

Ю.В. Буртаев

СУБСТАНЦИЯ И ЕЁ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ

*ОСНОВНЫЕ КОНЦЕПЦИИ
ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ*

в четырёх частях

Часть 3

FGH-СТРУКТУРА И СВОЙСТВА НУКЛИДОВ

burtaev.org

МОСКВА
2018

ББК

УДК 539.1

Буртаев Ю.В. *Субстанция и её фундаментальные структуры. Основные концепции феноменологического описания. В 4 частях. Часть 3. FGH-структура и свойства нуклидов.* Москва. 2018. 200 с.: илл.

ISBN 978-5-901634

В четырёх частях единого по содержанию издания предложена, обоснована и обсуждена достоверная и объективная концепция строения фундаментальных структур субстанции и их взаимодействий. Основные идеи и концепции, вытекающие из них следствия и выводы, а также количественные параметры структур субстанции и соотношения между ними, представленные в книге, основаны на опытных результатах.

В первой части рассмотрены исторические и методологические аспекты экспериментального открытия, изучения и описания фундаментальных структур. Предложена и обсуждена совокупность основных принципов и категорий описания субстанции и её динамических структур. Представлена и обсуждена феноменологическая модель простейших объектов субстанции: нейтрино, фотонов и электронов.

Во второй части предложена и обоснована модель структуры адронов (мюонов, пионов, нуклонов, гиперонов, резонансов) на основе единой концепции. Получены соотношения для расчёта спектра их масс и магнитных моментов. Рассмотрены основные, принципиальные аспекты взаимодействия фундаменталов, дана их интерпретация, предложена систематизация и классификация их соударений, распадов и преобразований. Предложена и рассмотрена систематизация и классификация фундаменталов на основе качественных характеристик и количественных параметров их динамических структур.

В третьей части обоснована и обсуждена достоверная и объективная концепция структур нуклидов и их взаимодействий. Рассмотрены состав, пространственная конфигурация, количественные параметры нуклидов и соотношения между ними. Основные идеи и концепции, качественные следствия из них и количественные соотношения основаны целиком и исключительно на опытных результатах.

В четвёртой части рассмотрены концептуальные взаимодействия фундаментальных структур. На основе кластерной модели нуклидов представлено феноменологическое описание деления нуклидов. Обсуждён и обоснован массовый и химический спектр осколков деления ядер урана и трансуранов.

Книга адресована всем, кто профессионально занимается физикой и другими естественными науками, а также тем, кто интересуется, из чего «сделаны» и как «устроены» простейшие материальные объекты, каково достоверное и объективное описание «физической реальности».

Охраняется законом РФ об авторском праве
Воспроизведение данной книги или любого его переиздания невозможно
без письменного разрешения автора.
Любые попытки нарушения закона будут преследоваться
в судебном порядке.

Книга в четырёх частях издаётся в авторской редакции

ISBN 978-5-901634

Изд. Буртаев Ю.В.

Все пожелания и замечания направлять по адресу
АНО Физическое общество им. А.Г. Столетова
Тел.

© Автор, текст, 2016

© Автор, иллюстрации, 2016

“Ситуация в теоретической физике имеет некоторую аналогию с известной шуткой относительно одного сумасшедшего дома, где каждый из больных, в том числе и врач, только себя считали истинным Иисусом Христом и решительно отвергали подобные претензии остальных больных.”.

Предисловие

Более того, он пришел к убеждению, что именно он обязан, должен, принципиально забыв о современных “стандартных моделях”, сделать попытку сформировать собственное видение феноменов, объектов и структур микромира. При этом, конечно, все описания, представления должны были с максимальной достоверностью соответствовать полученным экспериментальным результатам. А все суждения обязательно подвергать жёсткому анализу на их соответствие требованиям критериев научного метода. К этому обязывала его многолетняя научно-педагогическая работа. Собственные промахи, заблуждения приучили его к терпению, вдумчивости. Они вынудили его к проверке, перепроверке, пере-перепроверке и чужих, и, тем более, «своих» концептов, конструкторов.

В процессе многих попыток сформировать удовлетворительные, доказательные модели автор обнаружил, что электрон, чтобы быть доступным для его понимания, не только может, но и обязательно «должен» быть описан только полученной автором моделью: естественной пространственно-временной конфигурацией. А затем последовали годы «поиска истины», отсеявшие всё, что не укладывалось в единую концептуальную схему.

За несколько лет накопился материал, который нуждался в более подробном анализе, обобщении, наглядном представлении и «словесном» описании. Рукопись первой из трёх частей книги Фундаменталы, включая все иллюстрации, была написана к концу 1988 г. Две другие части этого издания дорабатывались, корректировались, уточнялись постоянно и непрерывно. К концу 1993 г. рукопись книги Фундаменталов была готова к изданию. В это же время на основе сформированных моделей нуклонов автор изучал и описывал следующий уровень фундаментальных структур материи: нуклиды (ядра атомов).

Написание рукописи (включая иллюстрации) четырёх частей книги Нуклиды практически было завершено к 1995 г. Структуру атомов, аспекты их теоретического описания, модели, экспериментальные данные автор изучал, штудировал на базе и основе рукописи двух книг, которые он уже написал для самого себя.

Имея намерение написать и третью книгу, автор составил план и оглавление рукописи Атомы, просмотрел и изучил всю доступную ему литературу по этой проблеме, систематизировал имеющиеся экспериментальные данные, нарисовал концептуальные схемы, иллюстрации. Но в процессе этой работы автор все-таки решил, что нужно сначала опубликовать две первые книги. Он убедил себя, что всё то, что он мог бы и должен был написать об атомах, сможет написать и тот, кто вдумчиво прочтет его первые две книги.

Три части книги Фундаменталы изданы в 1995-96 г.г. Четыре части книги Нуклиды изданы в 1997-99 г.г. В этих книгах автор на основе единых методологических подходов, единых концептуальных принципов, единых аксиоматических утверждений, в одном стиле изложения описал наиболее фундаментальные феномены, объекты и структуры природы: фундаменталы, нуклиды и их взаимодействия. По мнению автора, в этих двух книгах представлены наиболее полные и адекватные реальности, на данный момент времени, модели всех фундаменталов и нуклидов, а также описания их взаимодействий.

Многие проблемы интерпретации экспериментальных результатов в области микромира в том или ином контексте рассмотрены в книгах автора: **ФУНДАМЕНТАЛЫ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ** (3 части), **НУКЛИДЫ** (4 части) и **АБСФИЗИКА**.

**Ю.В. Буртаев. ФУНДАМЕНТАЛЫ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НАБРОСОК ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ
В трех частях, МОСКВА, 1995-96**

- Ч. 1. СТРУКТУРА ФУНДАМЕНТАЛОВ. 1995 (стр. 1-138)
- Ч. 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФУНДАМЕНТАЛОВ. 1996 (стр. 139-348)
- Ч. 3. КЛАССИФИКАЦИЯ И СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ФУНДАМЕНТАЛОВ (стр. 349-542)

Ю.В. Буртаев. НУКЛИДЫ

НАБРОСОК ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ

В четырех частях, МОСКВА, 1997-99

- Ч. 1. ЛЕГКИЕ НУКЛИДЫ $C \geq 21$. 1997 (стр.1-174),
- Ч. 2. СИСТЕМАТИКА СТРУКТУР И ПАРАМЕТРОВ НУКЛИДОВ $C \geq 21$ (стр. 175-320),

Вместо заключения. 1999 (стр. 713-758)

- Ч. 3. СРЕДНИЕ НУКЛИДЫ $56 \geq Z \geq 21$. 1997 (стр. 321-508)
- Ч. 4. ТЯЖЕЛЫЕ НУКЛИДЫ $C \geq 56$. 1998 (стр. 509-712)

Ю.В. Буртаев. АБСФИЗИКА

АБСолют АБСтракции \Rightarrow АБСурд. МОСКВА, 2000 (стр.1-144)

Казалось, научно-педагогическое сообщество должно бы с пониманием (скептически?) воспринять опубликование полного и всестороннего, достоверного, феноменологического описания фундаменталов и нуклидов. Естественно, невозможно было бы надеяться на полное одобрение не только самого подхода к формированию представленных моделей, но и самих моделей. Но их критический анализ в принципе не исключался.

Но, автор – реалист и прагматик. Он отчетливо осознает современную обстановку и условия, в которых он представил читателям свой труд. Он вынужден не только принимать во внимание полное пренебрежение к научной сфере и не только всех властных органов, но и всех средств mass media. Он обязан, кроме того, и учитывать реакцию на свои измышления научной общественности, а точнее, реакцию научной элиты, персонифицированную в лице академиков соответствующего отделения РАН (они же директора НИИ, заведующие отделами и лабораториями, главные редакторы и члены редколлегии журналов). В первую очередь, именно им, персонально, автор представил «для информации к размышлению» после издания свои книги. Никакой реакции ни от кого из них персонально, ни от сотрудников их кафедр, лабораторий, институтов не последовало.

После опубликования двух изданий автор неоднократно выступал с докладами и сообщениями на семинарах на физфаке МГУ, РУДН, на конференциях в МИФИ, ИТЭФ. Однако никто и нигде не высказал ему никаких критических замечаний по представленным моделям фундаменталов и нуклидов. Лишь неоднократно было высказано пожелание: подробно и как можно более понятно растолковать и объяснить мотивы, подвигшие автора на формирование моделей, принципиально альтернативных квантовой парадигме. Две части такого, в некотором смысле, научно-популярного издания вышла из печати.

В силу сложившихся обстоятельств все этапы подготовки рукописи к изданию (запись текста и рисунков на компьютер, их правка, форматирование, макетирование) выполнены автором. Он же выполнил функции редактора и корректора. Вследствие этого в книге не исключены погрешности и опечатки. Автор заранее приносит за них извинения и будет благодарен всем, кто выскажет автору свое мнение о книге, напишет свои пожелания, замечания и обратит внимание на неточности, ошибки и опечатки.

Автор надеется, что издание будет познавательно всем, кто желает получить достоверные и объективные сведения о фундаментальных структурах природы, прочитать о методах и способах описания физической реальности. Оно будет полезно и тем, кто и сам готов стать экспертом, подвергнуть прочитанное анализу и жесткой ревизии.

Условные обозначения (части 3-4)

α	– кластер остова – гелион ($\alpha \equiv 2p2n$)	a	– тритид (a \equiv pnp)
β^{\pm}	– β^- -электрон (β^+ -позитрон)	a	– параметр диффузности нуклидов
β^{\pm}	– β^{\pm} -переходы состояний нуклидов	b	– бинейтрон G-упаковки (b \equiv 2n)
$\gamma_{L,R}$	– фотон (L-левый, R-правый)	c	– субкон скорости ($\approx 3 \cdot 10^8$ м/с)
γ	– γ -переходы состояний нуклидов	<i>c</i>	– радиус полуспада плотности нуклидов
δ	– α -целочисленный кластер остова (2α)	d	– дейтрон (d \equiv pn)
$\varepsilon_{\nu,\gamma}$	– энергия (фотона, нейтрино,..) [МэВ]	e	– элементарный заряд e $= (h / R_K)^{1/2}$
ε	– реакция ε -захвата электрона ядром	<i>f</i>	– этажность F-остова (число кластеров)
ζ	– α -целочисленный кластер остова (13α)	<i>g</i>	– этажность нейтронной G-упаковки
η	– обруч нейтронной упаковки $\eta \equiv 8n$	h	– субкон Планка (h $= 2\pi\hbar$)
θ	– угол рассеяния снаряда (в реакции)	\hbar	– субкон Планка ($\approx 1.054 \cdot 10^{-34}$ Дж.с)
ϑ	– пояс нейтронной упаковки $\vartheta \equiv 4n$	<i>j</i>	– полный моимп нуклонов: $j = l \pm s$
\mathfrak{a}	– α -целочисленный кластер остова (3α)	<i>k</i>	– число устойчивых изотопов
λ	– длина волны ($\lambda = 2\pi\tilde{d}$)	<i>l</i>	– орбитал нуклонов (<i>l</i> \hbar)
μ	– магним нуклонов μ_N и нуклидов μ_X	<i>m</i>	– масса нуклидов $m = E_0 / c^2$ [кг]
μ_B	– магнетон Бора (магним электрона)	n	– нейтрон – конститuent нуклидов
μ_N	– ядерный магним (единица для нуклонов)	p	– протон – конститuent нуклидов
$\nu_{L,R}$	– нейтрино (L-левое, R-правое)	<i>r</i>	– «эффективный» радиус нуклидов
ν	– частота ($\nu = \omega / 2\pi$)	s	– спин фундаменталов $s = 1/2$ ($\hbar/2$)
ξ	– α -целочисленный кластер остова (9α)	t	– тритон (t \equiv nnp)
$\pi^{\pm,0}$	– пионы (с «зарядом» и нейтральные)	<i>t</i>	– «толщина поверхности» нуклидов
ρ	– обруч нейтронной упаковки $\rho \equiv 12n$	xy	– плоскость «экваториального» сечения структуры нуклидов
φ	– угол отклонения магнима от z-оси	<i>z</i>	– ось симметрии структуры нуклидов («ось поляризации»)
χ	– α -целочисленный кластер остова (5α)		
χ	– удельная магнитная восприимчивость		
A	– число нуклонов в нуклиде A $= Z + N$	B	– относительная вероятность процессов
A-	– группа нуклидов ($\alpha\Delta\alpha$ -базис)	D	– разность числа p и n : D $= N - Z$
A	– совокупность атомов (H, He, Li,..)	E_0	– энергия связи нуклидов [Дж]
Г	– ширина резонанса	$E_{\alpha,\beta}$	– энергия α -, β -, γ -распадов нуклидов
Δ	– ассоциация нуклидов (в 3 периоде – «бочкообразный» $\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}$ -остов с $f = 4$)	EA	– энергия сродства атомов к электрону
Z	– число протонов в нуклиде	F-	– α -целочисленный остов (из \mathfrak{a} , χ , ξ , ζ)
Θ	– ассоциация нуклидов (в 3 периоде – «сплюснутый» $\chi\chi$ -остов с $f = 2$)	G_{E,M}	– формфакторы нуклонов в формуле сечения их бомбардировки
N	– число нейтронов в нуклиде	G_N	– постоянная грав. взаимодействия
N^m	– «магический» нейтронный каркас	G-	– нейтронная упаковка нуклидов (ϑ, η, ρ)
Ξ	– ассоциация нуклидов (в 3 периоде – «гантельный» $\chi\mathfrak{a}\chi$ -остов с $f = 3$)	H-	– «макушка» нуклидов (p, n, d, t, a)
Σ	– группа нуклидов (переход от Θ к Ξ)	J	– моимп электронов в атомах ($J = L + s$)
T	– температура (кипения, испарения,..)	L	– орбитал электронов в атомах (L\hbar)
T_{1/2}	– период полураспада [с]	K	– электронные оболочки атомов n_K $= 2$
Υ	– группа нуклидов (переход от Ξ к Δ)	L	– электронные оболочки атомов n_L $= 8$
Ф	– магнитный поток (магним) [Вб]	M	– электронные оболочки атомов n_M $= 18$
X	– нуклид – структура нуклонов (A_ZX_N^D)	N	– электронные оболочки атомов n_N $= 32$
Ψ	– группа нуклидов (переход от Δ к Θ)	O	– электронные оболочки атомов n_O $= 32$
Ω	– октум (октупольный электромагнитный момент нуклидов)	P	– относительная распространенность
		R	– атомный радиус
		Q	– квадрум (электр. квадрупольный момент)
		S	– спектрофакторы в «прямых» реакциях

Любые физические модели, обязательно использующие математический аппарат, невозможно сформировать без использования как общепринятых, так и специфических условных обозначений. Заметим, что системность, ясность и однозначный смысл обозначений обеспечивают и ясность текста. Условные обозначения, которые используются в книге, в основном предназначены для выполнения двух функций.

