	^{46}Ca	^{48}Ca	
Sk M*	341.0	360.5	380.2	400.0	420.0	2.09
Sk III	341.8	360.8	379.9	399.1	418.3	1.23
SkP	343.1	362.1	380.6	398.7	416.5	0.56
SLy230b	344.1	362.4	380.7	399.1	417.8	1.27
T6	341.9	361.4	380.5	399.2	417.6	0.81
MSk7 [10]	340.8	361.4	480.9	398.3	413.8	1.19
Эксп. [3]	342.1	361.9	381.0	398.8	416.0	

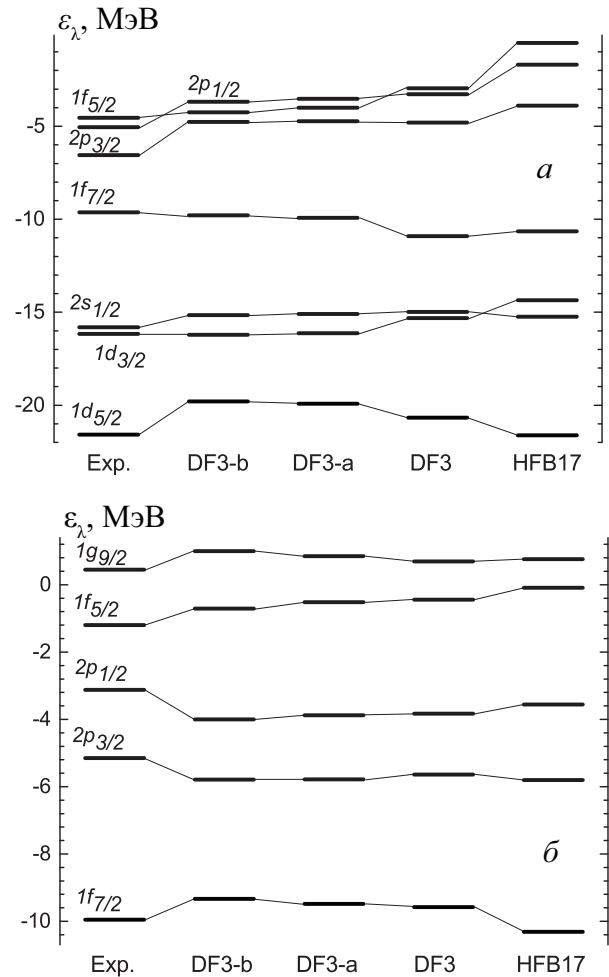


Рис. 6. Спектр одночастичных состояний ^{48}Ca : а — протонов, б — нейтронов. Экспериментальные данные из [19]. Рисунок из работы [17]

отличающихся величиной вклада спин-орбитального взаимодействия. В целом в методе EDF экспериментальные данные описываются с точностью ~ 1 МэВ, в то время как погрешность метода Хартри–Фока–

Боголюбова (HFB17) в описании экспериментальных значений спин-орбитального расщепления составила ~ 2 МэВ. Положения одночастичных протонных и нейтронных состояний в изотопах ^{48}Ca , рассчитанные в подходе EDF, показаны на рис. 6.

В табл. 3 приведены рассчитанные в рамках трех разных моделей положения одночастичных состояний ε_λ дважды магических изотопов ^{40}Ca и ^{48}Ca . В первом столбце представлены расчеты, выполненные в настоящей работе в рамках подхода SHF с параметризацией SkP. Одночастичные состояния в потенциале Вудса–Саксона (WS) из работы [20] и расчеты методом EDF [17] показаны во втором и третьем столбце. Для сравнения в последнем столбце табл. 3 приведены результаты анализа экспериментальных данных [6]. Данные табл. 3 показывают, что различные теоретические модели в целом правильно описывают последовательность одночастичных состояний как для протонов, так и для нейтронов. Абсолютное расхождение между положением одночастичных состояний в разных расчетах составляет ~ 1 МэВ. Расхождения с экспериментальными значениями также порядка 1 МэВ.

На рис. 7 представлены значения энергий одночастичных состояний четно-четных изотопов $^{40-48}\text{Ca}$, рассчитанные в модели SHF в сравнении с экспери-

ментальными данными. Расчеты качественно воспроизводят положение нейтронных (а) и протонных (б) подболочек в зависимости от числа нейтронов. Количественные расхождения достигают 2 МэВ. По мере заполнения подболочки $1f_{7/2}$ энергии одночастичных состояний нейтронов изменяются в пределах 1.5 МэВ (рис. 7, а), в то время как состояния протонов опускаются вниз по энергии примерно на 7 МэВ. Такое различие в поведении одночастичных состояний протонов и нейтронов объясняется тем, что по мере увеличения числа нейтронов в ядре происходит увеличение глубины потенциала, описывающего среднее ядерное поле.

Величины спин-орбитального расщепления нейтронных состояний $1f$, $2p$, $1d$ и $1p$ в изотопах Ca приведены в табл. 4. В приведенных данных отчетливо видна зависимость величины спин-орбитального расщепления от орбитального момента нейтрона. Величины спин-орбитального расщепления состояния $1f_{7/2} - 1f_{5/2}$ в четно-четных изотопах Ca, полученные из экспериментальных данных, растут с увеличением числа нейтронов на оболочке $1f_{7/2}$ от ~ 6.1 МэВ в ^{40}Ca до ~ 8.5 МэВ в ^{48}Ca , что обусловлено опусканием оболочки $1f_{7/2}$ (см. рис. 5). Расчеты в модели SHF этого эффекта не воспроизводят: величина спин-орбитально-

Таблица 3

Энергии протонных π и нейтронных ν одночастичных состояний в изотопах $^{40,48}\text{Ca}$

nl_j	SHF		WS [20]		EDF [17]		Эксп. [6]	
	π	ν	π	ν	π	ν	π	ν
^{40}Ca								
$1f_{5/2}$		-3.6		-2.71*		-1.63		-1.46(20)
$2p_{1/2}$		-5.3		-4.42*	2.10	-4.07	2.38(2)	-4.27(43)
$2p_{3/2}$	-0.4	-6.9		-6.42*	1.05	-5.90	-0.73(29)	-6.10(67)
$1f_{7/2}$	-3.2	-10.2	-1.09*	-8.36*	-2.12	-8.87	-1.67(15)	-7.52(75)
$1d_{3/2}$	-7.6	-14.4	-8.33*	-15.64*	-6.73	-13.74	-8.33	-15.2(20)
$2s_{1/2}$	-9.4	-16.4	-10.85*	-18.11*	-8.93	-16.02	-10.94	< -17.2
$1d_{5/2}$	-12.7	-19.7	-13.59*	-20.77*	-12.20	-19.31	-14.32	
$1p_{1/2}$	-18.8	-25.8	-20.94	-30.07				
$1p_{3/2}$	-21.8	-28.9	-23.40	-32.17				
$1s_{1/2}$	-30.2	-37.4	-34.86	-42.99				
^{48}Ca								
$1f_{5/2}$	-3.7	-2.7	-4.55*	-1.16*	-4.05	-0.51	-3.82(13)	-1.57(40)
$2p_{1/2}$	-4.2	-4.9	-5.13*	-3.12*	-4.43	-4.24	-2.35(65)	-2.87(28)
$2p_{3/2}$	-6.1	-6.7	-6.54*	-5.15*	-4.47	-5.85	-3.95(37)	-4.68(47)
$1f_{7/2}$	-10.3	-9.2	-9.63*	-9.95*	-9.90	-9.13	-8.67(51)	-10.10(101)
$1d_{3/2}$	-15.0	-13.5	-16.17*	-12.52*	-15.57		-15.96(60)	-15.22(172)
$2s_{1/2}$	-16.0	-15.7	-15.81*	-12.55*	-14.55		-14.42(65)	-15.07(152)
$1d_{5/2}$	-19.9	-18.3	-21.27*	-18.92	-19.91			
$1p_{1/2}$	-26.3	-25.0	-31.60	-26.02				
$1p_{3/2}$	-28.8	-27.4	-32.01	-28.06				
$1s_{1/2}$	-37.0	-36.4	-38.89	-33.70				

SHF — расчеты, выполненные в настоящей работе с параметризацией SkP, WS — одночастичные состояния в потенциале Вудса–Саксона [20] (звездочкой отмечены состояния, подогнанные под эксперимент), EDF — расчеты методом функционала плотности энергии [17], экспериментальные значения [6].

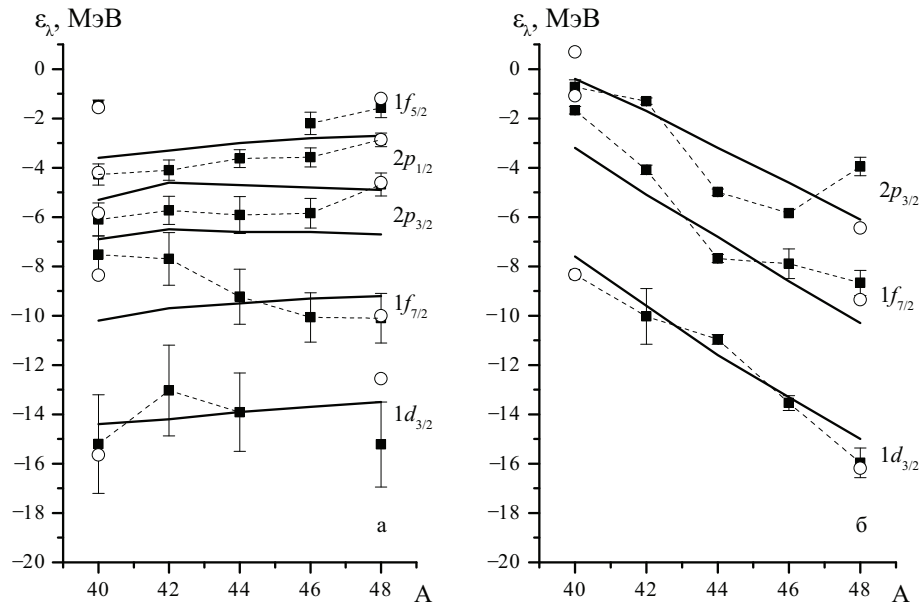


Рис. 7. Эволюция одночастичных состояний нейтронов (а) и протонов (б) в четно-четных изотопах Ca. Сплошные линии — расчеты SHF с параметризацией SkP, черные квадраты — компиляция экспериментальных данных [6], светлые кружки — компиляция экспериментальных данных [21]

Таблица 4

Величина спин-орбитального расщепления нейтронных подболочек в четно-четных изотопах Ca

	⁴⁰ Ca	⁴² Ca	⁴⁴ Ca	⁴⁶ Ca	⁴⁸ Ca
$1f_{7/2}-1f_{5/2}$ эксп. [6]	6.06 ± 0.78			7.86 ± 0.11	8.53 ± 0.09
SkP	6.6	6.4	6.5	6.5	6.5
$2p_{3/2}-2p_{1/2}$ эксп. [6]	1.83 ± 0.70	1.63 ± 0.70	2.29 ± 0.83	2.26 ± 0.71	1.81 ± 0.55
SkP	1.6	1.9	1.9	1.8	1.8
$1d_{5/2}-1d_{3/2}$ SkP	5.5	5.1	5.1	4.9	4.8
$1p_{3/2}-1p_{1/2}$ SkP	3.1	2.9	2.7	2.5	2.4

го расщепления $1f$ -подболочки составляет ≈ 6.5 МэВ и не зависит от числа нейтронов.

В отличие от состояний $1f$ спин-орбитальное расщепление состояний $2p_{3/2}-2p_{1/2}$, как рассчитанное в SHF, так и экспериментальное, составляет ≈ 2 МэВ и слабо зависит от числа нейтронов. Различная зависимость спин-орбитального расщепления состояний $1f_{7/2}-1f_{5/2}$ и $2p_{3/2}-2p_{1/2}$ от числа нейтронов в изотопах ^{40–48}Ca по видимому объясняется заполнением оболочки $1f_{7/2}$, в то время как состояния $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ остаются свободными (см. рис. 5).

1.2. Зарядовые радиусы и распределение плотности нуклонов

В табл. 5 для четно-четных изотопов ^{40–48}Ca приведены результаты расчетов значений среднеквадратичных зарядовых радиусов R с учетом поправки на конечный радиус протона. В последней колонке представлены значения среднеквадратичных отклонений σ от экспериментальных значений. Рассчитанные значения достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Однако, как видно из приведенных значений, в подходе SHF, среднеквадратичные зарядовые радиусы изотопов Ca последовательно растут с увеличением

Таблица 5

Расчеты среднеквадратичных зарядовых радиусов R четных изотопов Ca для различных наборов параметров взаимодействия Скирма, среднеквадратичное отклонение σ от экспериментальных значений

	$R, \text{Фм}$					$\sigma, \text{Фм}$
	⁴⁰ Ca	⁴² Ca	⁴⁴ Ca	⁴⁶ Ca	⁴⁸ Ca	
Sk M*	3.52	3.52	3.53	3.53	3.54	0.03
Sk III	3.50	3.51	3.52	3.54	3.55	0.03
SkP	3.54	3.54	3.55	3.56	3.57	0.05
SLy230b	3.51	3.52	3.53	3.54	3.55	0.03
T6	3.497	3.50	3.51	3.52	3.53	0.02
MSk7 [10]	3.48	3.49	3.52	3.52	3.53	0.02
Эксп. [4]	3.4776	3.5081	3.5179	3.4953	3.4771	

Для параметризации MSk7 приведены результаты расчетов [10]. Экспериментальные значения [4].

числа нейтронов, в то время как экспериментальные данные показывают более сложную динамику, зависящую от заполнения оболочки $1f_{7/2}$ [22]. Зарядовый радиус изотопов ^{40–44}Ca увеличивается от 3.48 до

3.52 Фм, а затем, при дальнейшем добавлении нейтронов, возвращается к значению 3.48 Фм [4].

Соотношение радиусов изотопов ^{40}Ca и ^{48}Ca наилучшим образом воспроизводится в современных оболочечных моделях [23, 24]. В работе [23] подробно рассмотрены распределения протонов и нейтронов в четно-четных изотопах $^{40-48}\text{Ca}$. На базе потенциала Вудса–Саксона с параметрами, подобранными для наилучшего совпадения характеристик ядра-остова ^{40}Ca , было показано, что качественное воспроизведение зависимости среднеквадратичного зарядового радиуса от числа нейтронов возможно только при учете возбужденных состояний остова ^{40}Ca . В работе [24] для учета возможных возбуждений, связанных с переходами нуклонов между оболочками $1f2p$, так и $1d2s$ был выбран в качестве базиса остов ^{28}Si . Современные оболочечные модели позволяют учесть степень заселенности одночастичных состояний как $1f2p$, так и $1d2s$ оболочки, в то время как в используемом подходе SHF оболочка $2s1d$ в изотопах Ca считается полностью заполненной.

На рис. 8 показаны распределения протонов и нейтронов в изотопах $^{40,44,48}\text{Ca}$, рассчитанные в приближении Скирма–Хартри–Фока в параметризации SkP. Для сравнения также приведены экспериментальные данные по распределению протонов ρ_p [25] и полученная в работе аппроксимация [26] распределения нейтронов ρ_n (затемненная область обозначает оценку неопределенности данных). Взаимодействие SkP обладает одним из самых низких значений несжимаемости ядерной материи и как следствие приводит к более размытому по сравнению с экспериментальными данными распределению нуклонов на границе ядра. Следствием этого эффекта является завышенное значение зарядового радиуса (см. табл. 5). Однако в центральной области ядра модельные расчеты хорошо совпадают с экспериментальными значениями ρ_p и ρ_n как для ^{40}Ca , так и для ^{48}Ca .

Расчеты методом SHF с параметризацией SkP показывают, как в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$ происходит изменение структуры ядра-остова ^{40}Ca по мере заполнения внешней оболочки $1f_{7/2}$. С увеличением числа нейтронов плотность их распределения растет на границе ядра в области 4 Фм, оставаясь в центральной области практически неизменной. На рис. 8 прослеживается формирование центрального кора ядерной материи с постоянной плотностью. Среднеквадратичный радиус распределения нейтронов в остове ^{40}Ca изменяется незначительно: от 3.40 Фм в ^{40}Ca до 3.41 Фм в ^{48}Ca . В то же время центральная плотность протонов уменьшается и их среднеквадратичный радиус распределения несколько увеличивается от 3.45 Фм в ^{40}Ca до 3.48 Фм в ^{48}Ca , что приводит к увеличению остова ^{40}Ca в изотопе ^{48}Ca до 3.44 Фм.

2. Проявление парного взаимодействия нуклонов в изотопах Ca

Спаривание двух тождественных нуклонов, находящихся на оболочке j , является следствием короткодействующих сил притяжения между нуклонами. Для учета этого эффекта в оболочечной модели помимо общего центрального потенциала, создаваемого всеми

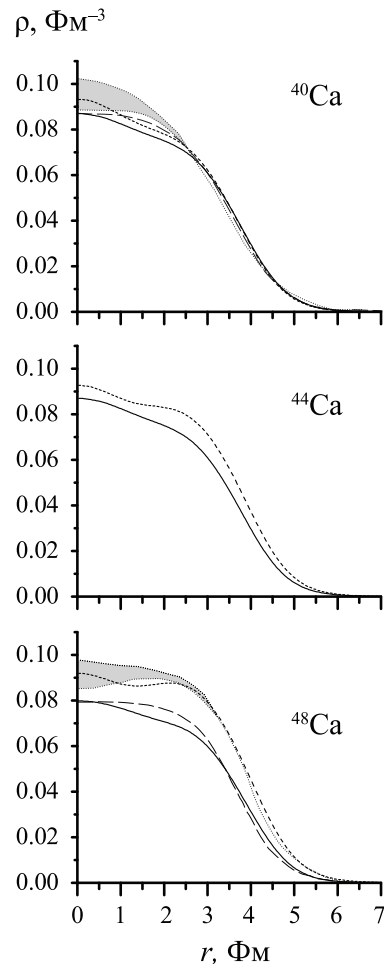


Рис. 8. Распределение протонов ρ_p (сплошная линия) и нейтронов ρ_n (короткий пунктир) в изотопах $^{40,44,48}\text{Ca}$ в модели SHF с параметризацией SkP. Для сравнения приведены экспериментальные оценки ρ_p [25] (штриховая линия) и ρ_n [26] (точечная линия)

нуклонами ядра, вводят так называемое остаточное взаимодействие — локальные силы спаривания.

Пара тождественных нуклонов, находящихся на оболочке j , в силу принципа Паули образует набор состояний с четными значениями полного момента J :

$$J^P = 0^+, 2^+, 4^+, \dots \quad (J_{\max}^P = (2j - 1)^+). \quad (3)$$

Так, для пары нейтронов, находящихся на оболочке $1f_{7/2}$, это состояния

$$J^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+. \quad (4)$$

На рис. 9 схематически показаны варианты спектров мультиплетного основного состояния. В модели независимых частиц (рис. 9, а) все состояния вырождены по энергии. Введение парного взаимодействия (действующего только на спаренные нуклоны) приводит к расщеплению спектра на состояние с сеньорити $\nu = 0$ (частицы спарены, $J^P = 0^+$) и на вырожденные состояния с $\nu = 2$ (две частицы не спарены). Спектр состояний двух нуклонов в схеме сеньорити приведен на рис. 9, б.

При введении остаточного δ -взаимодействия состояния (4) образуют мультиплет основного состояния [27]. Схематически спектр мультиплетного состояния приведен на рис. 9, в.

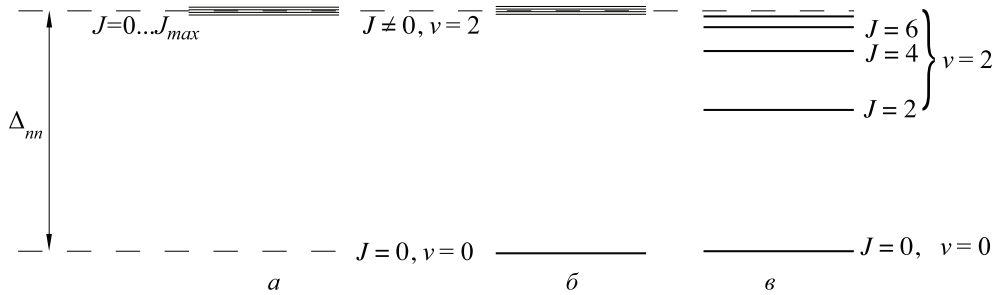


Рис. 9. Мультиплет основного состояния пары нуклонов сверх заполненного остова: а — в модели независимых частиц, б — в схеме сеньорити, в — в модели остаточного δ -взаимодействия

Величина расщепления мультиплета основного состояния определяется энергией спаривания двух нуклонов в соответствующем ядре. В результате в спектрах четно-четных изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ с парами нуклонов сверх магического остова вблизи энергии спаривания появляются, согласно (4), уровни положительной четности со значением J вплоть до $J_{\text{max}} = 2j - 1$: $J^P = 2^+, 4^+, 6^+$. Величина сдвига уровня мультиплета вниз по энергии от положения вырожденного состояния уменьшается с ростом J . Максимальный сдвиг составляет величину энергии спаривания Δ_{nn} и соответствует состоянию $J^P = 0^+$, что объясняет значение спина J и четности P ($J^P = 0^+$) основных состояний всех четно-четных ядер.