Во-первых, для обозначения физических величин. При обозначении физических величин используются прописные и заглавные буквы латинского и греческого алфавита. Они соответствуют обозначениям, установленным ГОСТом или употребляемым по традиции. При обозначении разных величин одинаковой буквой, для уточнения, иногда используется нижний индекс. Например, для обозначения энергий ν -нейтрино (ϵ_ν), γ -фотона (ϵ_γ) или β -электрона (ϵ_β) используется нижний индекс, обозначающий принадлежность величины к определённому фундаменталу. А для обозначения электрической постоянной используется общепринятый индекс – ϵ_0 . То же самое относится и к отличию обозначений магнита электрона (μ_β) или протона (μ_p) от обозначения магнитной постоянной – μ_0 .

Все фундаментальные константы субстанции выделены шрифтом: **c**, **h**, **ħ**, **p**, **a**. Это же относится к модулю субстанции – «элементарному заряду» **e**.

Векторы выделены шрифтом (**E**, **H**,...), в отличие от модулей этих векторов (*E*, *H*,...).

Во-вторых, условные обозначения предназначены для представления состава фундаменталов и нуклидов. Эти условные обозначения позволяют в явной форме отобразить количество идентичных конститuentов структуры, которые, в том числе, выполняют функции классификационных таксонов. Для нуклидов (ядер атомов) используются стандартные обозначения: ${}^A_ZX_N^D$. Здесь: **Z** – число протонов, **N** – число нейтронов, **A** – суммарное число нуклонов, **D** = **N** – **Z** – численный состав нейтронной упаковки нуклидов. Конфигурационная, динамическая структура нуклидов представлена тремя динамическими компонентами: F-остов, его нейтронная G-упаковка и H-макушка,

Обратим особое внимание на обозначение кластеров FGH-структуры нуклидов.

Для пяти кластеров F-остова, имеющих α -кратный количественный состав, используются обозначения греческими буквами: $\delta \equiv 2a$, $\alpha \equiv 3a$, $\chi \equiv 5a$, $\xi \equiv 9a$, $\zeta \equiv 13a$.

Для трёх кластеров нейтронной G-упаковки (z -симметричных в xy -плоскости нейтронных поясов или обручей), которые имеют количественный состав, кратный $4n$, используются обозначения также греческими буквами: $\vartheta \equiv 4n$, $\eta \equiv 8n$, $\rho \equiv 12n$.

Для «неспаренных» протонов или нейтронов (их нечётного числа) H-макушки, не входящих в F-остов и G-упаковку, используются (в отличие от кластеров, которые обязательно имеют 4-кратный нуклонный состав) традиционные обозначения латинскими буквами: **p**-протон, **n**-нейтрон, а также дейтрон (**d** \equiv **pn**), тритон (**t** \equiv **npn**) и тритид (**a** \equiv **pnp**).

Более подробный комментарий к обозначениям специфических физических параметров нуклидов будет дан при их рассмотрении и обсуждении.

Другие обозначения поясняются в месте их употребления.

В тексте используется общепринятая аббревиатура:

- КМ – квантовая механика; КТП – квантовая теория поля;
- КЭД – квантовая электродинамика;
- КХД – квантовая хромодинамика;
- СМ – стандартная модель.

Приведём используемые в тексте «сокращения» двухсловных терминов.

- Магним – МАГНИтный Момент ($\mu = I \cdot S_I$ [А*м²])
- Магнип – МАГНИтный Поток ($\Phi = \oint B dS$ [Тл*м²])
- Моимп – МОмент ИМПульса ($j, l, s = \hbar / 2$ [Дж*м / рад])
- Фипрост – ФИзическое ПРОСТранство (наименее возбуждённая субстанция)

Исторические и методологические аспекты интерпретации экспериментальных данных и теоретического описания нуклидов

Всего сто лет тому назад, на пороге XX века о фундаментах не было известно ничего. Господствовало и не оспаривалось представление об атомах, как о бесструктурных, неразделимых, однородных «шариках» с определенной массой и размерами.

В XX веке в ряде лабораторий были проведены многочисленные и разноплановые эксперименты по изучению свойств и измерению параметров фундаментальных структур субстанции. Установленная взаимосвязь конститuentов и параметров фундаментальных структур субстанции и их и взаимодействий схематично представлена в таблице.

Электромагнетизм (Максвелл)					Молекулы (H ₂ O, NaCl,..)	
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ						
Фун- да- мен- талы	β-электроны		H	А Т О М Ы	«Химические», «физические» соединения	
			He		⇒ Газы (N ₂ , O ₂ ...)	
	Li	Многоатомные системы				
	·	⇒ Жидкости				
	Pb					
	Bi					
	·					
Th		⇒ Тела				
U						
·						
Гравитация (Ньютон)					Кристаллы	
СУБСТАНЦИЯ (материальная, абсолютная первооснова): ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА (Кручение, Симметрия, Гармония,..) ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ (с, h, α, ρ)						

В двух первых частях книги «Субстанция», с той или иной степенью подробности, были обсуждены исторические и методологические аспекты открытия, изучения и описания качественных свойств и фундаментальных констант субстанции, а также количественных параметров её «наипростейших» динамических структур – фундаменталов.

Наиболее концептуально значимые, на взгляд автора, методологические аспекты экспериментального исследования и интерпретации экспериментальных данных и теоретического описания нуклидов представлены в гл. 1.2-1.3 1 части книги «Субстанция».

Дополнительно остановимся на одном, но очень важном социологическом обстоятельстве. С начала XX века уполномоченный комитет по завещанию Нобеля стал ежегодно присуждать премии за «выдающиеся достижения» в физике и химии.

Не будем комментировать этические и социологические аспекты процесса присуждения Нобелевских премий. Это сложная тема, полная подтекстов, подковёрной борьбы за приоритет или престиж, политического и финансового давления, государственных, национальных, этических нюансов [Блох, Панкратова, Фридман]. В эту тему, как это ни странно, нужно включить психологические и моральные качества всех тех, кто участвует в Нобелевском процессе, в том числе и потенциальных номинантов [Сонин].

Из таблицы видно, что за 100 лет 3/4 раз премии присуждались по атомной и субатомной физике, а соответствующее число лауреатов намного превысило цифру 100.

Наиболее актуальные направления и разделы физики, которые в XX веке отмечены Нобелевскими премиями	Число премий	Число лауреатов
Атомная физика. Квантовая механика (Годы присуждения премий: 1901-1937, 1945, 1954)	16 премий	20 лауреатов
Электрон (1905-1936, 1954, 1989)	10	14
Протон. Нейтрон (1935-1961, 1989, 1990)	7	11
Ядерная физика (1903-1963, 1975, 1994)	17	27
Физика элементарных частиц (1948-1999)	17	31
Космология. Астрофизика (1948-1999)	7	14
Всего премий (лет присуждения) и лауреатов	74	117

Можно полагать, что история открытия нуклидов (ядер атомов) начинается в 1912 г. В атмосфере разного рода спекулятивных гипотез по предложению Э. Резерфорда его молодые аспиранты (20-летний Марсден и его руководитель 26-летний Гейгер) начали проведение эксперимента, на первый взгляд, абсолютно бессмысленного. Они осуществили бомбардировку α -частицами (излучаемыми радием!) тонких плёнок различных металлов и наблюдение их рассеяния во всех направлениях на экранах. Было установлено, что очень небольшое число α -снарядов испытывает при соударении весьма значительное угловое рассеяние от своей траектории.

К 1912 году накопленная совокупность наблюдений и подсчетов числа вспышек на экранах рассеянных на разные углы α -снарядов позволила Резерфорду сформулировать исключительно важное суждение о том, что и масса, и положительный заряд атома сосредоточены, условно, в его центральной части – ядре атома. Ядро должно иметь очень маленькие «размеры» (примерно на несколько порядков меньше, чем уже известные к тому времени «размеры атомов»). А отрицательно заряженные электроны должны располагаться вокруг этого ядра атома (согласно модели Резерфорда, вращаться по своим траекториям). Как воспользовались опытами Гейгера и Марсдена, а также основанными на них суждениями Резерфорда теоретики и истолкователи экспериментальных данных?

В работе, опубликованной 1 января 1913 г., А. Ван-ден-Брук впервые сформулировал однозначное соответствие: порядковый номер элемента в таблице Менделеева – это заряд его ядра. Отсюда напрашивался, казалось бы, абсолютно логичный, однозначный вывод: свойства элементов (атомов) определяются свойствами их ядер.

Действительно, в декабре того же, 1913 г., Э. Резерфорд в статье “The structure of the atom” выразил согласие с гипотезой Ван-ден-Брука: “Представляется очевидным, что **заряд ядра** (курсив – Ю.Б.) является фундаментальной константой, которая определяет физические и химические свойства атома, тогда как атомный вес является, по-видимому, сложной функцией заряда и зависит от детальной **структуры ядра** (курсив – Ю.Б.)”.

Но... В силу совокупности ряда социальных, политических обстоятельств в этот период большое влияние в научном сообществе приобрели философские и методологические установки «квантовой парадигмы»: экзистенциализм в парадоксальной взаимосвязи с абстрактно-математическим формализмом. Ноуменологические концепты КМ, добившиеся признания в 1928 г. при беспрецедентном напоре её апологетов, императивно направили устремления теоретиков и интерпретаторов экспериментов по тупиковому, патологически ущербному пути. Этот тупик не стал долгим, неразгаданным секретом.

И практически всегда неадекватное восприятие результатов экспериментов и их извращенное истолкование были прямым следствием предвзятых установок и представлений, навязанных господствующей парадигмой: копенгагенской интерпретацией КМ.

Эксперименты в ядерной физике в наиболее развитых странах с неослабевающей интенсивностью продолжались весь XX век.

Для наглядности в таблице представлены экспериментальные работы в области ядерной физики (включая радиоактивность, деление ядер, ядерные реакции с нейтронами, бомбардировка протонами и другими снарядами ядерных мишеней и т.п.), которые показали «научной общественности» наиболее важными и, соответственно, получили признание Нобелевским комитетом.

Год	Исполнители ядерных экспериментов и работ с атомными ядрами	Ноб. премии
1896	А. Беккерель. Открытие спонтанной радиоактивности	1903
1898-99	П. Кюри и М. Склодовская-Кюри. Изучение радиоактивности	1903
1898-06	Э. Резерфорд. Изучение распада и химии радиоэлементов	1908 (химия)
1902-10	М. Склодовская-Кюри. Открытие и изучение радия и полония	1911 (химия)
1902-03	Ф. Содди. Изучение образования и природы радиоизотопов	1921 (химия)
1919	Ф. Астон. Открытие изотопов с помощью масс-спектрографа	1922 (химия)
1913-34	Д. Хевеши. Использование изотопов-индикаторов в химии	1943 (химия)
1931	Э. Лоуренс. Изобретение и усовершенствование циклотрона	1939
1932	Г. Юри. Открытие тяжелого водорода	1934 (химия)
1932	Дж. Чедвик. Открытие нейтрона	1935
1932	Дж. Кокрофт, Э. Уолтон. Трансмутация ядер при их бомбардировке	1951
1933	О. Штерн. Открытие магнитного момента протона	1943
1934	И. Жолио-Кюри и Ф. Жолио-Кюри. Синтез новых радиоэлементов	1935 (химия)
1934	Э. Ферми. Открытие ядерных реакций с замедленными нейтронами	1938
1938	О. Ган. Открытие деления ядер тяжелых атомов	1944 (химия)
1938-9	И. Раби. Метод резонанса и обнаружение магнитных свойств ядер	1944
1940-50	К. Шульц и Б. Брукхауз. Спектроскопия и рассеяние нейтронов	1994
1940-55	Г. Сиборг и Э. Макмиллан. Открытия трансурановых элементов	1951 (химия)
1946	Ф. Блох, Э. Парселл. Метод точного измерения ядерного магнетизма	1952
1946	У. Либби. Использование углерода-14 для геохронологии	1960 (химия)
1955-58	Р. Хофштадтер. Исследования рассеяния электронов на ядрах	1961
1958	Р. Мёссбауэр. Резонансное поглощение гамма-излучения ядрами	1961

Кажутся странными два обстоятельства. Во-первых, не очень понятно, почему фактически «физические» исследования, выполненные Э. Резерфордом и другими экспериментаторами, не получили «Нобелевского признания» именно по физике? Конечно, можно учесть «химические» пристрастия и склонности О. Гана или Ф. Содди. Но не признать выдающиеся экспериментальные работы Э. Резерфорда, супругов Жолио-Кюри, или Г. Сиборга «физическими» – это уже что-то за рамками нормального понимания.

Во-вторых, заметно, что после 1960 г., по мнению Нобелевского комитета, в ядерной физике наступил полный застой: за 40 лет премия присуждена только один раз и то – за работы пятидесятилетней давности.

Приведем и некоторые работы, не отмеченные Нобелевской премией.

1923	Д. Костер, И. Хевеши. Открытие гафния методами спектрального анализа
1928	В. В. Ноддак и И. Такке-Ноддак. Открытие рения методами спектрального анализа
1936	И.В. Курчатов, А.И. Русинов, Л.В. Мысовский. Открытие ядерной изомерии лёгких ядер
1937	Э. Сегре, К. Перрье. Открытие ^{43}Tc в итоге захвата нейтронов ^{42}Mo и β^- -распада
1940	Г.Н. Флёрв, К.А. Петржак. Обнаружение спонтанного деления ядер
1945	Д. Маринский, Л. Гленденин, Ч. Кориэлл. Открытие прометия ^{61}Pm в распадах ^{92}U
1960-70	Синтез трансфермиевых нуклидов ($Z = 102-107$) на циклотроне в Дармштадте
1960-70	Г.Н. Флёрв. Синтез трансфермиевых нуклидов ($Z = 102-7$) на циклотроне в Дубне
1984	Н.И. Роуз, Г.А.Джонс. Обнаружение кластерной радиоактивности
2000-10	Ю.Ц. Оганесян. Синтез нуклидов с $Z \geq 112$ посредством снаряда – изотопа ^{48}Ca

Среди экспериментов, приведенных в таблице, одним из примеров их «серендипности» и негативного влияния «общепринятых» установок на их интерпретацию является эксперимент группы Ферми. Никто из группы не имел предположений относительно того, а что же можно ожидать от ударов нейтронами водорода, лития, бора, углерода и т.д.