На рис. 10 приведены спектры низколежащих возбужденных состояний [2] и энергии спаривания нейтронов в четно-четных изотопах кальция $^{40-48}\text{Ca}$. В работе [28] получены оценки величины сил спаривания

нуклонов из данных по энергиям связи атомных ядер и показано, что оптимальным является удвоенное значение четно-нечетного эффекта (EOS):

$$\Delta_{nn}(N, Z) = 2\Delta_n = B_n(N, Z) - \frac{1}{2}[B_n(N - 1, Z) + B_n(N + 1, Z)]. \quad (5)$$

На рис. 10 точки соответствуют энергиям спаривания нейтронов в изотопах $^{40,42,44,46,48}\text{Ca}$, рассчитанные по формуле (5) на основе экспериментальных значений масс ядер [3]. Следует отметить, что величина EOS Δ_n в случае полностью заполненных оболочек сильно возрастает. Как было показано в работах [29, 30], значение EOS чувствительно не только к парному взаимодействию, но и к другим эффектам ядерной структуры (энергии одночастичных состояний, деформации, оболочечным эффектам). Вклад этих факторов

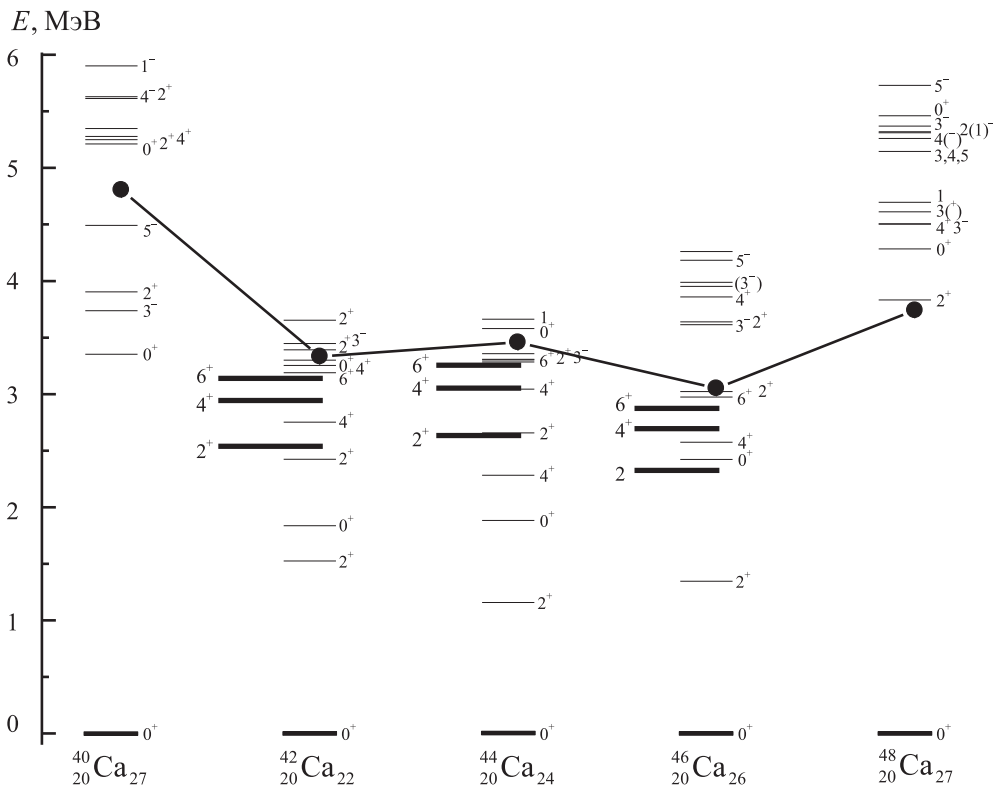


Рис. 10. Энергии спаривания Δ_{nn} (точки) нейтронов в четно-четных изотопах кальция $^{40,42,44,46,48}\text{Ca}$. Приведены экспериментальные спектры низколежащих возбужденных состояний в соответствующих изотопах по данным [2] (тонкие линии). Полу жирными линиями показаны уровни мультиплетов основного состояния с сеньорити $\nu = 2$, рассчитанные в приближении δ -потенциала. Значения Δ_{nn} определены по экспериментальным данным [3]

тем больше, чем больше изотопов используется в процедуре усреднения (5). Поэтому принято считать большие значения Δ_n в магических ядрах артефактом оболочечной структуры и исключать из дальнейших процедур изучения эффектов спаривания нуклонов [31].

В изотопах с незаполненной оболочкой $1f_{7/2}$ вблизи энергии спаривания находится состояние $J^P = 6^+$, которое можно интерпретировать как J^{max} мультиплета основного состояния (4). На рис. 10 полужирными линиями показаны расчеты мультиплетов основного состояния с сеньорити $\nu = 2$ в изотопах Ca с несколькими парами нейтронов сверх дважды магического остова ^{20}Ca в приближении локального остаточного взаимодействия. δ -потенциал

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = -V_0 \cdot \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \quad (6)$$

является простейшим случаем короткодействующего потенциала и позволяет проследить некоторые закономерности спектров двухчастичных состояний ядер. В работе [32] рассмотрен механизм формирования мультиплета основного состояния в случае δ -потенциала и показано, что для двух тождественных нуклонов на одной оболочке j сдвиг энергии $\Delta E_{jj;J}$ состояния J составляет

$$\Delta E_{jj;J}(T=1) = -\frac{1}{2} V_0 F_0(nl) (2j+1)^2 \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2, \quad (7)$$

где $F_0(nl)$ — радиальный интеграл

$$F_0(nl) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{R_{nl}^4(r)}{r^2} dr.$$

В случае $J=0$ соотношение (7) упрощается:

$$\Delta E_0 = -\frac{1}{2} (2j+1) V_0 F_0(nl).$$

Таким образом, отношение энергий состояний мультиплета $\Delta E_j / \Delta E_0$ фактически зависит только от моментов валентных нуклонов и не зависит от радиального интеграла. Приняв за величину расщепления мультиплета энергию спаривания нейтронов $\Delta E_0 = \Delta_{nn}$, можно предсказать спектр всего мультиплета основного состояния.

В работе [28] были рассчитаны значения энергий уровней мультиплетов основного состояния ядер с парой тождественных нуклонов сверх дважды магического остова и показано, что, используя величины спаривания нуклонов из экспериментальных данных по массам ядер, можно описать спектр низколежащих состояний соответствующих изотопов. Наилучшее согласие достигается в области тяжелых ядер, в которых одночастичные моменты j имеют большие значения. В случае изотопа ^{42}Ca , в котором два валентных нейтрона находятся в состоянии $1f_{7/2}$ сверх дважды магического остова ^{20}Ca , расчет спектра мультиплета основного состояния хорошо согласуется с экспериментальными значениями энергий возбужденных состояний. Такая же картина наблюдается и в случае ^{46}Ca , основное состояние которого может быть представлено как дважды магический остов ^{48}Ca и пара «дырок» в состоянии $1f_{7/2}$. Наилучшее согласие между расчетом и экспериментальными данными наблюдается в случае

изотопа ^{44}Ca , в котором присутствуют две пары тождественных нейтронов и мультиплет основного состояния может быть разделен согласно схеме сеньорити на две группы: $\nu=2$ и $\nu=4$. На рис. 10 приведен спектр состояний с $\nu=2$ $J^P = 2^+, 4^+, 6^+$, рассчитанный по соотношениям (7) для энергии спаривания $\Delta_{nn} = 3.5$ МэВ. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными значениями спинов и четностей возбужденных состояний изотопов $^{42,44,46}\text{Ca}$.

3. Деформация изотопов $^{40-48}\text{Ca}$

В первом приближении атомное ядро можно считать имеющим сферическую форму. Зависимость радиуса ядра от массового числа A описывается соотношением

$$R_0 = (1.1 \div 1.3) \cdot A^{1/3} \text{ Фм.}$$

В случае аксиально симметричной деформации ядро приобретает эллипсоидальную форму

$$R(\Theta) = R_0 [1 + \beta_2 Y_{20}(\Theta, \phi)].$$

Степень отклонения формы от сферически симметричной характеризуется параметром квадрупольной деформации β_2 :

$$\beta_2 = \frac{b-a}{2(b+a)} = \left(\frac{16\pi}{45} \right)^{1/2} \frac{a-b}{R_0}, \quad (8)$$

где b и a — величины полуосей ядерного эллипсоида.

Отклонение распределения заряда в ядре от сферической симметрии определяет величину электрического квадрупольного момента ядра Q_0 :

$$Q_0 = \frac{1}{e} \int_V (3z^2 - r^2) \rho(\mathbf{r}) d^3r = \frac{1}{e} \int_V (3 \cos^2 \Theta - 1) \rho(\mathbf{r}) r^2 d^3r, \quad (9)$$

где e — заряд протона, $\rho(\mathbf{r})$ — зарядовая плотность ядра, Θ — угол между осью симметрии ядра z и вектором \mathbf{r} . В случае постоянной зарядовой плотности при $Q > 0$ аксиально симметричное ядро имеет форму вытянутого вдоль оси z эллипсоида, при $Q < 0$ — сплюснутого.