Итог четырёхлетней эпопеи, в которой, кроме группы Ферми, самое активное участие приняли парижские исследователи во главе с И. Жолио-Кюри, берлинская группа, ведомая О. Ганом, и другие лаборатории, общеизвестно. Основные этапы этой эпопеи и её последствия будут прокомментированы в части, где будут рассматриваться деления ядер.

Естественно, что теоретики не могли не отреагировать на непредсказуемые и сенсационные открытия в области ядерной физики. По крайней мере, они должны были хотя бы апостериори сформулировать адекватные реальным объектам и процессам модели, истолковывать данные экспериментов. Действительно, в первой половине XX века было выдвинуто (в том числе, Бором, Гейзенбергом и др.) несколько десятков разного рода гипотез, теорий и моделей структуры ядер и их разнообразных реакций и взаимодействий.

Авторы некоторых ядерных моделей разного рода приведены в таблице.

Год	Авторы «теоретических принципов» и моделей в ядерной физике	Ноб. пр.
1902-3	Э. Резерфорд, Ф. Содди. Теория радиоактивного распада	
1911	Э. Резерфорд. Теория рассеяния α -частиц на ядрах (ввел термин «ядро»)	
1913	А. Ван ден Брук. Гипотеза протоно-электронного строения ядер	
1915	У. Харкинс, Э. Вильсон. Гипотеза эффекта упаковки в ядрах	
1920	Э. Резерфорд. Предсказание наличия нейтронов в составе ядер	
1921	Л. Мейтнер. Модель строения ядер из α -частиц, протонов и электронов	
1928	Г. Гамов, Э. Кондон, Р. Гёрни. Модель α -распада: туннельный эффект	
1932	Н. Бор, Х. Крамерс и др. Несохранение энергии при бета-распаде ядер	
1932	Д.Д. Иваненко, В. Гейзенберг. Протоно-нейтронный состав ядер	
1933	Ф. Перрен. Альфа-кластерный состав ядер	
1933	Э. Ферми. Модель бета-распада со «слабым взаимодействием»	
1933-34	И.П. Селинов, К. Гугенхеймер. Магические числа нейтронов: 20, 50, 82	
1933-34	В. Эльзассер. Оболочечная модель ядра	
1934-37	Л. Вифельмейер, Э. Теллер, Дж. Уилер и др. α -частичная модель ядра	
1935	Х. Юкава. Теоретические исследования ядерных сил	1949
1935	К. Вейцекер. Вывод полуэмпирической формулы для энергии связи ядер	
1936-39	Н. Бор, Дж. Уилер, Я.И. Френкель. Капельная модель ядра	
1936	Г. Брейт, Э. Кондон и др. Гипотеза зарядовой независимости ядерных сил	
1936-39	Д. Инглис, Г. Брейт, и др. Модель спин-орбитальных дублетов	
1937	Е. Финберг, Е. Вигнер. Модель «независимых» ядерных частиц	
1937	Х. Бете, В. Вайскопф, Л.Д. Ландау. «Статистическая теория» ядер	
1935-37	Т. Шмидт. Одночастичная модель для объяснения магнитных моментов	
1927-37	Ю. Вигнер. Применение принципов симметрии в теории атомных ядер	1963
1938-39	Х. Бете. Вклад в теорию ядерных реакций и генерацию энергии звезд	1967
1949-50	Й. Йенсен и М. Гепперт-Майер. Оболочечная модель атомных ядер	1963
1950	Дж. Рейнуотер. Модель сфероидальной формы ядер и их состояний	1975
1951-54	О. Бор и Б. Моттelson. «Обобщенная» (“unified”) модель ядра	1975
1952-56	Б. Флауэрс, Р. Блин-Стойл. Учет конфигураций нуклонов и их примесей	
1953	С.Т. Батлер. Модель «прямых ядерных реакций»	
1953-55	Н.Н. Колесников, Б. Хогг, Г. Дакворт. Модель ядерных «подоболочек»	
1954	В. Вайскопф, Г. Фешбах, К. Портер. «Оптическая» модель ядра	
1954-56	Ф. Айзенберг, Т. Лауритсен и др. α -частичная модель легких ядер	
1958	Н.Н. Боголюбов, О. Бор и Б. Моттelson. «Сверхтекучая модель» ядра	
1958-60	А.С. Давыдов. Теория коллективных возбуждений неаксиальных ядер	

Вне всякого сомнения, многие «трудности» теории атомного ядра были обусловлены тем, что нужно было «диалект» показаний приборов и аппаратуры (ответы природы) переводить на язык слов или язык математических символов. А для этого нужны были термины, понятия и определения, адекватно отображающие реальные объекты и процессы.

Часть из них имела целью описать и объяснить конкретные результаты специальных экспериментов (и, добавим, оправдать затраты на их проведение), а некоторые носили откровенно спекулятивный характер, вне связи с какими-то экспериментами.

Эти частные модели и их конструкты друг с другом не были согласованы, а нередко находились в явном противоречии и даже принципиально опровергали друг друга.

В. Вайскопф, авторитетный специалист по ядерной физике, характеризуя вклад в неё многочисленных теоретиков XX века и научное содержание их работ, с негативной коннотацией перефразировал известный панегирик В. Паули о «выдающемся вкладе творцов КМ»: «Ещё никогда в истории столь много людей не сделали так мало».

Выборочно приведем намеренно в неупорядоченном и несистематизированном виде несколько десятков из множества подобного рода вопросов, которые автор формулировал для себя, и ответ на которые он пытался обрести в сотнях книг, статей и обзоров.

1. Почему в природе существует максимальное число устойчивых изотопов только у Sn (у всех $Z = 50 = \text{const}$, а число $D = N - Z$ меняется в пределах $12 \leq D \leq 24$) и почему это максимальное число изотопов равно 10? Заметим, что этот феномен является «уникумом», он единственен и не имеет аналогов, а дополнительно отметим и другой «уникум»: только у нуклидов Sn имеется 3 устойчивых изотопа с нечётным числом нуклонов $A = Z + N$; это число является максимальным и также является единственным феноменом.

2. Почему Природа не в состоянии создать ни одного (ни единого!) абсолютно устойчивого изотопа Tc ($Z = 43$) и Pm ($Z = 61$)? Почему все изотопы Tc и Pm неустойчивы и рано или поздно, но обязательно преобразуются в нуклиды с другим числом протонов? (Является ли это обстоятельство некоторой периодической закономерностью?)

3. Почему, например, у нечётных нуклидов (нуклидов с нечётным Z) имеется, в основном, только по одному устойчивому изотопу или, максимально, по два?

4. Почему у всех устойчивых нуклидов с $Z > 2$ число нейтронов больше или, в крайнем случае, равно числу протонов? Что лежит в основе этого «железного» правила, которому природа следует без всяких исключений?

5. Почему нуклиды только с $20 \geq Z$ имеют устойчивые чётно-чётные изотопы с равным числом протонов и нейтронов ($Z = N$), а у всех нуклидов с $Z > 20$ таких устойчивых изотопов нет? Как можно пояснить эту закономерность природы, да и каков смысл, «подплёка» именно этого пограничного, «магического» числа протонов $Z = 20$?

6. Почему кроме дейтрона устойчивы лишь ещё три нечётно-нечётных нуклида ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$? (Почему эти три и почему никакие другие?)

7. Почему лишь один-единственный нечётно-нечётный ${}^{14}\text{N}$ имеет наибольшую относительную распространенность ($P \approx 100\%$) среди своих устойчивых изотопов (и это тоже «уникум» – единственный и неповторимый!)?

8. Почему все, до единого, чётно-чётные изотопы Be неустойчивы и с $Z = 4$ устойчив один-единственный только чётно-нечётный изотоп ${}^9\text{Be}$? (Что, это опять навязчивое, ничем не мотивированное кредо уникальности или случайная причуда Созидателя?)

9. Почему мала относительная распространенность устойчивых изотопов Li, Be, B, особенно в сравнении с их соседями по числу протонов: He, C, N, O?

10. Почему между Bi ($Z = 83$) и Th ($Z = 90$) нет устойчивых нуклидов или даже радиоактивных, но с довольно большим временем жизни (подобно изотопам Th и U)? За что природа «невзлюбила» все структуры с $83 < Z < 90$?

11. Почему при увеличении числа протонов для устойчивых изотопов растёт не только число нейтронов N , но и разность $D = N - Z$; в том числе у наиболее распространенных изотопов, начиная с $D = 0$ (для ^{40}Ca) и достигая значения $D = 44$ (для ^{208}Pb)? Да и чем обусловлена такая закономерность? И можно ли это считать закономерностью?

12. Почему резко снижается число устойчивых изотопов при переходе в парах (увеличении числа протонов на $\Delta Z = 2$) Kr-Sr (с 6 до 4), Xe-Ba (с 9 до 7), Hg-Pb (с 7 до 4)? Опять тот же банальный вопрос: это периодическая закономерность или «аномалия»?

И при изучении работ с более конкретным содержанием число вопросов, оставленных без ответов, отнюдь не становится меньше, наоборот оно еще более возрастает. Воспроизведем такого рода вопросы (опять же без особой системы, не претендуя на их полноту или особую значимость) по отдельным аспектам строения, описания нуклидов.

13. Что такое энергия связи (удельная энергия связи)? Одинакова ли она для всех нуклонов данного нуклида? Что происходит с нуклонами в нуклиде, трансформируется ли их пространственно-временная конфигурация, меняется ли их энергия покоя (масса), собственный магнитный момент и т.п. (см. гл. 6 // часть 2 «Адроны»)?

14. В частности, имеется ли какая-то функциональная взаимосвязь энергии связи простейшего нуклида – дейтрона – $E_{0,d} = 2.22$ МэВ с разностью между суммой магнимов свободных протона и нейтрона и магнимом дейтрона: $\Delta\mu_d = |\mu_p + \mu_n - \mu_d| = 0.0222 \mu_N$?

15. Имеется ли какая-то функциональная взаимосвязь энергии связи тритона ^3H (три-тида ^3He) $E_{0,t} = 8.48$ МэВ ($E_{0,a} = 7.72$ МэВ) с разностью между суммой магнимов трех свободных нуклонов и магнимом для:

$$\text{трита } ^3\text{H}: \Delta\mu_t = |\mu_p + \mu_n - \mu_n - \mu_t| = 0.186 \mu_N$$

$$(\text{или триида } ^3\text{He}: \Delta\mu_a = |\mu_p + \mu_n - \mu_p - \mu_n| = 0.215 \mu_N)?$$

16. Почему удельная энергия связи максимальна для устойчивых чётно-чётных изотопов Cr-Fe-Ni-Zn ($Z = 24-30$), а абсолютным рекордсменом ($E_0 / A = 8.7944$ МэВ / нуклон) является нуклид ^{62}Ni (с $D = N - Z = 6$), кстати, не обладающий максимальной относительной распространенностью ($P = 4\%$) среди изотопов Ni?

Отметим, что и вице-рекордсмен по удельной энергии связи – ^{58}Fe , также имеющий $D = 6$, ($E_0 = 8.7921$ МэВ / нуклон), и тоже не имеет максимальную относительную распространенность ($P < 1\%$) среди устойчивых изотопов Fe.

17. Как связано значение моимпа нуклидов в основном и возбужденных состояниях с его структурой? Чем объясняется изменение моимпа основных состояний нечётных нуклидов при изменении числа их нуклонов? Носит ли это изменение закономерный характер или оно является «хаотическим» перебором квантовых ступенек $\hbar/2$?

18. Как связано значение магнима нуклидов в основном и возбужденных состояниях с его структурой и с его моимпом? Как объясняется изменение магнима основных состояний нечётных нуклидов при изменении числа их нуклонов? Носит ли это изменение закономерный характер или оно является чисто «хаотическим», неупорядоченным?

19. Почему моимп первого возбужденного уровня «обычных» чётно-чётных нуклидов почти всегда равен $j^* = 2^+$?

Почему «исключения» из этого правила демонстрируют изобары ^{14}C и ^{14}O ($j^* = 1^-$) или, например, «дважды магические» нуклиды ^{16}O и ^{40}Ca , а также совместно с ними ^{72}Ge , ^{90}Zr , ^{96}Zr , ^{98}Zr , ^{144}Sm (у всех $j^* = 0^+$), и совсем уж выпадающие из стандарта ^{146}Gd , ^{148}Dy , ^{208}Pb ($j^* = 3^-$) – все три с «магическим» нейтронным каркасом $N^m = 82$ или $N^m = 126$?

20. Чем вызвана аналогия «ротационных полос», например, для чётно-чётных нуклидов в области редких земель ($Z = 58 - 72$) с числом нейтронов $90 < N < 108$ или для чётно-чётных изотопов ^{92}U и трансурановых нуклидов с $N > 140$?

21. Какова обусловленность свойств «зеркальных» нечётных изобаров их пространственной структурой? Чем объясняется та или иная степень аналогии свойств основного и возбуждённых состояний зеркальных изобаров или, наоборот, отличия их поведения?

22. Связаны ли «аналоговые» состояния чётных изобаров (например, аналоговые состояния изобаров ${}^6\text{He}$ - ${}^6\text{Li}^*$ - ${}^6\text{Be}$ с $A=6$ или знаменитые состояния изобаров ${}^{14}\text{C}$ - ${}^{14}\text{N}^*$ - ${}^{14}\text{O}$ с $A=14$) только и исключительно с подобием, одинаковостью пространственно-временной структуры нуклидов или какую-то роль играют и некие другие «факторы»?

И так далее, и тому подобное...

В ряде работ предприняты попытки, чтобы дать ответы на эти и им подобные вопросы, но, по меньшей мере, они носят дискуссионный характер, часто противоречивы, очень слабо аргументированы и, вследствие тенденции их возможно более *абстрактного* изложения, не всегда сопоставимы с экспериментальными данными.

Однако вопросы такого рода практически остались без удовлетворительных ответов. Нужно откровенно, без обиняков, признать, что ответов на эти вопросы, хоть в какой-то степени согласующихся друг с другом, основанных на ясных, всеми принятых, доступных пониманию фундаментальных принципах и, безусловно, соответствующих экспериментальным данным, нет. Или, если сказать более дипломатично, степень объективности, достоверности теоретического фундамента описаний реакций и взаимодействий (конституенты, конструкты, концепты, сильные и слабые аксиоматические утверждения) не соответствует чисто интуитивным представлениям. Да и сам этот фундамент подчас кажется чересчур надуманным и сверх допустимой меры *абстрактным*, лишь опосредственно связанным с данными бесчисленных и разнообразнейших экспериментов.

Какие достоверные экспериментальные данные должны быть положены в основу и учтены при формировании адекватных моделей нуклидов? Несомненно, что основным конструктом модели взаимодействия конституентов (протонов и нейтронов) в структуре нуклидов должны быть их вращательно-волновые свойства. Эти свойства и соответствующие параметры нуклонов обсуждены и подробно описаны в гл. 5 части 2 «Адроны».

Однозначная зависимость динамической структуры нуклидов от свойств нуклонов обусловлена тем, что никаких других конституентов, кроме протонов и нейтронов в составе нуклидов нет. Естественно, что должны быть обязательно приняты во внимание и свойства β -электронов, γ -фотонов и ν -нейтрино, которые закономерно участвуют в тех или иных реакциях последовательной релаксации возбуждённых состояний нуклидов.

С другой стороны, свойства и параметры динамической структуры нуклидов закономерно определяют свойства электронной оболочки соответствующих атомов. Поэтому свойства структуры ядер атомов достоверно проявляются в свойствах электронной структуры атомов. Следовательно, периодическое изменение свойств атомов должно выступать в качестве подтверждения периодического изменения структуры их ядер.

Блох А.М. Советский Союз в интерьере Нобелевских премий. СПб.: Гуманистика, 2001.

Панкратова С. Нобелевщина. // Итоги, № 50, 2002 (Стр. 42-45).

Фридман С.А. Евреи – лауреаты Нобелевских премий. 1900-2000. М., 2000

Сонин А.С. «Физический идеализм». История одной идеологической кампании. М.: Физмат, 1994.

Чолаков В. Нобелевские премии. Ученые и открытия. М.: Мир, 1986.

Нобелевские лекции по физике. 1901-1921. М.: РХД, 2002.

Нобелевские лекции по физике. 1995-2004. М.: РХД, 2009.

Данин Д.С. Резерфорд. М.: Молодая гвардия, 1966. (ЖЗЛ)

Кюри Мария. Пьер Кюри. М.: Наука, 1968.

Кюри Е. Мария Кюри. М.: Атомиздат, 1973.

Сегре Э. Энрико Ферми – физик. М.: Мир, 1973.

Глава 1.3 СТРУКТУРА ЛЕГЧАЙШИХ НУКЛИДОВ

“Действительно, протон и нейтрон, например, взаимодействуют друг с другом через так называемые ядерные силы. С корпускулярной точки зрения, ядерное поле состоит из π -мезонов. Такое поле можно себе наглядно представить в виде “облака” π -мезонов, окружающего протоны и нейтроны. Однако это мезонное облако настолько определяет свойства протона и нейтрона, что мезоны в известном смысле почти структурно входят в протон и нейтрон и потому в этом смысле содержание понятия протона становится неотделимым от содержания понятия π -мезона. Поэтому π -мезоны “ответственны” за ядерные силы, действующие между протонами и нейтронами. Массой π -мезона определяется радиус действия этих сил. Токи мезонного “облака” вокруг протона и нейтрона определяют, по-видимому, магнитные моменты этих частиц”.

М.А. Марков

Основываясь на вращательно-волновой иерархической структуре нуклонов, представленной в части 2 «Адроны», рассмотрим возможные структуры изотопов водорода: дейтрона, тритона ($Z=1$), а также изотопов гелия ($Z=2$).

Начнем с самой простейшей нуклонной системы – дейтрона. В результате экспериментов установлено, что ядро «тяжёлого водорода» ${}^2\text{D}$ состоит из протона и нейтрона. Для упрощения записи в дальнейшем дейтрон будем обозначать буквой «**d**». Нумоимп дейтрона **d** равен сумме спинов протона и нейтрона: $j = 1/2 + 1/2 = 1$ –, то есть оба нуклона соосны, а их спины имеют одинаковое направление. Поэтому их магнимы направлены противоположно: $\mu_d = |\mu_p^d + \mu_n^d| = |\mu_p^d| - |\mu_n^d|$. Энергия покоя (масса) дейтрона E_d (m_d) меньше суммы энергий покоя его нуклонов $(m_n + m_p) \cdot c^2$ на величину, называемую энергией связи: $E_0 = (m_n + m_p - m_d) \cdot c^2$. Обе динамические величины, характеризующие интенсивность взаимодействия двух нуклонов (магним и энергия связи), измерены в разноплановых экспериментах с достаточно высокой точностью:

$$\mu_d = 0,85743823 \mu_N, \quad E_0 = 2,22457 \text{ МэВ}.$$

Сделаем естественное предположение: в процессе взаимодействия протона и нейтрона в дейтроне керны обоих нуклонов почти не изменились (их деформацию при этом, в первом приближении, можно количественно не учитывать).

Тогда в результате «контактного» взаимодействия, «зацепления» внешних гармоник нейтрона и протона происходит деформация, динамическая притирка друг к другу только их внешних подструктур, а именно их шуб, имеющих пионную структуру. Эта «деформация» шуб двух нуклонов дейтрона может быть выражена в изменении их энергии или пространственно-временных параметров (см. гл. 5 // часть 2 «Адроны»).

Из посылки z -осевой симметрии нуклонов следует вывод, что дейтрон является z -осевой линейной структурой двух нуклонов – рис. 1.3.1. Согласно сделанному предположению, $E_0^d = (\delta m_p^q + \delta m_n^q) c^2$, где $\delta m_n^q c^2 = (m_n^q - {}^d m_n^q) c^2$ – вариация энергии шубы нуклонов по сравнению с их свободным состоянием (здесь и в дальнейших формулах используется система единиц: $c = 1$, $\hbar = 1$). Эта вариация энергии шубы обоих нуклонов ${}^d m_n^q c^2$ определяет вариацию их магнимов (см. гл. 5 // «Адроны»). При уменьшении массы шубы нуклонов (например, протона $\delta {}^d m_p^q$) и соответствующем увеличении её размеров их магнимы определяются «магнитной массой» (${}^d m_p^\mu = m_p^\mu - \delta m_p^\mu$ – для протона):

$$\mu_p^d = (e\hbar / 2) / [2(m_p^\mu - \delta m_p^\mu)] = (e\hbar / 2) / {}^d m_p^\mu \quad \text{и} \quad \mu_n^d = (e\hbar / 2) / [2(m_n^\mu - \delta m_n^\mu)].$$

Согласно выше высказанному предположению, представим изменение «магнитной массы» δm_N^μ как следствие изменения только энергии шубы нуклонов $\delta m_N^q \mathbf{c}^2 \approx \delta m_N^d \mathbf{c}^2$, без изменения энергии их ядер: $\delta m_N^k \mathbf{c}^2 \approx 0$. Тогда магнимы обоих нуклонов дейтрона определяются через их «магнитные массы» ${}^d m_N^\mu$:

$$\mu_p^d = \frac{e\hbar}{2} * \frac{1}{2 {}^d m_p^\mu}, \quad \text{где } {}^d m_p^\mu = \frac{m_p^q - \delta m_p^q}{1 - (m_p^q - \delta m_p^q) / m_p^k} \quad (1.3.1)$$

$$\mu_n^d = \frac{e\hbar}{2} * \frac{1}{2 {}^d m_n^\mu}, \quad \text{где } {}^d m_n^\mu = \frac{m_n^q - \delta m_n^q}{1 - 2 (m_n^q - \delta m_n^q) / m_n^k} \quad (1.3.2)$$

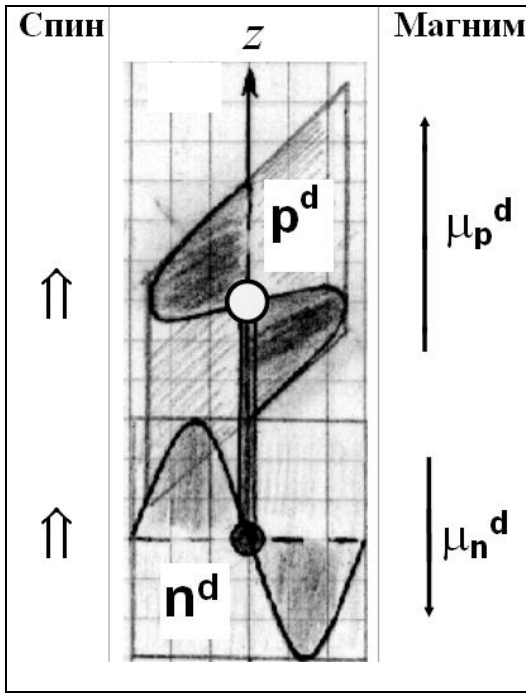


Рис. 1.3.1. Условное отображение пространственной z-осевой конфигурации дейтрона

Так как коллинеарные магнимы протона и нейтрона имеют противоположные направления – рис. 1.3.1 –, то модуль результирующего магнима дейтрона μ_d равен разности их модулей:

$$|\mu_d| = |\mu_p^d| - |\mu_n^d|.$$

Следовательно, разность между суммой магнимов свободных протона плюс нейтрона и магнима дейтрона (равного алгебраической сумме магнимов двух нуклонов, «деформированных» в структуре дейтрона и при этом, конечно, в неодинаковой степени, каждый со своей, собственной деформацией) зависит от вариаций их масс δm_p и δm_n :

$$\Delta \mu_d = \mu_d - [\mu_p - \mu_n] = (\mu_p^d - \mu_p) - (\mu_n^d - \mu_n).$$

Зависимость магнимов μ_p^d и μ_n^d от вариаций масс нуклонов δm_p и δm_n из (1.3.1) и (1.3.2) можно

представить соответствующими функциями.

Для протона:

$$\begin{aligned} \mu_p^d &= \frac{e\hbar}{2 \cdot 2 m_p} * \frac{m_p}{{}^d m_p^\mu} = (\mu_N / 2) \frac{m_p}{{}^d m_p^\mu} = (\mu_N / 2) * m_p \frac{1 - (m_p^q - \delta m_p^q) / m_p^k}{m_p^q - \delta m_p^q} = \\ &= \mu_N * \frac{m_p}{2 m_p^q} * \left(1 - \frac{m_p^q}{m_p^k}\right) * \frac{1 + \delta m_p^q / [m_p^k (1 - m_p^q / m_p^k)]}{1 - \delta m_p^q / m_p^q} \end{aligned} \quad (1.3.3a)$$

Обозначив относительное изменение энергии шубы протона при его включении в состав дейтрона $\delta m_p^q / m_p^q = x_p$ и учтя, что $x_p \ll 1$, представим $\mu_p^d(\delta m_p^q)$ функцией x_p :

$$\begin{aligned} \mu_p^d &= \frac{\mu_N}{2} * \frac{m_p}{{}^d m_p^\mu} * \frac{1 + x_p [m_p^q / (m_p^k - m_p^q)]}{1 - x_p} = \\ &= \mu_p [1 + x_p * m_p^q / (m_p^k - m_p^q)] * (1 + x_p + \Delta) = \\ &= \mu_p [1 + (x_p * m_p^k / (m_p^k - m_p^q)) + (x_p * m_p^q (x_p + \Delta) / (m_p^k - m_p^q)) + \Delta], \end{aligned} \quad (1.3.3b)$$

где принято $1/(1-x_p) = 1 + x_p + \Delta$.

Откуда определим погрешность аппроксимации Δ :

$$\Delta = 1/(1-x) - (1+x) = x^2 / (1-x).$$

Опуская члены второго порядка малости с x^2 и Δ , получим линейную зависимость – $\mu_p^d = \mu_p + \mu_p * x_p [m_p^k / (m_p^k - m_p^q)]$.

Тогда введенная разность $\delta\mu_p^d$ в первом приближении – линейная функция x_p :

$$\begin{aligned} \delta\mu_p^d &= \mu_p^d - \mu_p = \mu_p * x_p * [m_p^k / (m_p^k - m_p^q)] = \\ &= (\mu_N / 2) * (m_p / m_p^\mu) * x_p * m_p^k / (m_p^k - m_p^q) = (\mu_N / 2) * (m_p / m_p^q) * x_p. \end{aligned}$$

Здесь μ_p – магним протона; $\mu_N = e\hbar / 2m_p$ – ядерный магнетон; $x_p = \delta m_p^q / m_p^q$ – относительное изменение энергии шубы протона при его включении в состав дейтрона.

Аналогично, для нейтрона, входящего в состав дейтрона:

$$\begin{aligned} \mu_n^d &= \frac{e\hbar}{2 * 2 m_p} * \frac{m_p}{m_n^\mu} = (\mu_N / 2) \frac{m_p}{m_n^\mu} = (\mu_N / 2) * m_p \frac{1 - 2(m_n^q - \delta m_n^q) / m_n^k}{m_n^q - \delta m_n^q} = \\ &= \mu_N * \frac{m_p}{2m_n^q} * (1 - 2 \frac{m_n^q}{m_n^k}) * \frac{1 + 2\delta m_n^q / [m_n^k (1 - 2m_n^q / m_n^k)]}{1 - \delta m_n^q / m_n^q} = \quad (1.3.4a) \\ &= \mu_N * \frac{m_p}{2m_n^\mu} * \frac{1 + 2\delta m_n^q / [m_n^k (1 - m_n^q / m_n^k)]}{1 - \delta m_n^q / m_n^q} \end{aligned}$$

Обозначив $\delta m_n^q / m_n^q = x_n$ и учтя, что $x_n \ll 1$, получим выражение для магнима нейтрона:

$$\begin{aligned} \mu_n^d &= \frac{\mu_N}{2} * \frac{m_p}{m_n^\mu} * \frac{1 + 2x_n [m_n^q / (m_n^k - 2m_n^q)]}{1 - x_n} = \quad (1.3.4б) \\ &= \mu_N [1 + 2x_n * m_n^q / (m_n^k - 2m_n^q)] * (1 + x_n + \Delta) = \\ &= \mu_N [1 + (x_n * m_n^k / (m_n^k - 2m_n^q)) + (x_n * 2m_n^q (x_n + \Delta) / (m_n^k - 2m_n^q)) + \Delta], \end{aligned}$$

Опуская члены с x_n^2 и Δ , где Δ – погрешность аппроксимации:

$$\Delta = 1 / (1 - x_n) - (1 + x_n) -,$$

получим зависимость магнима μ_n^d от x_n в первом приближении:

$$\mu_n^d = \mu_n + \mu_n * x_n [m_n^k / (m_n^k - 2m_n^q)].$$

Тогда изменение магнима нейтрона μ_n^d относительно магнима нейтрона μ_n :

$$\begin{aligned} \delta\mu_n^d &= \mu_n^d - \mu_n = \mu_n * x_n * [m_n^k / (m_n^k - 2m_n^q)] = \\ &= (\mu_N / 2) * (m_p / m_n^\mu) * x_n * m_n^k / (m_n^k - 2m_n^q) = (\mu_N / 2) * (m_p / m_n^q) * x_n. \end{aligned}$$

Здесь μ_n – магним нейтрона; $\mu_n = e\hbar / 2m_p$ – ядерный магнетон; $x_n = \delta m_n^q / m_n^q$ – относительное изменение энергии шубы нейтрона при его включении в состав дейтрона.