Квадрупольный момент однородно заряженного эллипсоида описывается соотношением

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z (b^2 - a^2) = \frac{3e}{\sqrt{5}\pi} Z R_0^2 \beta_2. \quad (10)$$

Источниками экспериментальной информации о квадрупольной деформации ядра, помимо значений квадрупольных электрических моментов, являются также вероятности $E2$ -перехода из возбужденного состояния 2^+ деформированного ядра в основное состояние $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. В ротационной модели приведенная вероятность перехода $B(E2)$ через коэффициенты углового сложения $C_{J_i K_i J_f K_f}^{J_2 K_2}$ связана с квадрупольным моментом Q_0 и соответственно параметром квадрупольной деформации β_2 :

$$B(E2 \downarrow) = \left(\frac{5}{16\pi} \right) Q_0^2 \left(C_{J_i K_i J_f K_f}^{J_2 K_2} \right)^2 = \left(\frac{3}{4\pi} Z R_0^2 \right)^2 \beta_2^2. \quad (11)$$

На рис. 11, *а* показана зависимость положения первого возбужденного уровня 2_1^+ в четно-четных изотопах кальция $^{36-54}\text{Ca}$. Ярко проявляются максимумы при $A = 40$ и 48 , соответствующие дважды магическим ядрам ^{40}Ca ($N = 20, Z = 20$) и ^{48}Ca ($N = 28, Z = 20$). Максимум при $A = 52$ соответствует заполнению нейтронами одночастичного состояния $2p_{3/2}$.

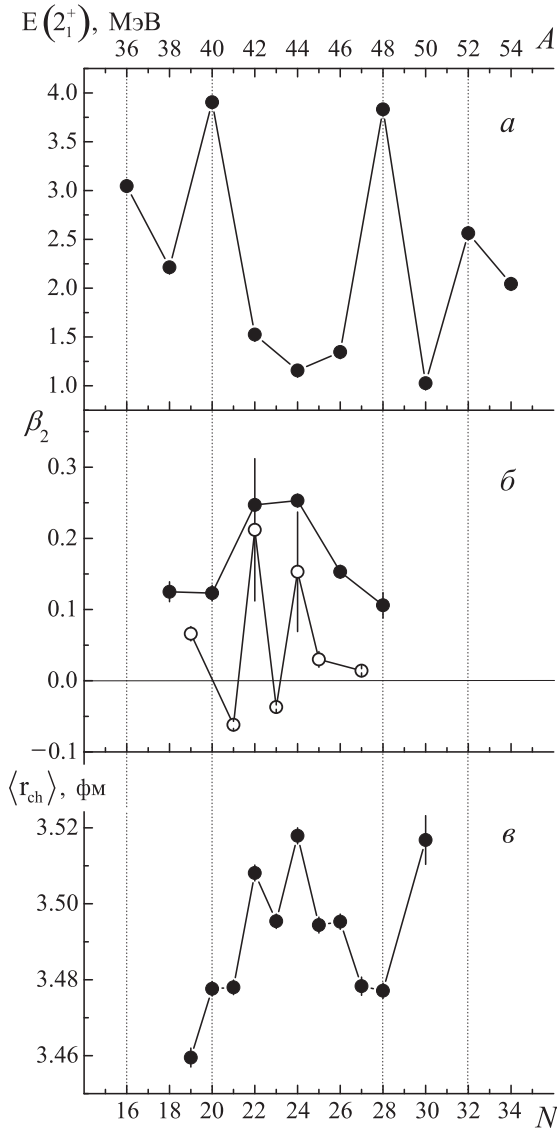


Рис. 11. *а* — Энергия первого возбужденного состояния 2_1^+ для четно-четных изотопов кальция [1]. *б* — Параметр квадрупольной деформации β_2 изотопов Ca. Черные кружки соответствуют значениям, полученным на основе данных по вероятностям переходов $B(E2 \downarrow)$, светлыми кружками отмечены значения, полученные на основе данных об электрических квадрупольных моментах Q_0 . Данные [2]. *в* — Зарядовые радиусы изотопов Ca [4]

На рис. 11, *б* черными кружками показаны данные о величине параметра квадрупольной деформации β_2 , полученные из вероятности переходов $B(E2 \downarrow)$. Светлыми кружками показаны результаты, полученные на основе значений электрических квадрупольных моментов изотопов $^{38-48}\text{Ca}$ [2]. На рис. 11, *в* приведены

данные о среднеквадратичном зарядовом радиусе в изотопах Ca.

Легко видеть корреляции между экспериментальными данными по деформации ядра, значениями среднеквадратичных зарядовых радиусов и положением первого возбужденного уровня 2_1^+ . Максимальные значения энергии уровня 2_1^+ соответствуют ядрам, имеющим сферическую симметрию.

Величина параметра квадрупольной деформации β_2 , полученная на основе анализа вероятностей $B(E2 \downarrow)$ положительна и для большинства ядер не превышает значения 0.5. Из рис. 11, *б* видно, что минимальную деформацию имеют дважды магические изотопы ^{40}Ca и ^{48}Ca . При заполнении нейтронами оболочки $1f_{7/2}$ деформация изотопов Ca увеличивается, достигая максимума в случае изотопов $^{42,46}\text{Ca}$, а затем уменьшается при полном заполнении оболочки $1f_{7/2}$ в изотопе ^{48}Ca . Величины параметра квадрупольной деформации β_2 , полученные на основе анализа данных об электрических квадрупольных моментах ядер Q_0 , имеют как положительные, так и отрицательные значения. Знак электрического квадрупольного момента указывает на то, что форма основных состояний изотопов $^{41-45}\text{Ca}$ изменяется от вытянутого эллипсоида $^{42,44}\text{Ca}$ к сплюснутому эллипсоиду $^{41,43}\text{Ca}$. То есть в изотопах $^{41-44}\text{Ca}$ происходит сильное изменение равновесной формы ядер в основном состоянии, что означает возможность сосуществования различных форм деформации в возбужденных состояниях, и переходы от одной формы деформации к другой.

В работе [33] подробно рассмотрен вопрос о систематическом расхождении данных по квадрупольной деформации, полученной из двух типов экспериментальных данных и показано, что данное расхождение может являться индикатором наличия существенного вклада динамических колебаний поверхности ядра в основном состоянии.

4. Возбужденные состояния изотопов $^{40-48}\text{Ca}$

Анализ возбужденных состояний изотопов $^{41-48}\text{Ca}$ показывает, что оболочечная модель не в состоянии описать спектр низколежащих возбужденных состояний этих изотопов как одночастичные переходы нейтронов, находящихся сверх инертного кора ^{40}Ca . Существенную роль в формировании спектра играют деформированные состояния и наблюдаемые вращательные полосы, обусловленные связью одночастичных и вращательных состояний ядра.

Исследование природы возбужденных состояний изотопов $^{40,42,44}\text{Ca}$ посвящено большое количество работ, в том числе [34–37].

В изотопе ^{40}Ca был измерен спектр возбужденных состояний вплоть до энергии ≈ 22 МэВ (рис. 12) и определены вращательные полосы, базирующиеся на низколежащих возбужденных состояниях $J^P = 0^+$ [34]. Ранее эти состояния были интерпретированы как результат сосуществования двух форм атомных ядер — сферической и деформированной [38, 39]. Результаты расчетов показывают, что первое $J^P = 0^+_{2}$ и второе $J^P = 0^+_{3}$ возбужденные состояния, имеющие энергии $E^* = 3352$ и 5213 кэВ, образуются в результате $(4p-4h)$ и $(8p-8h)$ возбуждений

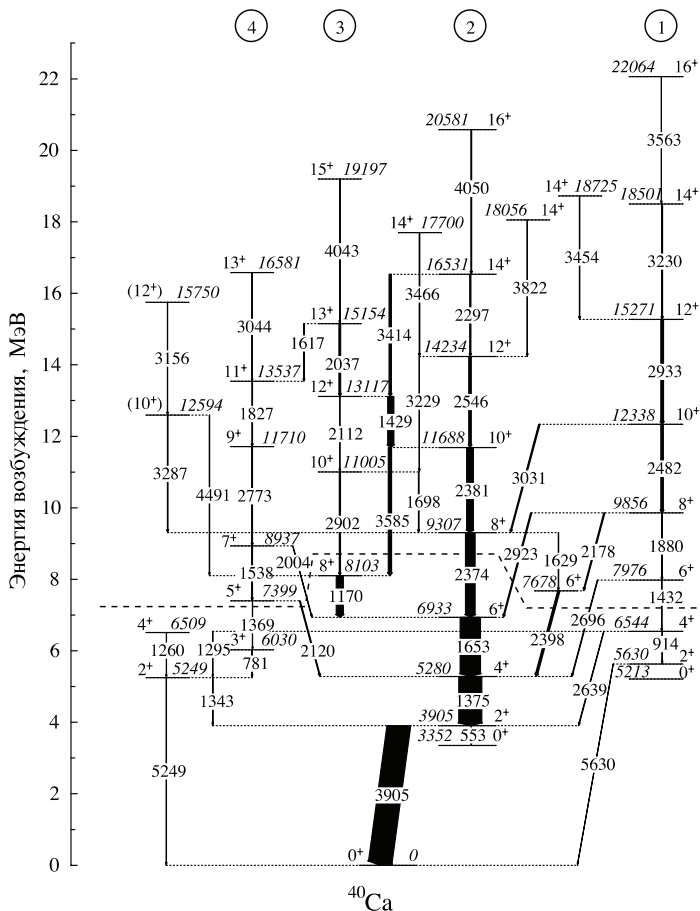
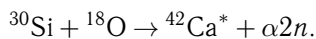


Рис. 12. Схема уровней с четными моментами J^P в ^{40}Ca [34]. В эксперименте определены уровни, расположенные выше пунктирной линии и выделены вращательные полосы 1, 2, 3, 4

остова ^{40}Ca . Анализ спектров γ -переходов позволил выделить две группы переходов, соответствующих вращательным полосам, построенным на состояниях $J^P = 0^+_{2}$ и $J^P = 0^+_{3}$, и определить значения квадрупольных моментов Q_t . Для состояния $J^P = 0^+_{2}$ момент $Q_t(2) = (0.79 \pm 0.14)$ барн, что соответствует параметру квадрупольной деформации $\beta_2 \approx 0.27$ (вращательная полоса 2 на рис. 12). Для состояния $J^P = 0^+_{3}$ момент $Q_t(2) = (1.8 + 0.39 - 0.29)$ барн и $\beta_2 \approx 0.59 + 0.11 - 0.07$ (полоса 1 на рис. 12), что является доказательством существования супердеформации в магическом ядре ^{40}Ca . Данные результаты подтверждаются расчетами динамики одночастичных состояний в модели Вудса–Саксона (рис. 13), а также показывают, что магические числа $N = Z = 20$ формируются не только при нулевой деформации, но и при значениях $\beta_2 \sim 0.6$, ~ 0.3 , ~ -0.4 [34].