Из экспериментов имеем следующие соотношения:

$$(\delta m_p^q + \delta m_n^q) c^2 = E_0 = 2,22457 \text{ МэВ}; \quad (1.3.5)$$

$$\Delta\mu_d = (\mu_p^d - \mu_p) - (\mu_n^d - \mu_n) = \delta\mu_p^d - \delta\mu_n^d = \mu_d - (\mu_p - \mu_n) = -0.022362 \mu_n.$$

В первом приближении второе уравнение можно представить линейной аппроксимацией (с учетом относительного направления магнимов):

$$(\mu_n / 2) * m_p * [\delta m_p^q / (m_p^q)^2 - \delta m_n^q / (m_n^q)^2] = -0.02236 \mu_n. \quad (1.3.6)$$

Решая совместно два уравнения (1.3.5) и (1.3.6), получим искомые величины

$$\delta m_p^q = +0.5 \text{ МэВ}, \quad \delta m_n^q = +1.73 \text{ МэВ}.$$

Для наглядности решение двух уравнений проиллюстрировано соответствующими графическими построениями функций $\delta\mu_p^d(\delta m_p^q)$ и $\delta\mu_n^d(\delta m_n^q)$ – рис. 1.3.2. На этом же рисунке указаны полученные в результате решения значения δm_p^q и δm_n^q , а также $\delta\mu_p^d$ и $\delta\mu_n^d$. Согласно полученному решению, энергия шубы нейтрона уменьшится на $\delta m_n^q = 1.73 \text{ МэВ}$, а его магним по модулю, соответственно, увеличится и станет равным ($-1.948 \mu_n$); энергия шубы протона уменьшится на $\delta m_p^q = 0.5 \text{ МэВ}$, а его магним станет равным ($+2.805 \mu_n$).

При этом рассмотренное уменьшение энергии покоя (массы) дейтрона по сравнению с суммой энергий покоя свободных протона и нейтрона $|\delta m_p^q + \delta m_n^q| c^2 \approx 2.23 \text{ МэВ}$ есть «энергия связи» дейтрона, а алгебраическая сумма магнимов двух нуклонов равна магниму дейтрона –

$$\mu_d = \mu_p^d - \mu_n^d \approx 0.8574 \mu_n.$$

Проведенный чисто «прикидочный» расчет, без претензий на высокую точность, тем не менее, наглядно иллюстрирует используемые подходы к описанию простейших нуклидных структур. Он демонстрирует «возможности» такого описания для того, чтобы достаточно убедительно, доступно для понимания рассчитать значения параметров дейтрона на основе «классических» соотношений, которые можно сопоставлять с экспериментальными данными.

Какова важнейшая, фундаментальная **закономерность**, которая лежит в основе формирования субстанции дейтрона (как и всех других нуклидов), а поэтому однозначно и точно определяет все экспериментально измеренные с предельно возможной достоверностью его динамические параметры?

Несомненно, эта объективная **закономерность** должна быть причинно обусловлена субстанциальной вращательно-волновой сущностью двух разнокиральных нуклонов дейтрона. При динамическом взаимодействии L-кирального нейтрона и R-кирального протона (в осевой структуре устойчивого дейтрона) осуществляется контактное взаимное **зацепление** вращающихся гармоник их «внешних» разнокиральных шуб.

Устойчивость структуры вращающихся и сцепленных «волновых шестерёнок» (где «зубьями» являются гармоники шуб нуклонов) обеспечивается двумя условиями.

Во-первых, устойчивость дейтрона обеспечивается только **одинаковым направлением** вращения коллинеарных спинов и протона, и нейтрона – рис. 1.3.2.

Во-вторых, устойчивость дейтрона осуществляется только при определенном целочисленном «скольжении» вращающихся гармоник шуб протона и нейтрона. Дискретное скольжение гармоник шубы и керна протона равно 25/24. А для нейтрона это скольжение равно 7/6 (и такая большая динамическая разбалансировка керна и шубы «свободного» нейтрона вызывает его неизбежную трансформацию в протон – его β -распад).

А вот структура протон-нейтрон, согласно закономерностям субстанции, формируется при целочисленном «скольжении» гармоник шуб протона и нейтрона, в котором главную роль играет число 12 (подчеркнём, опять кратное «магическому» числу 6): 12/11.

$$d_{m_n^q} / d_{m_p^q} = (m_n^q - \delta m_n^q) / (m_p^q - \delta m_p^q) = (152.9 - 1.73) / (138.8 - 0.5) = 12 / 11. \quad (1.3.7)$$

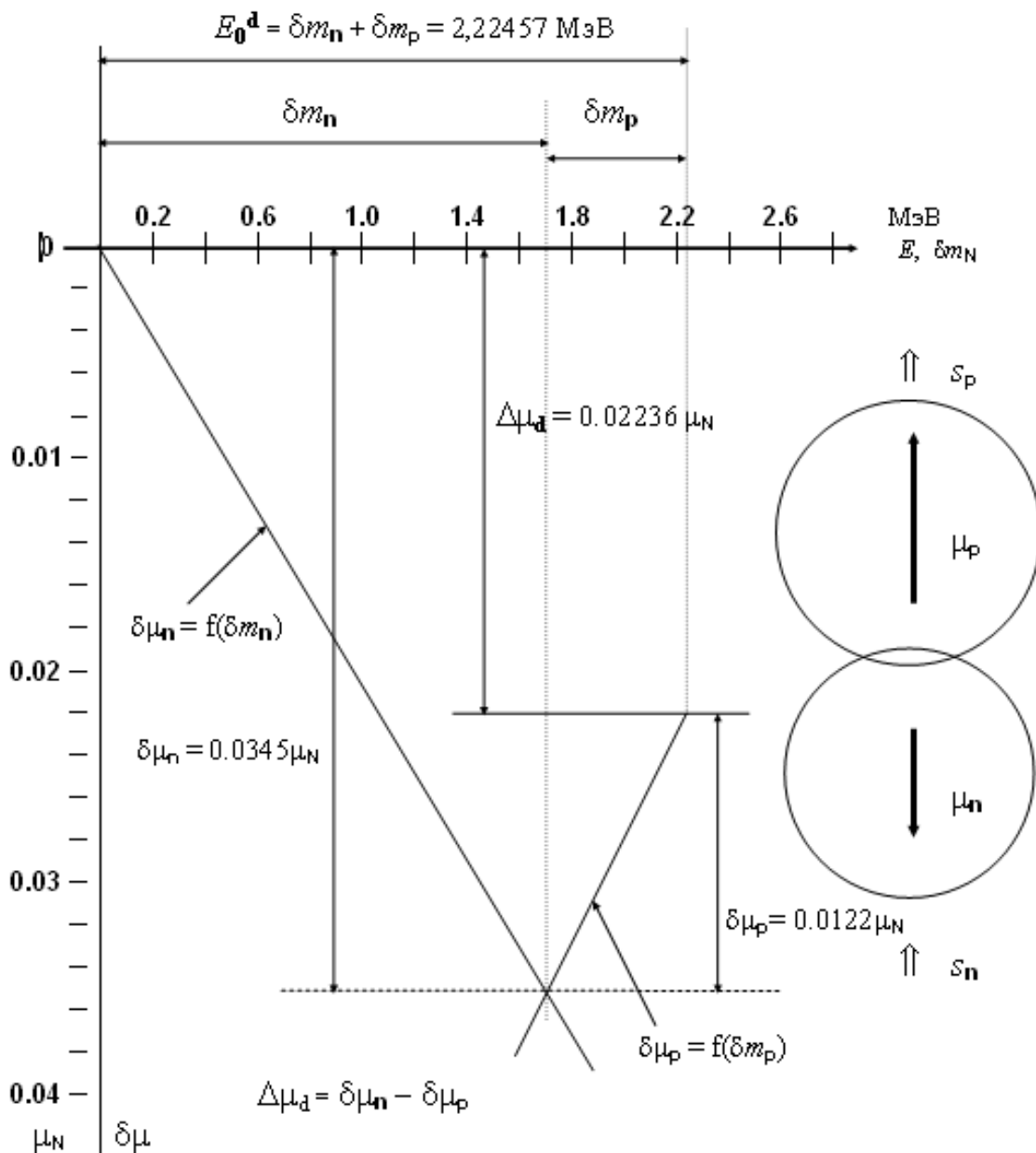


Рис. 1.3.2. Графическое решение системы двух уравнений для определения вариаций масс δm_N и вариаций магнитов $\delta \mu_N$ двух нуклонов дейтрона (протона и нейтрона).

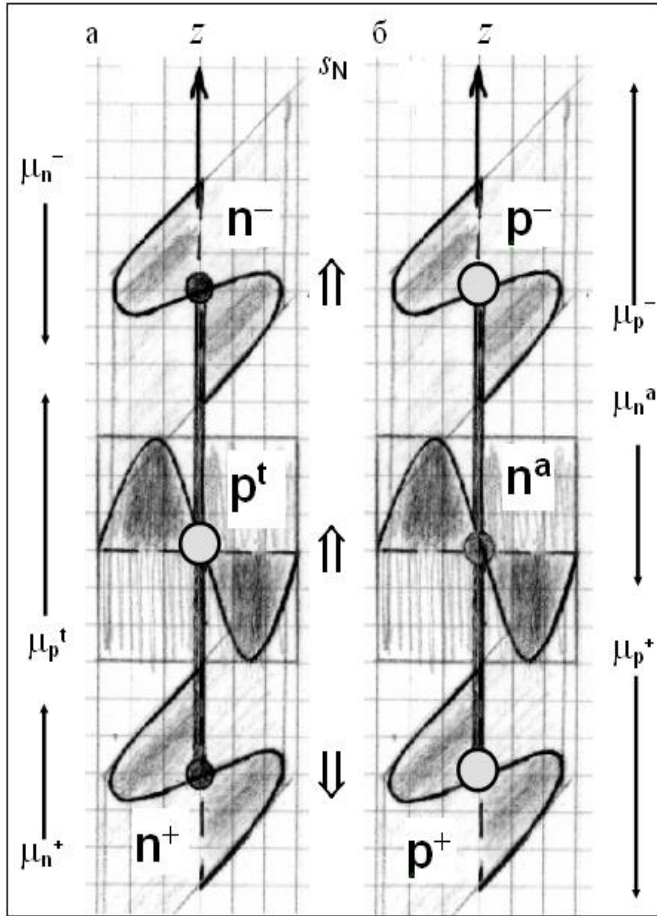
Аналогичный подход концептуально применим и для описания изобаров ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, каждый с тремя нуклонами.

Изотоп водорода с двумя нейтронами – **t**-трифон – неустойчив и имеет период полураспада $T_{1/2} = 12.32$ года. Моимп тритона $j = 1/2$, что однозначно свидетельствует о том, что спины двух нейтронов соосны, направлены противоположно и компенсируют друг друга. Этот вывод целиком подтверждается измеренной экспериментально величиной магнитного момента тритона $\mu_t = 2.97896 \mu_N$, что достаточно близко к магниту свободного протона $\mu_p = 2.79285 \mu_N$ (μ_N – ядерный магнетон).

Увеличение μ_t по сравнению с μ_p обусловлено изменением размеров (энергий покоя) шуб всех трех нуклонов (именно трех!, а не одного протона), образующих тритон.

Энергия связи **t**-трифона состоит из вариаций энергий покоя всех трех его нуклонов:

$$E_0^t = (\delta m_p^t + \delta m_n^+ + \delta m_n^-) c^2. \quad (1.3.8a)$$



Значения спина и магнита тритона достоверно свидетельствуют, что все три нуклона в тритоне располагаются вдоль их оси z линейно, один над другим, причем протон располагается между внешними по отношению к нему нейтронами – рис. 1.3.3а.

Как видно из рисунка, динамическое (кинематическое?) состояние двух нейтронов не одинаково: спин одного из них совпадает со спином протона, а спин другого противоположен спину протона.

Следовательно, направление магнита одного из них (μ_n^+) совпадает с направлением магнита протона (а их спины противоположны).

Направление магнита другого нейтрона (μ_n^-) противоположно направлению магнита протона (а их спины направлены одинаково).

Тогда магнит **t**-трифона:

$$\mu_t = \mu_p^t + |\mu_n^+| - |\mu_n^-| =$$

$$= (e\hbar/2) \left[(1/2m_p^\mu) * \frac{1}{1 - \delta m_p^\mu/m_p^\mu} + (1/2m_n^\mu) * \left(\frac{1}{1 - \delta m_n^{\mu+}/m_n^\mu} - \frac{1}{1 - \delta m_n^{\mu-}/m_n^\mu} \right) \right]$$

Рис. 1.3.3. Условное отображение пространственной z -осевой конфигурации: (а) **t**-трифона, (б) **a**-тригида

Аналогично представленным уравнениям для дейтрона, согласно выше рассмотренному соотношению для магнитного момента μ_p^t протона (и, соответственно, нейтронов), включённого в t -трифон:

$$\mu_p^t = (1/2) * (\mu_N/2) * (m_p / {}^t m_p^\mu),$$

где «магнитная» масса ${}^t m_p^\mu$ протона, деформированного в структуре тритона:

$${}^t m_p^\mu = [(m_p^q - \delta m_p^t) / (1 - (m_p^q - \delta m_p^t) / m_p^k)],$$

получим следующее соотношение:

$$\Delta \mu_t = [\mu_p^t + |\mu_n^+| - |\mu_n^-|] - \mu_p = \mu_t - \mu_p. \quad (1.3.8б)$$

В экспериментах установлено, что

$$\Delta \mu_t = \mu_t - \mu_p = (2.9789 - 2.7928) \mu_N = 0.1861 \mu_N.$$

В двух соотношениях (1.3.8а) и (1.3.8б) три неизвестных: δm_p^t , δm_n^+ , δm_n^- .

Следовательно, для корректного определения трех неизвестных нужно какое-то третье соотношение между этими неизвестными вариациями энергий шуб (конечно, в предположении, что вариацией энергии ядер всех трех нуклонов можно пренебречь).

Из сопоставления ориентации спинов трёх нуклонов в z -осевом, линейном t -тринуклиде сделаем не совсем сакраментальное предположение (оно, конечно, априори, доказательно ниоткуда не следует и его можно считать «догадкой» автора – а что делать, если автор не видит другого пути?): нуклоны с противоположным направлением спина в результате интерференции, взаимодействия, саморегулирования гармоник их шуб, имеющих противоположные киральности (R – у протона и L – у нейтрона) синхронизируются: приобретают одинаковые периоды вращения (длины волн, энергии) их шуб.