В эксперименте на пучке ускоренных до 68 МэВ ионов ^{18}O на мишени ^{30}Si были получены спектры возбужденных состояний ^{42}Ca [35] и ^{44}Ca [36] (рис. 14, 15). Изотоп ^{42}Ca образуется в результате реакции



Регистрировались γ - γ и γ - γ - γ -совпадения гамма-квантов, образующихся при распаде возбужденных состояний ^{42}Ca вплоть до энергии 13.8 МэВ.

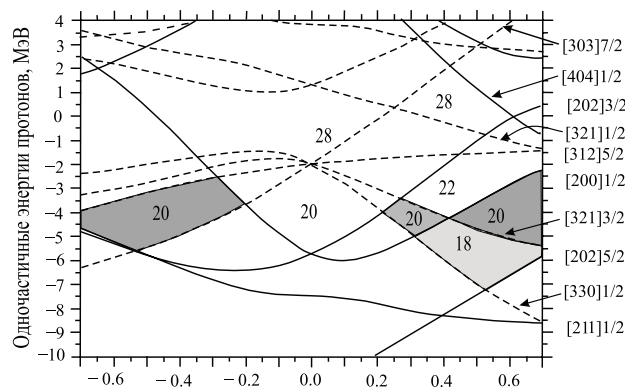


Рис. 13. Эволюция одночастичных состояний в потенциале Вудса–Саксона в зависимости от параметра квадрупольной деформации β_2 . Рисунок из работы [34]

В работе [35] проанализирована структура спектра возбужденных состояний. Показано, что благодаря сосуществованию сферической и деформированной форм в ^{42}Ca , на возбужденном состоянии $J^P = 0^+_{2}$ с энергией возбуждения $E^* = 1837$ кэВ формируется вращательная полоса, включающая уровни с четным J вплоть до $J^P = 12^+$. Состояние $J^+ = 0^+_{2}$ имеет конфигурацию $6p-4h$ [40].

На рис. 14 [35] показана схема распада возбужденных состояний изотопа ^{42}Ca . Состояния $E^* = 1525$ кэВ ($J^P = 2^+$), $E^* = 2752$ кэВ ($J^P = 4^+$) и $E^* = 3189$ кэВ ($J^P = 6^+$) интерпретируются как мультиплет основного состояния двух нейтронов на оболочке $1f_{7/2}$. При такой интерпретации положение состояния $J^P = 2^+_1$ сильно расходится с нашей оценкой для локального остаточного взаимодействия $E^* = 2541$ кэВ. Ближайшим возбужденным состоянием в экспериментальном спектре является состояние $2^+_3(T=1)$ с энергией возбуждения $E^* = 2424$ кэВ. Схожая картина наблюдается и в ядрах-изобарах ^{42}Sc и ^{42}Ti [28]. Однако приближение сферической оболочечной модели недостаточно для интерпретации спектра возбужденных состояний и учета смешивания конфигураций, а также деформаций, связанных с возбуждением остова ^{40}Ca , сильно влияет на положение уровней.

Экспериментальные данные подтверждают сложную природу первых возбужденных состояний $J^P = 2^+_1$ в изотопах $^{42,44,46}\text{Ca}$. В серии экспериментов были получены с хорошей точностью значения g -фактора этих состояний [41–44]. Проведенные в рамках оболочечной модели расчеты показывают, что полученные значения g -фактора возможно воспроизвести только в предположении смешивания сферически симметричной оболочечной $(fp)_\nu^n$ -конфигурации и деформированного состояния с частично-дырочным возбуждением остова ^{40}Ca . Причем если в изотопах $^{42,44}\text{Ca}$ примесь деформированного состояния составляет более 50%, то в ^{46}Ca — не более 10% [44].

Состояния отрицательной четности в изотопе ^{42}Ca вплоть до состояния $E^* = 8297$ кэВ ($J^P = 11^-$) являются состояниями вращательной полосы, образующимися в результате возбуждения конфигурации $(\pi d_{3/2}^{-1} d_{7/2} \nu f_{7/2}^2)$, обусловленной переходом протона из состояния остова ядра ^{40}Ca $1d_{3/2}$ в вакантное состоя-

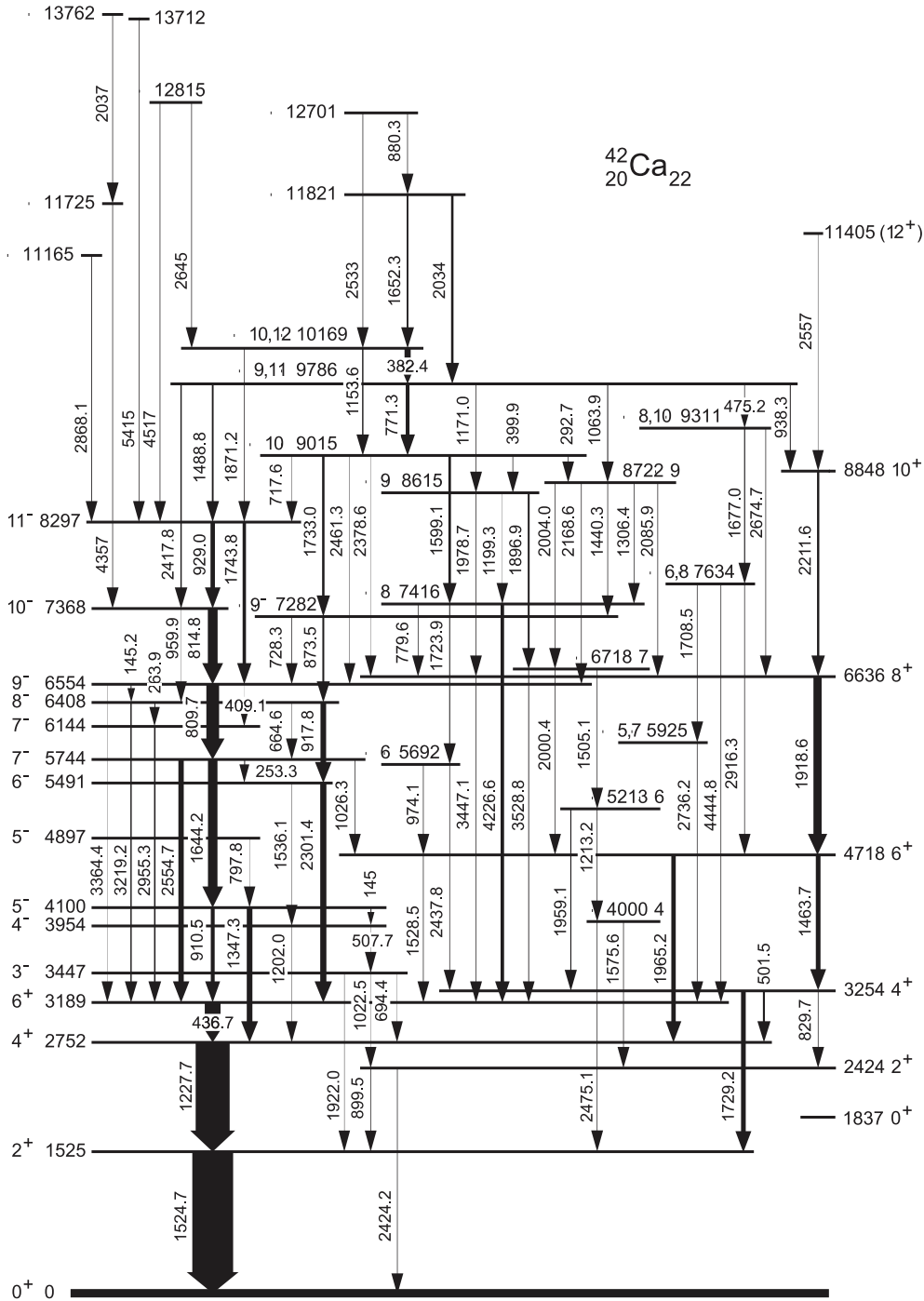
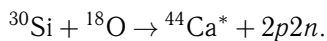


Рис. 14. Экспериментальный спектр возбужденных состояний ^{42}Ca [35]

ние $1f_{7/2}$. Высоковозбужденные состояния отрицательной четности в области энергий 10–12 МэВ образуются в результате перехода нейтрона из состояния $d_{3/2}$ в состояние $1f_{7/2}$, что соответствует конфигурации $(\nu d_{3/2}^{-1} f_{7/2}^3)$.

Подобным образом образуются вращательные полосы отрицательной четности и в изотопе ^{44}Ca . На рис. 15 [36] показана схема возбужденных состояний изотопа ^{44}Ca , образующегося в реакции



В эксперименте выделены две вращательные полосы состояний отрицательной четности, базирующиеся на

состоянии $J^P = 5^-$ с энергией $E^* = 3924$ кэВ и $J^P = 4^-$ с энергией $E^* = 3712$ кэВ. Наиболее высокое состояние $E^* = 10568$ кэВ ($J^P = 13^-$) соответствует конфигурации $(\nu d_{3/2}^{-1} f_{7/2}^4 f_{7/2}^4)$.

В работе [45] исследовались особенности заполнения одночастичных состояний изотопов $^{42-44}\text{Ca}$ в реакции могоноклонной передачи $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ вблизи кулоновского порога. Показано, что наиболее интенсивно в реакциях передачи двух и четырех нейтронов от ядра ^{208}Pb ядру ^{40}Ca заселяются состояния 0^+ , расположенные при энергии ≈ 6 МэВ. Полные моменты двух нейтронов, занявших вакантную подоболочку $2p_{3/2}$ складываются в $J^P = 0^+$. Возбужденные

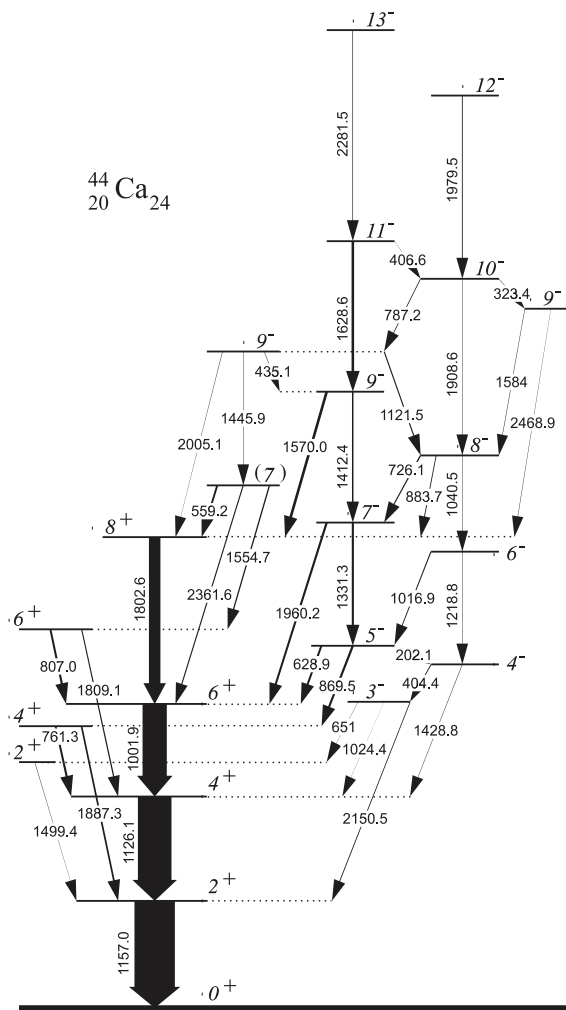


Рис. 15. Экспериментальный спектр возбужденных состояний ^{44}Ca [36]

состояния ^{44}Ca были измерены в реакции неупругого рассеяния протонов с энергиями 6.72 и 8.06 МэВ на мишени, обогащенной изотопом ^{44}Ca . Получены энергии возбуждения, спины и четности 12 состояний

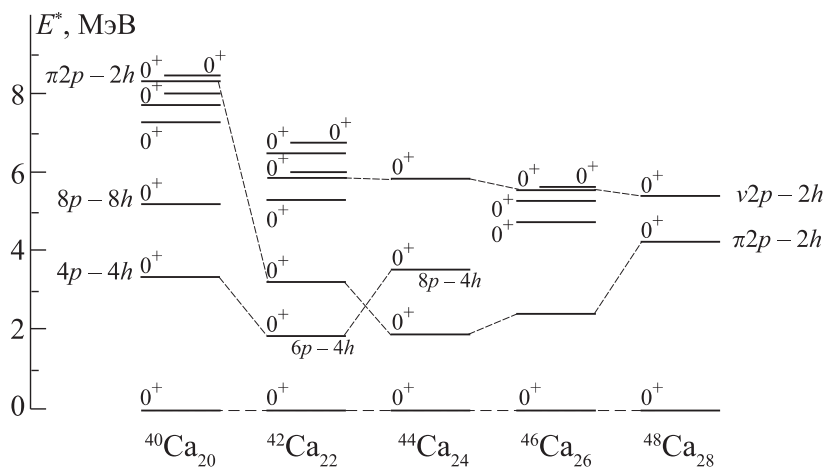


Рис. 16. Систематика возбужденных состояний $J^P = 0^+$ в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$. Обозначения частично-дырочных состояний $4p-4h$ для 0_2^+ и $8p-8h$ для 0_3^+ в ^{40}Ca являются сокращенными наименованиями конфигураций $\pi 2p-2h \otimes \nu 2p-2h$ и $\pi 4p-4h \otimes \nu 4p-4h$ соответственно. Детальное обсуждение и источники данных — см. [39]

до энергии 4.2 МэВ, классификация возбужденных уровней хорошо согласуется с моделью сеньорити [32].

Подробный обзор экспериментальных данных и теоретических расчетов, указывающих на сосуществование сферических и деформированных состояний в изотопах Ca, приведен в работе [39]. На рис. 16 показана систематика возбужденных состояний $J^P = 0^+$ в четно-четных изотопах $^{40-48}\text{Ca}$. Обозначения частично-дырочных состояний $4p-4h$ для 0_2^+ и $8p-8h$ для 0_3^+ в ^{40}Ca являются сокращениями, описывающими конфигурации $\pi 2p-2h \otimes \nu 2p-2h$ и $\pi 4p-4h \otimes \nu 4p-4h$.

Конфигурация $4p-4h$ наблюдается в изотопах $^{42,44}\text{Ca}$ как возбуждение $4p-4h$ остова ^{40}Ca и в соответствии с добавлением нейтронов обозначена как $6p-4h$ и $8p-4h$. Также на рис. 16 обозначены наиболее вероятные парные конфигурации, соответствующие возбуждению пары протонов $\pi 2p-2h$ заполненной оболочки $Z = 20$ и пары нейтронов $\nu 2p-2h$ оболочки $N = 28$.

Спектр низколежащих возбужденных состояний нечетных изотопов $^{41,43,45,47}\text{Ca}$ показан на рис. 17. Основные состояния нечетных изотопов $^{41,43,45,47}\text{Ca}$ имеют спин и четность $J^P = 7/2^-$, что свидетельствует о том, что в этих изотопах происходит заполнение оболочки $1f_{7/2}$. Состояние $3/2^-$, расположенное в области энергий ниже 2 МэВ, можно интерпретировать в рамках одночастичной оболочечной модели как нахождение нейтрона на оболочке $1p_{3/2}$.

Из рис. 17 видно, как изменяется положение первого возбужденного состояния $J^P = 3/2^-$ в зависимости от массового числа A в нечетных изотопах Ca. В изотопах $^{41,45,47}\text{Ca}$ уровень $3/2^-$ расположен в области энергии выше 1.5 МэВ, что согласуется в целом с предсказаниями одночастичной модели. В ядре ^{43}Ca первый уровень $J^P = 3/2^-$ опускается существенно ниже и имеет энергию возбуждения $E^* = 593$ кэВ.

Состояния $3/2^-$, расположенные в области энергий ниже 2 МэВ, можно интерпретировать в рамках модели оболочек как переход нейтрона в подоболочку $1p_{3/2}$. Однако необходимо иметь в виду, что, исходя из сказанного выше, такая простая интерпретация низко-

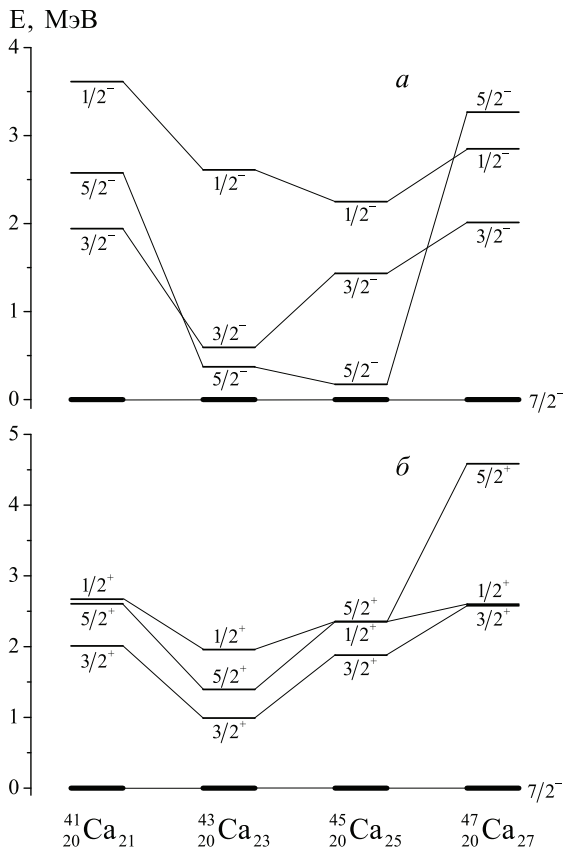


Рис. 17. Положение первых уровней с $J^P = 3/2^-, 5/2^-, 1/2^-, 3/2^+, 5/2^+$ и $1/2^+$ в нечетных изотопах кальция

лежащих состояний не дает однозначного объяснения экспериментальных данных. В результате взаимодействия между одночастичными и коллективными состояниями в нечетных изотопах Ca происходит «разброс» одночастичных состояний по возбужденным состояниям нечетных изотопов Ca в диапазоне энергий $\sim 5-7$ МэВ.

Другим вариантом объяснения является образование деформации в изотопах $^{43,45}\text{Ca}$ (рис. 11). В деформированных ядрах сферическая симметрия отсутствует, но сохраняется симметрия относительно выделенной оси z (аксиальная симметрия). Момент количества движения, создаваемый нуклоном, характеризуют проекцией момента j_z на ось симметрии z (рис. 18). При этом квантовое число j будет иметь следующие значения модуля проекции j и четности p :

$$|j_z|^p = \frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}, \frac{7^-}{2}.$$

Расщепление одночастичных состояний в деформированном потенциале может объяснить положение уровней $5/2^-$ в изотопах $^{43,45}\text{Ca}$, расположенных в области энергии ниже 0.5 МэВ.

Таким образом, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о спектрах возбужденных состояний изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ в области энергий до нуклонного порога однозначно свидетельствуют о сильной связи одночастичных состояний с коллективными возбуждениями в ядре. Для дальнейшего прояснения связи между одночастичными и коллективными степенями

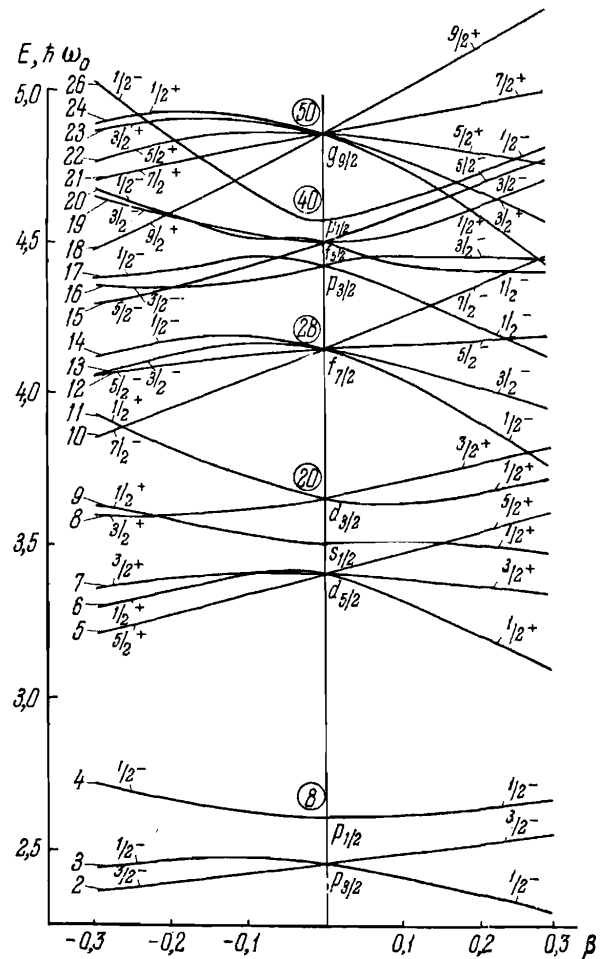


Рис. 18. Зависимость положения уровней в нильссоновском самосогласованном потенциале от деформации β [46]

свободы в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$ необходима более полная информация:

- о спектроскопических факторах возбужденных состояний на пучках поляризованных частиц;
- о вероятностях переходов между возбужденными состояниями, что позволит идентифицировать отдельные цепочки распадов.