С учетом этого предположения, которое подразумевает соответствующее изменение их параметров, можно рассмотреть все возможные варианты вариаций энергий покоя и магнимов всех трех нуклонов t -тритона – рис. 1.3.4.

Если к двум соотношениям, уже рассмотренным при анализе дейтрона:

$$E_0^t / c^2 = \delta m_p^t + \delta m_n^+ + \delta m_n^- = (m_p + 2m_n) - m_t; \quad (1.3.9а)$$

$$\Delta \mu_t = \delta \mu_p^t + |\delta \mu_n^+| - |\delta \mu_n^-| = \mu_t - \mu_p. \quad (1.3.9б)$$

добавить третье: $[{}^t m_p^q = (m_p^q - \delta m_p^t)] \approx [{}^t m_n^{q+} = (m_n^q - \delta m_n^+)]$ –, то из этой системы можно определить три искомые величины – вариации масс трех нуклонов δm_p^t , δm_n^+ , δm_n^- .

Действительно, два параметра: энергия связи тритона $E_0^t = 8.48186$ МэВ и магним тритона $\mu_t = 2.9789 \mu_N$ измерены экспериментально очень точно и с очень высокой степенью достоверности, а третье соотношение сводится к следующему уравнению –

$$|\delta m_p^t - \delta m_n^+| c^2 \approx (m_n^q - m_p^q) c^2 \approx 152.9 - 138.8 \approx 14.1 \text{ МэВ}. \quad (1.3.9в)$$

Уточним, что положительное значение δm в уравнениях соответствует уменьшению массы нуклонов и, следовательно, увеличению абсолютного значения магнима и протона, и нейтрона, а отрицательное – увеличению массы нуклонов и, соответственно, уменьшению абсолютного значения их магнима, то есть отрицательному значению его вариации: $\delta \mu_p^t = \mu_p^t - \mu_p$.

Также отметим, что для упрощения записи вариаций магнимов нейтронов, входящих в состав нуклидов, под обозначением μ_n будет пониматься абсолютное значение его магнима, а его отрицательное значение будет учитываться в явной форме – соответствующим знаком в математических соотношениях. Поэтому в дальнейшем тексте знак абсолютного значения $|\mu_n|$ магнимов нейтронов в основном использоваться не будет.

На рис. 1.3.4а показаны возможные варианты изменения масс нуклонов и соответствующие им вариации их магнимов (для отмеченной ранее строго z-осевой **npn**-конфигурации тритона t). В центре рисунка, в условных обозначениях нуклонов кружочками показаны направления их магнимов, в соответствии с направлениями их спинов. Так как два внешних нейтрона тритона имеют противоположное направление их спинов, то показанное на рис. 1.3.4а направление моимпа тритона j_t соответствует направлению спина внутреннего протона s_p . Вниз от горизонтальной оси откладывается положительное значение алгебраической суммы вариаций масс нуклонов δm_n^t , а вверх – модуль алгебраической суммы соответствующих вариаций их магнимов $\delta \mu_n^t$.

Решая совместно систему трех уравнений (1.3.9) с использованием графиков зависимостей $\delta \mu_p^t = f(\delta m_p^t)$ для протона и двух нейтронов – рис. 1.3.5 –, получим:

$$\delta m_p^t c^2 = -2.47 \text{ МэВ}, \quad \delta m_n^+ c^2 = +11.63 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \delta m_n^- c^2 = -0.68 \text{ МэВ}.$$

Эта совокупность вариаций энергий покоя (масс) всех трех деформированных нуклонов δm_n^t соответствует варианту, выделенному на рис. 1.3.4а прямоугольником.

При этих вариациях энергий шуб нуклонов (еще раз подчеркнем, что мы исходим из предположения, что энергия кернов не изменяется) магнимы нуклонов имеют значения:

$$\mu_p^t = +2.7323 \mu_n, \quad \mu_n^+ = +2.1456 \mu_n, \quad \mu_n^- = -1.90 \mu_n.$$

Сумма магнимов трёх нуклонов (с учётом их относительного направления) составляет магним тритона –

$$\mu_t = \mu_p^t + \mu_n^+ - \mu_n^- \approx 2.978 \mu_n.$$

Как следует из полученных значений δm_n^t , энергия шубы протона увеличилась на ≈ 2.47 МэВ и стала равной ≈ 141.27 МэВ. Энергия шубы нейтрона, имеющего спин, направленный противоположно спину протона, уменьшилась на 11.63 МэВ и уравнилась (с погрешностью прикидочного расчёта менее 0.1%) с энергией шубы протона в тритоне:

$$m_n^{q+} c^2 \approx 152.9 - 11.63 \approx 141.27 \text{ МэВ}.$$

Второй нейтрон тритона, имеющий направление спина такое же, как и у протона, почти не деформировался и энергия его шубы ($m_n^- \approx 153.58$ МэВ) достаточно сильно отличается от энергии покоя шубы непосредственно взаимодействующего с ним протона ($m_p^t = 141.27$ МэВ). Подчеркнём, скольжение гармоник шубы этого нейтрона относительно гармоник шубы протона в тритоне достаточно велико. Оно контрастирует с синхронизацией протона с другим нейтроном и такое же, как у дейтрона: $153.6 / 141.2 = 12 / 11$.

Такая степень рассинхронизации, **скольжения** гармоник шуб нейтрона n^+ и центрального протона в структуре тритона создает условия для неизбежной трансформации киральной структуры этого нейтрона в протон.

Действительно, в результате β^- -перехода (преобразования) с периодом полураспада $T_{1/2} = 12.3$ года тритон ${}^3\text{H}$ преобразуется в нуклид ${}^3\text{He}$, имеющий в своем составе уже два протона (один образуется трансформацией нейтрона n^+) и один нейтрон – рис. 1.3.3.

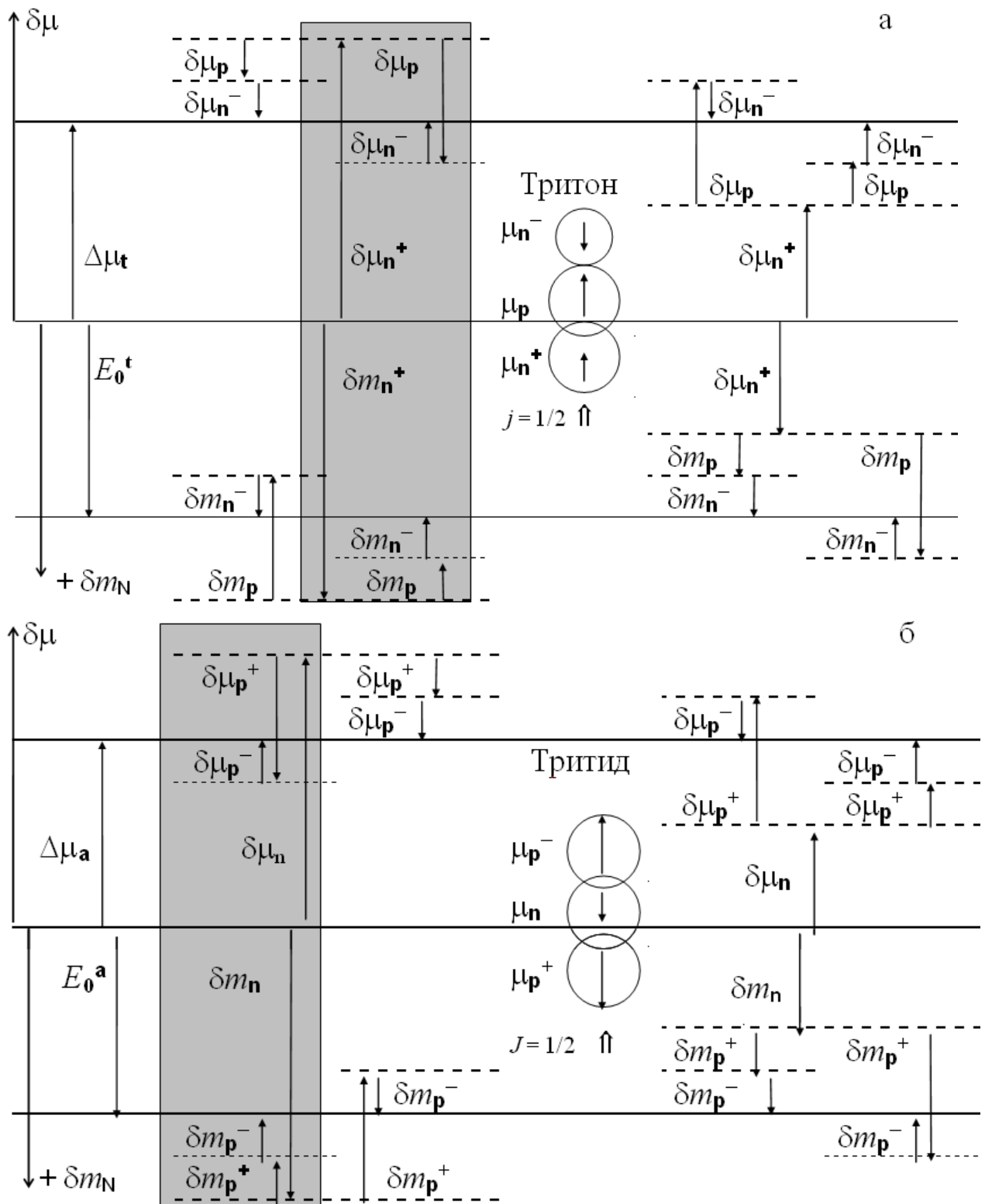


Рис. 1.3.4. Варианты вариаций δm_N трех нуклонов с различными знаками и соответствующие им вариации магнимов нуклонов для: тритона (а), тритида (б)

Трехнуклонный изотоп гелия ${}^3\text{He}$, который будем в дальнейшем обозначать буквой «а» и называть термином «а-тритид» (в отличие от трехнуклонного тритона ${}^3\text{H}$), имеет моимп $j=1/2$ и магним $\mu_a = -2.127624 \mu_N$.

Эти значения $m_{\text{имп}}$ и $m_{\text{магн}}$, как и в случае с тритоном, достоверно свидетельствуют о том, что структура α -третида ${}^3\text{He}$ аналогична структуре t -трита. А именно: все три нуклона располагаются линейно и соосно вдоль их оси z , один над другим, причем «склеивающий» нейтрон располагается обязательно между внешними по отношению к нему двумя протонами – рис. 1.3.3б. На рисунке показано, что состояние протонов в тритиде динамически антисимметрично: спин одного из них по направлению совпадает со спином нейтрона, а спин другого – противоположен спину нейтрона.

Как и в случае тритона, для определения вариаций энергий покоя (масс) шуб нуклонов α -третида $\delta m_{\text{н}}^{\alpha}$ имеем два тривиальных соотношения, аналогичные соотношениям (1.3.9) для тритона:

$$E_0^{\alpha} / c^2 = \delta m_{\text{н}}^{\alpha} + \delta m_{\text{п}}^{+} + \delta m_{\text{п}}^{-} = (m_{\text{н}} + 2m_{\text{п}}) - m_{\alpha}; \quad (1.3.10\text{а})$$

$$\Delta \mu_{\alpha} = \delta \mu_{\text{н}}^{\alpha} + |\delta \mu_{\text{п}}^{+}| - |\delta \mu_{\text{п}}^{-}| = \mu_{\alpha} - \mu_{\text{н}}. \quad (1.3.10\text{б})$$

К ним нужно добавить третье соотношение. Основной вклад в энергию связи α -третида E_0^{α} вносит вариация энергии шубы его единственного нейтрона $\delta m_{\text{н}}^{\alpha}$. При этом шубы двух протонов, имеющих противоположные направления их спинов, при формировании α -третида должны каким-то образом динамически притираться, с двух сторон, «сверху и снизу подлаживаться» к частоте вращения «зубьев волновой шестерёнки» «центрального» нейтрона (волновых гармоник его шубы).

Какова **закономерность**, которая лежит в основе динамического взаимодействия нуклонов и обуславливает формирование и устойчивость бытия α -третида, а поэтому однозначно определяет его экспериментально измеренные параметры?

Численные значения энергии связи E_0^{α} (1.3.10а) и вариация магнимов $\Delta \mu_{\alpha}$ (1.3.10б) ограничивают вариативность дополнительных динамических (кинематических) соотношений между тремя вариациями энергии шуб трёх нуклидов $\delta m_{\text{н}}^{\alpha}$ для α -третида.

Во-первых, кроме (1.3.10а, б) можно дополнительно предположить необходимость и реализацию точной синхронизации шуб нейтрона и только одного протона, т.е. соотношение, аналогичное (1.3.9в) для тритона:

$$|\delta m_{\text{п}}^{+} - \delta m_{\text{н}}^{\alpha}| c^2 = (m_{\text{н}}^{\text{ч}} - m_{\text{п}}^{\text{ч}}) c^2 = 152.9 - 138.8 = 14.1 \text{ МэВ}, \text{ т.е. } m_{\text{н}}^{\text{ч}} \approx m_{\text{п}}^{\text{ч}}. \quad (1.3.10\text{в})$$

Во-вторых, достаточно достоверно суждение о том, что шубы обоих внешних протонов, имеющих противоположное направление спинов, обязаны одинаково притираться к шубе центрального нейтрона, т.е. «зубья» волновых гармоник протонов одинаково «скользят при сцеплении» с гармониками нейтрона. При этом предположении –

$$\delta m_{\text{п}}^{-} = \delta m_{\text{п}}^{+}, \text{ а, следовательно, } |\delta \mu_{\text{п}}^{+}| = |\delta \mu_{\text{п}}^{-}|. \text{ Тогда имеем: } \Delta \mu_{\alpha} = \delta \mu_{\text{н}}^{\alpha}. \quad (1.3.10\text{г})$$

Используя экспериментальные данные, из системы трех уравнений (1.3.10а, б и г):

$$(m_{\text{н}} + 2m_{\text{п}}) - m_{\alpha} = 7.71811 \text{ МэВ} \text{ и}$$

$$\Delta \mu_{\alpha} = \mu_{\alpha} - \mu_{\text{н}} = (2.1276 - 1.913043) \mu_{\text{н}} = 0.214557 \mu_{\text{н}},$$

$$\delta m_{\text{п}}^{-} = \delta m_{\text{п}}^{+} \text{ или } \delta \mu_{\text{н}}^{\alpha} = \Delta \mu_{\alpha} = (\mu_{\text{н}} / 2) * (m_{\text{п}} / m_{\text{н}}^{\text{ч}}) * (\delta m_{\text{н}}^{\text{ч}} / m_{\text{н}}^{\text{ч}}) = 0.214557 \mu_{\text{н}}.$$