5. Гигантский дипольный резонанс в изотопах Ca

Имеющиеся в настоящее время данные о природе возбужденных состояний изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ свидетельствуют о сложной природе этих состояний, в которых наряду с одночастичными возбуждениями существенную роль играют многочастичные возбуждения типа (np, nh) , где $n = 2, 4, 6, 8$, приводящие к возбуждению нуклонного кора ^{40}Ca . Особенности спектров низковозбужденных состояний изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ проявляются в сечениях фотоядерных реакций на этих изотопах в области энергий $E \sim 10-30$ МэВ, где расположен изовекторный гигантский дипольный резонанс (ГДР).

В одночастичной модели оболочек изовекторный гигантский дипольный резонанс формируется группой нескольких одночастичных $E1$ -переходов нуклонов

между соседними оболочками в соответствии с правилами отбора по спину j и четности p

$$j_f = j_i, \quad j_i \pm 1, \quad p_f = -p_i.$$

Одночастичные $E1$ -переходы в изотопах ^{40}Ca и ^{48}Ca приведены в табл. 6. В изотопе ^{40}Ca в соответствии с правилами отбора возможно восемь одночастичных переходов протонов и нейтронов. В ^{48}Ca оболочка $1f_{7/2}$ полностью заполнена нейтронами, поэтому в этом изотопе нейтронные переходы из оболочки $2s1d$ в $1f_{7/2}$ запрещены. Однако появляется дополнительная возможность нейтронных переходов из оболочки $1f_{7/2}$ в оболочку $3s2d1g$.

Таблица 6

Одночастичные переходы $E1$ в изотопах кальция ^{40}Ca и ^{48}Ca

^{40}Ca		^{48}Ca	
протоны	нейтроны	протоны	нейтроны
$1d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$1d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$1d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$1d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$
$1d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$	$1d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$	$1d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$	$1d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$
$1d_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$	$1d_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$	$1d_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$	$1d_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$
$2s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$2s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$2s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$2s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$
$2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$	$2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$	$2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$	$2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$
$1d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$1d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$1d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	$1d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$
$1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$	$1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$	$1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$	$1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$
$1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$	$1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$	$1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$	$1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$
			$1f_{7/2} \rightarrow 1g_{9/2}$
			$1f_{7/2} \rightarrow 1g_{7/2}$
			$1f_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2}$

Учет остаточного взаимодействия между нуклонами приводит к образованию когерентного дипольного

состояния, являющегося суперпозицией одночастичных состояний и расположенного при более высокой энергии в согласии с экспериментальными данными [47].

Заполнение нейтронами оболочки $1f_{7/2}$ в изотопах $^{41-48}\text{Ca}$ должно приводить к конфигурационному расщеплению гигантского дипольного резонанса. По мере заполнения нейтронами оболочки $1f_{7/2}$ уменьшается интенсивность переходов $1d_{5/2} - 1f_{7/2}$ и увеличивается интенсивность переходов в оболочку $3s2d1g$. Величина конфигурационного расщепления в изотопах $^{41-48}\text{Ca}$ составляет $\sim 5-10$ МэВ [52].

На рис. 19 приведены сечения фотонуклонных реакций на изотопах $^{40,48}\text{Ca}$.

Величина интегрального сечения суммы реакций $\sigma_{int}(\gamma, Xn+\gamma, Xp)$ согласуется с оценками на основе дипольного правила сумм:

$$\sigma_{int}(\gamma, Xn+\gamma, Xp) = \frac{60 \cdot NZ}{A} \text{ МэВ} \cdot \text{мбарн.}$$

Интегральное сечение реакции на изотопе ^{40}Ca составляет 511.4 ± 5.4 МэВ·мбарн, на изотопе ^{48}Ca — 803 ± 26 МэВ·мбарн. Однако на изотопе ^{40}Ca доминирует канал распада ГДР с испусканием протонов (γ, Xp), в то время как на изотопе ^{48}Ca доминируют распады с испусканием нейтронов (γ, Xn). Это различие каналов распада ГДР обусловлено в значительной степени различием в энергии отделения протонов B_p и нейтронов B_n в этих изотопах (см. табл. 1).

По мере увеличения нейтронного избытка увеличивается величина изоспинового расщепления ГДР [51]:

$$E(T_>) - E(T_<) = 60 \frac{T_0 + 1}{A} \text{ МэВ,}$$

где $T_0 = (N - Z)/2$ — изоспин основного состояния, $T_> = T_0 + 1$, $T_< = T_0$. Величина изоспинового расщепления состояний $E(T_>) - E(T_<)$ в изотопе ^{48}Ca составляет 6.25 МэВ.

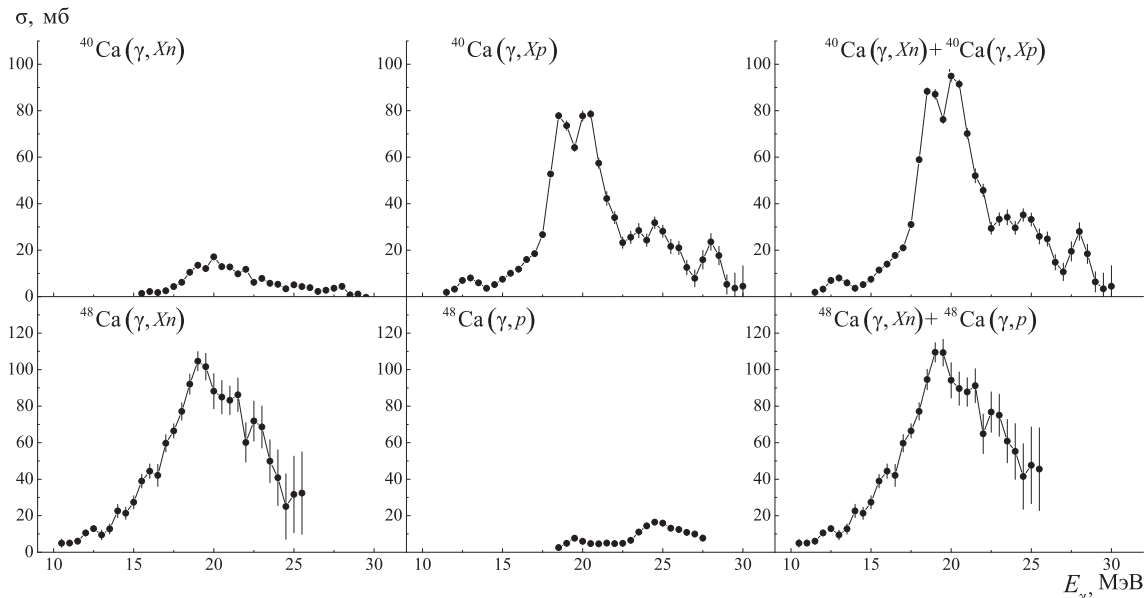


Рис. 19. Сечения фотонуклонных реакций в области гигантского дипольного резонанса на изотопах кальция ^{40}Ca (верхний ряд) и ^{48}Ca (нижний ряд). Сечение фотонейтронной реакции (γ, Xn) является суммой сечений всех реакций с вылетом нейтронов, сечение фотопротонной реакции (γ, Xp) — всех реакций с вылетом протонов. Сумма сечений реакций γ, Xp и γ, Xn дает хорошую оценку сечения полного фотопоглощения $\sigma(\gamma, \text{abs})$. Экспериментальные данные по ^{40}Ca [48, 49], по ^{48}Ca [50]

Отношение вероятностей возбуждения двух изоспиновых компонент ГДР равно

$$\frac{C^2(T_>)}{C^2(T_<)} = \frac{1}{T_0} \left(\frac{1 - 1.5T_0A^{-2/3}}{1 + 1.5T_0A^{-2/3}} \right).$$

В изотопе ^{48}Ca соотношение между возбуждением изоспиновых компонент составляет 0.094.

Когерентные колебания нейтронов оболочки $1f_{7/2}$ относительно ядерного кора ^{40}Ca приводят к еще одной моде колебательных движений — пигми-резонансу, расположенному в районе порога фотоядерных реакций $\sim 6-10$ МэВ [52]. Изучение низлежащих $E1$ -переходов в изотопах Ca представляет в настоящее время большой интерес и ему посвящено значительное количество как экспериментальных [53–57], так и теоретических работ [20, 58–61].

Заключение

Рассмотрены особенности ядерной спектроскопии изотопов $^{40-48}\text{Ca}$. Заполнение нейтронами оболочки $1f_{7/2}$ приводит к появлению коллективных возбуждений остова ядра ^{40}Ca . Эти коллективные возбуждения, обусловленные многочастичными переходами, приводят к значительному обогащению спектров возбужденных состояний в области энергии возбуждения ниже нуклонного порога.

Анализ спектров возбужденных состояний изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ показал как, по мере заполнения нейтронами оболочки $1f_{7/2}$, сферическая форма атомного ядра переходит в деформированное состояние, образующееся в результате когерентного движения нуклонов внешней $1f_{7/2}$ оболочки, а затем возвращается к сферической форме при полной заселенности оболочки $1f_{7/2}$. Связь между когерентными колебаниями нуклонов $1f_{7/2}$ с ядерным остовом $1d2s$ приводит к образованию состояний $np-nh$, расположенных в низкоэнергетической части спектра в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$.

Рассчитанные в рамках метода Хартри–Фока с взаимодействием Скирма положения одночастичных состояний, распределения плотности нуклонов, зарядовые распределения в целом удовлетворительно описывают основные особенности структуры четно-четных изотопов $^{40-48}\text{Ca}$. Однако экспериментальная ситуация оказывается более сложной. Особенности поведения изотопов $^{40-48}\text{Ca}$ в области низких энергий проявляются также и в области выше нуклонного порога, в частности в распадных характеристиках гигантского дипольного $E1$ -резонанса.