находим вариации масс трех нуклонов α -третида (${}^3\text{He}$):

$$\delta m_{\text{н}}^{\alpha} = 10.73 \text{ МэВ}, \quad \delta m_{\text{п}}^{+} = -1.5 \text{ МэВ}, \quad \delta m_{\text{п}}^{-} = -1.5 \text{ МэВ}.$$

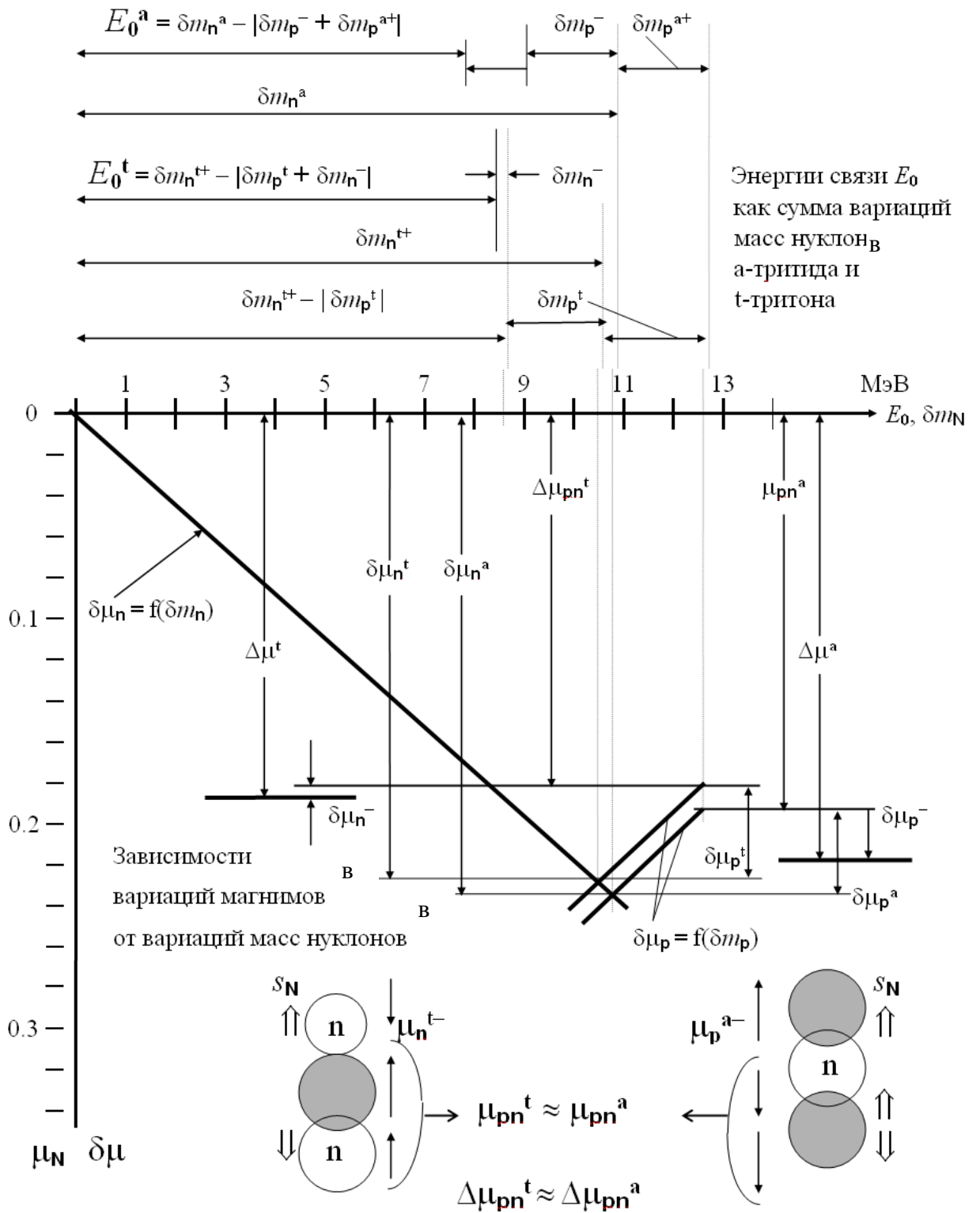


Рис. 1.3.5. Графическая иллюстрация решения системы уравнений для определения вариаций масс δm_N и вариаций магнимов $\delta \mu_N$ трех нуклонов t -трифона и a -трифона

При этих вариациях энергий шуб нуклонов трифона их магнимы имеют значения:

$$-|\mu_n^a| = -2.1276 \mu_N, \quad \mu_p^+ = 2.7562 \mu_N, \quad \mu_p^- = 2.7562 \mu_N,$$

и в сумме, с учётом их взаимного направления, дают магним тритида –

$$\mu_a = -[|\mu_n^a| + \mu_p^+ - \mu_p^-] = -2.1276 \mu_N.$$

При использовании соотношения (1.3.10в) решение системы уравнений (1.3.10а, б, в) даёт близкие значения трех неизвестных вариаций энергий покоя трех нуклонов тритида:

$$\delta m_n^a = 11.72 \text{ МэВ}, \quad \delta m_p^+ = -1.6 \text{ МэВ}, \quad \delta m_p^- = -2.4 \text{ МэВ}.$$

Для соотношения (1.3.10в) магнимы нуклонов тритида имеют значения:

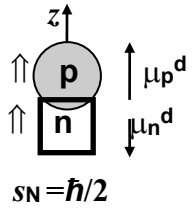
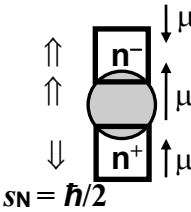
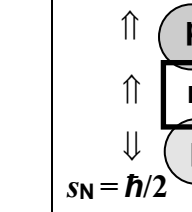
$$-|\mu_n^a| = -2.1470 \mu_N, \quad \mu_p^+ = 2.7538 \mu_N, \quad \mu_p^- = 2.7342 \mu_N$$

Определение трех неизвестных вариаций энергий покоя трех нуклонов **a**-тритида (δm_n^a , δm_p^+ , δm_p^-) и соответствующих им вариаций магнимов ($\delta \mu_n^a$, $\delta \mu_p^+$ и $\delta \mu_p^-$), как и в случае **t**-тритона, проиллюстрировано рис. 1.3.4б (реализованный вариант выделен прямоугольником) и графическими построениями на рис. 1.3.5а.

Параметры состояния нуклонов в рассмотренных нуклидах приведены в табл. 1.3.1.

Таблица 1.3.1

Параметры состояния нуклонов в структурах дейтрона, тритона и тритида

Параметры нуклонов и нуклидов		Дейтрон d	Тритон t	Тритид a	
Схема относительного размещения нуклонов и направления их спинов (s_N) и магнимов (μ_N)					
p	Энергия шубы m_p^q , МэВ	138.3	141.27	140.3	
	Вариация δm_p^q , МэВ	0.5	-2.47	-1.5	
	Магним протона μ_p , [μ_N]	2.805	2.7323	2.7562	
n	Энергия шубы m_n^q , МэВ	151.17	153.6	142.17	
	Вариация δm_n^q , МэВ	1.73	-0.68	10.73	
	Магним нейтрона μ_n , [μ_N]	-1.948	-1.90	-2.1276	
N⁺	Энергия шубы m_n^{q+} , МэВ		141.27		140.3
	Вариация δm_n^{q+} , МэВ		11.63	p⁺	-1.5
	Магним нуклона μ_n^+ , [μ_N]		-2.1456		2.7562

Параметры нуклидов

Моимп нуклида, [\hbar]	1	1/2	1/2
Энергия связи E_0 , МэВ	2.22457	8.481855	7.718109
Магним нуклида μ , [μ_N]	0.857438	2.97896	-2.127624

Отметим, что энергии шуб трех нуклонов **a**-тритида почти одинаковы. У двух протонов они равны $m_p^{q+} = m_p^{q-} = 140.3$ МэВ, а нейтрон имеет энергию шубы, почти равную энергии шубы обоих протонов – $m_n^a c^2 = 142.17$ МэВ. Такое значение энергии шубы нейтрона (а, следовательно, значение вариации энергии $\delta m_n^a c^2 = 10.73$ МэВ) обусловлено формированием целочисленного, дискретного скольжения гармоник его шубы и керна:

$$m_n^{a,q} / (m_n^{a,k}/6) = 142,1/131,1 = 13/12.$$

Показательно, что согласно сугубо прикидочным вычислениям параметров для обеих трехнуклонных структур энергии шуб двух «нижних» нуклонов, имеющих противоположные спины (\mathbf{pn}^+ – для t -тритона, \mathbf{np}^+ – для a -тритида – рис. 1.3.5), почти идентичны – $m_N^q c^2 \approx 141$ МэВ.

Однако энергии шуб нейтронов изотопов водорода (дейтрона, тритона), имеющих однонаправленный спин с протоном, весьма отличаются от энергии его шубы:

$${}^d m_n^q c^2 = 151.17 \text{ МэВ} \quad ({}^d m_p^q c^2 = 138.3 \text{ МэВ}) \text{ и}$$

$${}^t m_n^q c^2 = 153.5 \text{ МэВ} \quad ({}^t m_p^q c^2 = 140.3 \text{ МэВ}).$$

Асимметрия расположения протона относительно «центра симметрии» дейтрона проявляется в изотопическом смещении линий спектра атома дейтерия относительно аналогичных линий протия и количественно описывается введением чисто феноменологической величины «квадрума» дейтрона («электрического квадрупольного момента»).

Два замечания к представленному анализу z -осевых, линейно вытянутых легчайших нуклидов с двумя и тремя нуклонами. Во-первых, повторим, что при описании численного соотношения между вариацией энергии связи всех нуклидов было принято два концептуальных допущения. Одно допущение связано с предположением, что в структуре таких осевых нуклидов kern их нуклонов (в отличие от их шуб) не изменяет своих параметров, т.е. $m_N^k = \text{const}$ ($\delta m_N^k \approx 0$).

Другое концептуальное допущение обусловлено фактически полным отсутствием достоверных экспериментальных данных о качественных свойствах и количественных параметрах такой важной составляющей динамической структуры нуклонов, как возбуждённое состояние их «периферии», ближайшее к «цилиндру» нуклонов.

Можно высказать достаточно обоснованное суждение (вытекающее из свойств сущности: её вращательно-волновой сущности и константы $\alpha = 1/137$ для её фундаментальных структур), что эта составляющая для свободных протонов и нейтронов имеет энергию, соизмеримую с энергией покоя электрона. Следовательно, в представленных расчётах не учтена энергия этой динамической периферии нуклонов порядка 1 МэВ, а также её неизбежное изменение в структуре нуклидов.

Естественно, что в «прикидочных» расчётах не учтён и количественный вклад этой периферии в магнимы как свободных нуклонов (порядка $0.001 m_N$), так и в их вариации при взаимодействии нуклонов в составе нуклидов.

Наконец, напомним о методической погрешности, обусловленной допущением при линеаризации соотношения между вариациями магнима нуклонов $\delta \mu_N^q$ и вариациями энергии покоя их шуб δm_N^q . При условии $x_N = \delta m_N^q / m_N^q \ll 1$, которое справедливо для всех рассмотренных нуклидов, и принятом допущении:

$$x^2 \rightarrow 0, \text{ а также } \Delta = 1/(1-x) - (1+x) = x^2/(1-x) \rightarrow 0 -,$$

это соотношение между вариациями магнимов нуклонов $\delta \mu_N^q$ [измеряемое в μ_N] и вариациями масс их шуб δm_N^q [МэВ] имеет прямую пропорциональную зависимость:

$$\delta \mu_p^q = (\mu_N / 2) * (m_p / m_p^q) * x_p = (\mu_N / 2) * [m_p / (m_p^q)^2] * \delta m_p^q \approx 0.0244 \delta m_p^q [\mu_N];$$

$$\delta \mu_n^q = (\mu_N / 2) * (m_p / m_n^q) * x_n = (\mu_N / 2) * [m_p / (m_n^q)^2] * \delta m_n^q \approx 0.0201 \delta m_n^q [\mu_N].$$

Добавление второго, парного нейтрона к тритиду ${}^3\text{He}$ кардинально изменяет структуру формирующегося при этом нуклида ${}^4\text{He}$ (α -гелиона).

Квартет нуклонов в результате их результирующего взаимодействия (сцепления и взаимосогласования) «сплющивается» и образует не линейно-осевую (как у **t**-тритона и **a**-третида), а слоисто-осевую структуру двух пар нуклонов. Пары **p-n** располагаются в двух плоскостях, перпендикулярных *z*-оси α -гелиона (ядра гелия ^4He). При этом спины пар одинаковых нуклонов **p-p** и **n-n** ориентированы противоположно и взаимно (в парах **p-p** и **n-n**) компенсируют друг друга.

Естественно, что в парах **p-p** и **n-n** одинаковые нуклоны находятся в энергетически эквивалентных, строго «антисимметричных» состояниях (в «пространственно-временной противофазе» – см. гл.5, часть 2) с равными по модулю и противоположно направленными магнимами так, что результирующий магним α -гелиона равен нулю.

Линии, соединяющие пары **p-n** в двух параллельных плоскостях, взаимно перпендикулярны – рис 1.3.6. Гармоники шуб всех четырех нуклонов взаимно синхронизируют друг друга по частоте (периоду), фазе (смещение по фазе гармоник R- и L-киральности должно быть равно $\pi/2$). Тем не менее, несмотря на «полную» антисимметрию кинематического состояния парных нуклонов и внешнюю «нейтральность» α -гелиона, внутренняя динамическая ориентация его структуры вдоль оси *z* сохраняется.

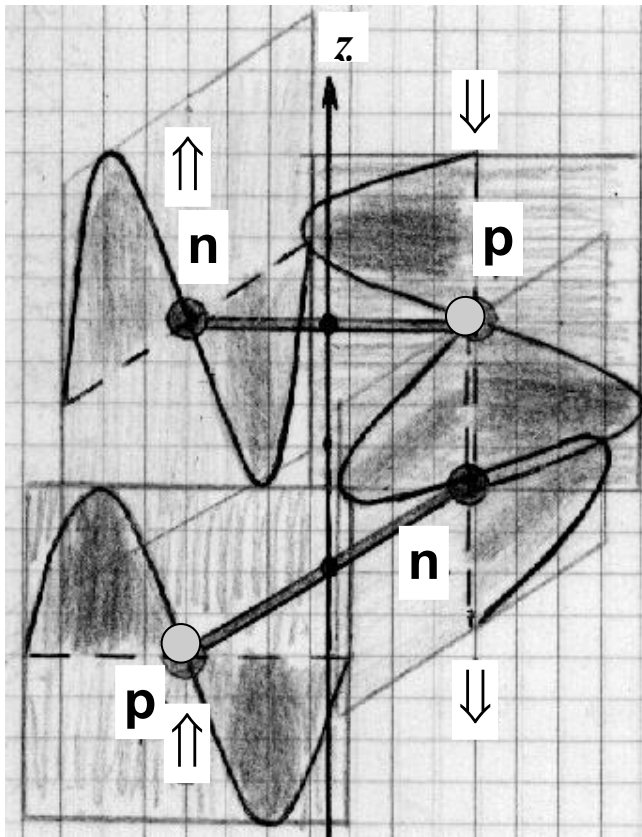


Рис. 1.3.6. Условная схема ориентации двух пар **p-n** во взаимно-перпендикулярных плоскостях и в два «слоя» вдоль оси *z*

Высказанные посылки приводят к «естественному» выводу о том, что энергии шуб (непосредственно взаимодействующих подструктур) всех четырех нуклонов должны в результате их плотного зацепления выровняться, приобрести одинаковое значение. Из экспериментов известно, что энергия связи нуклида ^4He равна

$$E_0^\alpha = 28.296 \text{ МэВ.}$$

Сделаем предположение, что керны всех нуклонов ^4He не изменились ($m_{N^k} \approx \text{const}$), но при этом произошла деформация их внешних шуб, так что шубы всех четырех нуклонов имеют равные энергии, а потому одинаковые пространственно-временные параметры.