Авторы выражают благодарность профессорам Н. Г. Гончаровой, В. В. Варламову, И. М. Капитонову, Д. Е. Ланскому за полезные обсуждения, а также канд. физ.-мат. наук А. А. Кузнецову, С. С. Бельшеву и К. А. Стопани за помощь в подготовке данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 13-02-00124).

Список литературы

1. National Nuclear Data Center, Brookhaven. Evaluated Nuclear Structure Data File. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.

2. База данных «Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ». <http://cdfc.sinp.msu.ru/>.

3. Audi G., Wang M., Wapstra A.H. et al. // Chin. Phys. 2012. **C36(12)**. P. 1287; Wang M., Audi G., Wapstra A.H. et al. // Chin. Phys. 2012. **C36(12)**. P. 1603.

4. Angeli I., Marinova K.P. // At. Data and Nucl. Data Tables. 2013. **99**. P. 69.

5. Mayer M.G., Jensen J.H.D. // Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. N.Y.: Willey, 1955 (Генперт-Майер М., Йенсен И. // Элементарная теория ядерных оболочек. М.: 1958).

6. Бобошин И.Н. // Магические числа и эволюция оболочечной структуры атомных ядер: Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. М., 2010.

7. Bender M., Heenen P.-H., Reinhard P.G. // Rev. Mod. Phys. 2003. **75**. P. 121.

8. Skyrme T.H.R. // Phil. Mag. 1956. **1**. P. 1043; Nucl. Phys. 1959. **9**. P. 615.

9. Vautherin D., Brink D. // Phys. Rev. C. 1972. **5**. P. 626.

10. Goriely S., Tondeur F., Pearson J.M. // Atom. Data and Nucl. Data Tables. 2001. **77**. P. 311.

11. Beiner M., Flocard H., Nguyen Van Giai, Quentin P. // Nucl. Phys. 1975. **A 238**. P. 29.

12. Bartel J., Quentin P., Bracket M. et al. // Nucl. Phys. 1982. **A 386**. P. 79.

13. Dobaczewski J., Flocard H., Treiner J. // Nucl. Phys. 1984. **A 422**. P. 103.

14. Chabanat E., Bonche P., Haenselet P. et al. // Nucl. Phys. 1997. **A 627**. P. 710.

15. Tondeur F., Brack M., Farine M., Pearson J.M. // Nucl. Phys. 1984. **A 420**. P. 297.

16. Tondeur F., Goriely S., Pearson J.M., Onsi M. // Phys. Rev. C. 2000. **62**. 024308.

17. Gnezdilov N.V., Borzov I.N., Saperstein E.E., Tolokonnikov S.V. // Phys. Rev. C. 2014. **89**. 034304.

18. Fayans S.A., Tolokonnikov S.V., Trykov E.L., Zawischa D. // Nucl. Phys. 2000. **A 676**, P. 49.

19. Grawe H., Langanke K., Martinez-Pinedo G. // Rep. Prog. Phys. 2007. **70**, P. 1525.

20. Tertychny G., Tselyaev V., Kamerdzhev S. et al. // Phys. Lett. 2007. **B 647**. P. 104.

21. Schweierz N., Wiedenhov I., Volya A. // arXiv:0709.3525 [nucl-th].

22. Fricke G., Bernhardt C., Heilig K. et al. // Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1995. **60**. P. 177.

23. Brown B.A., Massen S.E., Hodgson P.E. // J. Phys. G. 1979. **5**. P. 1655.

24. Caurier E., Langanke K., Martinez-Pinedo G. et al. // Phys. Lett. 2001 **B 522**. P. 240.

25. Sick I., Bellicard J.B., Cavedon J.M. et al. // Phys. Lett. 1979. **B 88**. P. 245.

26. Ray L. // Phys. Rev. C. 1979. **19**. P. 1855.

27. Ring P., Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem. 3rd ed. Berlin: Springer, 2004.

28. Ишханов Б.С., Степанов М.Е., Третьякова Т.Ю. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014. **1**. С. 3 (Ishkhanov B.S., Stepanov M.E., Tretyakova T.Yu // Moscow University Phys. Bull. 2014. **69**. P. 1).

29. Satula W., Dobaczewski J., Nazarewicz W. // Phys. Rev. Lett. 1998. **81**. P. 3599.

30. Duguet T., Bonche P., Heenen P.-H., Meyer J. // Phys. Rev. C. 2001. **65**. 014311.

31. Margueron J., Sagawa H., Hagino K. // Phys. Rev. C. 2008. **77**. 054309.

32. Talmi I. Simple Models of Complex Nuclei (Contemporary Concepts in Physics, Book 7). N.Y.: Harwood Academic Publishers, 1993.

33. Бобошин И., Варламов В., Ишханов Б. и др. // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Ядерные константы. 2007. **1**. С. 36.
34. Ideguchi E., Sarantites D.G., Reviol W. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**. 222501.
35. Lach M., Styczen J., Meczynski W. et al. // Eur. Phys. J. A 2003. **16**. P. 309.
36. Lach M., Styczen J., Meczynski W. et al. // Eur. Phys. J. A 2001. **12**. P. 381.
37. Lawley N., Dawson N., Jones G.D. et al. // Nucl. Phys. 1970. **A 149**. P. 95.
38. Endt P. M. // Nucl. Phys. 1990. **A 521**. P. 1.
39. Wood J.L., Heyde K., Nazarewicz W. et al. // Phys. Rep. 1992. **215**. P. 101.
40. Fortune H.T., Betts R.R., Bishop J.N. et al. // Nucl. Phys. 1978. **A 294**. P. 208.
41. Taylor M.J., Benczer-Koller N., Kumbartzki G. et al. // Phys. Lett. 2003. **B 559**. P. 187.
42. Schielke S., Hohn D., Speidel K.-H. et al. // Phys. Lett. 2003. **B 571**. P. 29.
43. Spiedel K.-H., Schielke S., Kenn O. et al. // Phys. Rev. C. 2003. **68**. 061302.
44. Taylor M.J., Benczer-Koller N., Bernstein L. et al. // Phys. Lett. 2005. **B 605**. P. 265.
45. Szilner S., Corradi L., Haas F. et al. // Eur. Phys. J. A. 2004. **21**. P. 87.
46. Nilsson S.G. // Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 1955. **29**. P. 1 (Нильссон С. // Деформация атомных ядер / Под ред. Л. А. Слива, М., 1958. С. 232).
47. Balashov V.V., Shevchenko V.G., Yudin N.P. // Nucl. Phys. 1961. **27**. P. 323.
48. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Шевченко В.Г., Юрьев Б.А. // Ядерная физика. 1967. **5**. С. 1138 (Goryachev B.I., Ishkhanov B.S., Shevchenko V.G., Yuriev B.A. // Sov. J. Nucl. Phys. 1967. **5**. P. 811).
49. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Ядерная физика. 1968. **7**. P. 944 (Goryachev B.I., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1968. **7**. P. 567).
50. O'Keefe G.J., Thompson M.N., Assafiri Y.I. et al. // Nucl. Phys. A 1987. **469**. P. 239.
51. Fallieros S., Goulard B. // Nucl. Phys. 1962. **35**. P. 676.
52. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // Физика элемент. частиц и атом. ядра. 2007. **38**. С. 460 (Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. of Part. and Nucl. 2007. **38**. P. 232).
53. Hartmann T., Enders J., Mohr P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. **85**, P. 274.
54. Hartmann T., Enders J., Mohr P. et al. // Phys. Rev. C. 2002. **65**. 034301.
55. Hartmann T., Babilon M., Kamerdzhev S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. **93**. 192501.
56. Isaak J., Savran D., Fritzsche M. et al. // Phys. Rev. C. 2011. **83**. 034304.
57. Derya V., Savran D., Endres J. et al. // Phys. Lett. 2014. **B 730**. P. 288.
58. Гончарова Н.Г., Ерохова В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. **68**. С. 1573-1576.
59. Гончарова Н.Г., Skorodumina Ю.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. **75**. С. 1636 (Goncharova N.G., Skorodumina Yu.A. // Bull. of the Russ. Acad. of Sci. Phys. 2011. **75**. P. 1540).
60. Yuksel E., Khan E., Bozkurt K. // Nucl. Phys. A. 2012. **877**. P. 35.
61. Papakonstantinou P., Hergert H., Ponomarev V.Yu., Roth R. // Phys. Lett. 2012. **B 709**, P. 270.

Nuclear spectroscopy of $^{40-48}\text{Ca}$ isotops

B. S. Ishkhanov^{1,2}, **M. E. Stepanov**^{1,2,a}, **T. Yu. Tretyakova**^{2,b}

¹Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^astepanov@depni.sinp.msu.ru, ^btretyakova@dubna.ru.

The nature of the excited states of the $^{40-48}\text{Ca}$ isotopes is analyzed in the region of energies below the nucleon separation threshold. A peculiar feature of the $^{40-48}\text{Ca}$ isotopes is the predominant filling of the $1f_{7/2}$ neutron shell. Interaction between the neutrons of the $1f_{7/2}$ shell and the nucleons of the $1d_{2s}$ core results in formation of multiparticle excited states with a few vacancies in the $1d_{2s}$ shell. The energies of single-particle proton states in the $^{40-48}\text{Ca}$ isotopes are calculated using the Hartree–Fock potential with the Skyrme potential. The manner in which the energy of single-particle states varies, the magic numbers $N = 20, 28$ are formed, and the charge and nucleon density vary in the $^{40-48}\text{Ca}$ isotopes as the neutron number increases from 20 to 28 is shown. Coherent interactions of the $1f_{7/2}$ shell and $1d_{2s}$ core nucleons also manifest themselves in the region above the nucleon separation threshold, leading to the configuration and isospin splitting of the GDR.

Keywords: $^{40-48}\text{Ca}$ isotopes, spectrum of excited states, Hartree–Fock method, Skyrme interaction, deformation of atomic nuclei, pairing interaction. PACS: 21.10.-k, 27.40.+z, 21.60.Jz.

Received 1 August 2014.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2014).

Сведения об авторах

- Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
- Степанов Михаил Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: stepanov@depni.sinp.msu.ru.
- Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-56-36, e-mail: tretyakova@dubna.ru.