Тогда вариация энергии покоя шуб обоих нейтронов $\delta m_n^\alpha c^2 \approx 14.15 \text{ МэВ}$, а вариация энергии покоя шуб обоих протонов равна нулю:

$$\delta m_p^\alpha c^2 \approx 0 \text{ МэВ.}$$

Шубы всех четырех нуклонов имеют при этом равную энергию:

$$\alpha m_{N^q} c^2 \approx 138.8 \text{ МэВ.}$$

Заметим, что в α -структуре протоны не изменили свои параметры, а у обоих нейтронов дискретное скольжение их шуб и кернов изменилось:

$$m_n^{\alpha,q} / (m_n^{\alpha,k} / 6) = 138.8 / 131.1 = 18/17.$$

Предельно синхронизированный, с максимально возможной антисимметрией ориентации спинов в парах нуклонов **p-p** и **n-n**, α -нуклид предельно симметричен (антисимметричен?!). У него равны нулю результирующие моимп и магним, а также равны «размеры» вдоль оси z и двух взаимно перпендикулярных осей в «экваториальной» плоскости, перпендикулярной z .

Эта α -структура – эталон динамической конструкции вкручивающегося взаимодействия, пространственно-временной, «объёмной» синхронизации двух пар устойчивых нуклонов **p-p** и **n-n** с взаимно-антикиральными шубами.

Такой динамический образец является для субстанции концептуальным «блоком» при формировании структур всех других чётно-чётных нуклидов, «монадой» всех много нуклонных ядерных структур с чётным и равным числом протонов и нейтронов.

Сопоставление рис. 1.3.3 и рис. 1.3.6, иллюстрирующих структуры **t**-тритона, **a**-триада и α -гелиона, показывает, что нуклоны в α -гелионе взаимодействуют «объёмно», в отличие от «линейного» взаимодействия в **t**- и **a**-тринуклидах, которые неудокмплектованы до эталона одним из нуклонов, а потому имеют строго z -осевую, вытянутую конфигурацию. Это отчётливо проявляется в разной «удельной энергии связи» этих нуклидов.

В качестве еще одного достаточно убедительного аргумента в обоснование рассмотренных структур отметим, что у дейтрона, тритона и триады вообще не обнаружено никаких «возбуждённых» состояний, то есть состояний с большей энергией покоя относительно основного состояния.

У α -гелиона нет «низко лежащих» возбуждённых состояний, а все его возбуждённые уровни лежат выше порога его возможных распадов – рис. 1.3.7. Низший возбуждённый уровень ${}^4\text{He}^*(\approx 20.2 \text{ МэВ})$ с моимпом $j_1^* = 0$ соответствует порогу развала α -гелиона на структуру **(t + p)** с $E_{\text{пор}} = 19.8 \text{ МэВ}$. Следующий возбуждённый уровень ${}^4\text{He}^*(\approx 21.4 \text{ МэВ})$ с моимпом $j^* = 0$ соответствует порогу «развала» α -гелиона на «зеркальную» пару **(a + n)** с $E_{\text{пор}} = 20.6 \text{ МэВ}$. Эти первые два возбуждённых уровня соответствуют двум предельно линейным структурам в комбинации **(3N) + N**, то есть **(t + p)** или **(a + n)**, которые состоят из вытянутых вдоль z -оси трёх нуклонов при условии отделения, «свободы» только одного нуклона, причем ориентация спинов нуклонов попарно антисимметрична.

Высший возбуждённый уровень ${}^4\text{He}^*(\approx 24.3 \text{ МэВ})$ с суммарным моимпом $j^* = 2$ лежит выше порога развала α -гелиона на два дейтрона и соответствует формированию бидейтронной структуры (нуклидная «молекула» из двух дейтронов) с одинаковым направлением спинов условно автономных дейтронов, образующих это возбуждённое состояние α -гелиона.

Все возбуждённые уровни ${}^4\text{He}^*$ имеют достаточно большую ширину Γ (порядка МэВ) и соответствуют всем возможным комбинациям из линейных z -осевых структур, комплектуемых триадой или парой нуклонов (конечно, при условии, что в линейной конфигурации протоны и нейтроны обязательно перемежаются, образуя чередующуюся RL-последовательность их взаимодействующих, внешних подструктур – шуб).

Нижние границы вышеупомянутых резонансных состояний α -гелиона фактически обозначают, характеризуют энергетический порог ($E_{\text{пор}}$) его развала по тем или иным каналам. Можно считать, что «истинно» возбуждённых состояний (ниже порога развала) α -гелион не имеет.

Структура α -гелиона так антисимметрична, замкнута сама на себя, внутренне самосогласована и количественно самодостаточна, что не имеет возможности прикрутить, присоединить к себе ни протон (один!), ни даже нейтрон (тоже один!).

Не существует мало-мальски устойчивых нуклидов с массовым числом $A = 5$. А если такие комбинации образуются в каких-либо ядерных реакциях, то они за «ядерное» время распадаются с испусканием одного из нуклонов: ${}^5\text{He} \rightarrow \alpha, n$; ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha, p$.

Даже основное, невозбуждённое состояние конгломератов с $A = 5$ перевозбуждено по сравнению с совокупностью α -гелиона вкупе с любым свободным нуклоном. Например, квинтид ${}^5\text{He}$ в основном состоянии ($E_0 = 27.3$ МэВ) нестабилен относительно распада на α -гелион и нейтрон, имея порог развала на 1 МэВ ниже уровня энергии связи α -гелиона ($E_0^\alpha = 28.3$ МэВ). Квинтид ${}^5\text{Li}$ в основном состоянии ($E_0 = 26.3$ МэВ) имеет энергию связи на ≈ 2 МэВ ниже порога развала на α -гелион и протон, а его распад происходит за время около $7 \cdot 10^{-22}$ с, что соизмеримо с периодом гармоник шубы нуклонов.

Возбуждённые энергетические уровни, резонансные состояния «зеркальных» квинтидов ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ имеют почти одинаковые параметры – рис. 1.3.7б – и все они имеют большую ширину Γ (порядка МэВ).

Возбуждение квинтидов на уровень 16.6 МэВ энергетически соответствует порогу их развала на разделенные пары осевых структур: ${}^5\text{He} \rightarrow d, t$; ${}^5\text{Li} \rightarrow d, a$.

Возбуждение квинтидов на более высокий возбуждённый уровень ≈ 20 МэВ по значению энергии соответствует порогу их развала на одну трехнуклонную структуру и пару свободных нуклонов:

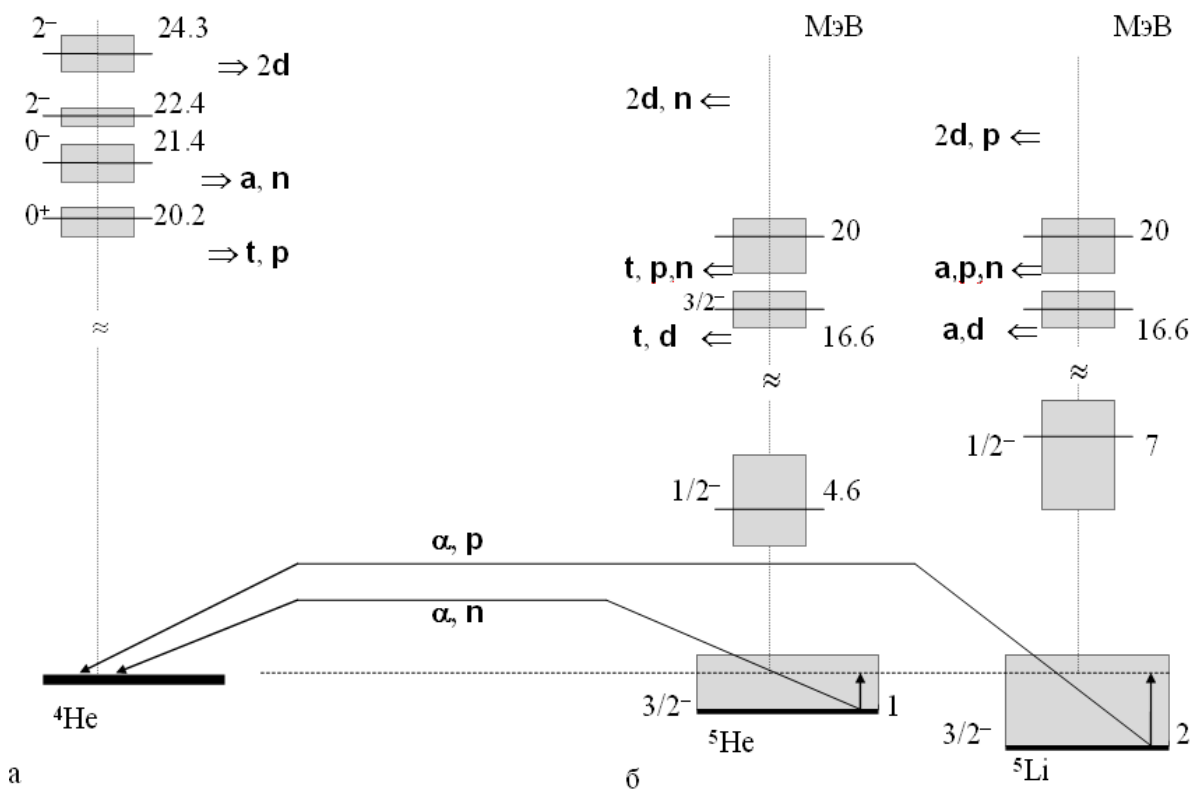


Рис. 1.3.7. Возбуждённые уровни и каналы распада:

α -гелиона (а);

зеркальных изобаров ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ (б)

Время жизни квинтидов так мало (порядка $1 \cdot 10^{-22}$ с), что образующийся резонансный конгломерат не успевает до своего распада уничтожить информацию об условиях и перипетиях своего рождения. Поэтому из кинематических параметров осколков при мгновенном распаде квинтидов можно извлечь информацию о параметрах взаимодействующих структур. Например, имеет место азимутальная асимметрия вылета протонов в распаде ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha, \text{p}$ относительно направления движения нуклон а отдачи ${}^5\text{Li}$, полученного в реакции ${}^6\text{Li}(\mathbf{a}, \alpha){}^5\text{Li}$. Эта асимметрия возрастает по мере увеличения энергии испускаемых из нуклида ${}^5\text{Li}$ протонов.

Естественно, что у водорода ($Z=1$!) других изотопов, кроме рассмотренных дейтрона и тритона, нет (возможности R-кирального протона разделить, отделить, склеить L-киральные нейтроны при линейной, осевой компоновке вдоль оси z исчерпаны – рис. 1.3.2).

Очень ограничены комбинационно-строительные возможности и у двух протонных структур, являющихся изотопами гелия. Кроме рассмотренных ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ существуют (экспериментально получены) β^- -активные изотопы ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{He}$, ${}^8\text{He}$.

Чётно-чётный изотоп ${}^6\text{He}$ имеет моимп и магним, равные нулю, а его энергия связи равна 29.2674 МэВ. Как следует из равенства нулю магнима этого изотопа, полученного экспериментально, оба избыточных нейтрона в нуклиде ${}^6\text{He}$ по отношению к α -гелиону находятся в антисимметричных состояниях – рис. 1.3.8. Если предположить, что энергия остова (α -гелиона) осталась неизменной ($E_0 = 28.296$ МэВ), то каждый из двух избыточных нейтронов ($D = N - Z = A - 2Z = 6 - 4 = 2$) имеет вариацию энергии покоя (массы):

$$\delta m_n c^2 = (29.276 - 28.296) c^2 / 2 = 0.485 \text{ МэВ}.$$

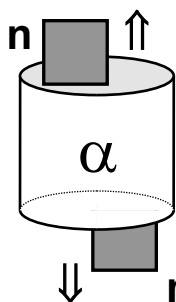


Рис.1.3.8. Структура ${}^6\text{He}$ их «остова» – цилиндра нуклида.

Порог развала ${}^6\text{He} \rightarrow \alpha, \mathbf{n}, \mathbf{n}$ всего на 0.97 МэВ выше основного состояния сикстид ${}^6\text{He}$. Оба его избыточных нейтрона из условия их антисимметричного состояния и равного нулю результирующего моимпа нуклида должны располагаться на противоположных полюсах вдоль оси z нуклида (на его « z -полюсах»). Такие нейтроны, располагающиеся поодиночке на z -полюсах нуклидов будем называть «нейтропами». Динамическое состояние нейтропов, не входящих в антисимметричную пару $\mathbf{n}-\mathbf{n}$ α -кластеров, определяется состоянием их «остова» – цилиндра нуклида.

Учитывая вышесказанное относительно устойчивости ядерных структур, можно предположить, что сикстид ${}^6\text{He}$ с «болтающимися» ($\delta m_n c^2 = 0.5$ МэВ – это очень немно-го!) нейтропами на полюсах замкнутого на себя α -гелиона достаточно неустойчив. Даже первое, низшее возбуждённое состояние ${}^6\text{He}^*(1.71 \text{ МэВ})$ находится выше порога его развала на $\alpha, \mathbf{n}, \mathbf{n}$ и по энергии соответствует сумме

$$(E_0^6 - E_0^\alpha) + (m_n - m_p - m_\beta) c^2 = 0.97 + 0.78 = 1.75 \text{ МэВ}.$$

Действительно, происходит β^- -переход ${}^6\text{He} \rightarrow ({}^6\text{Li}, \beta, \nu)$ с энергией $E_\beta = 3.5$ МэВ и периодом статистического полураспада $T_{1/2} = 0.8$ с. Получаемый в результате этого β^- -перехода сикстид ${}^6\text{Li}$ является устойчивой структурой. О структуре возбуждённых состояний изобаров с $A=6$, приведенных на рис. 1.3.9, почти однозначно свидетельствует аналогичность моимпов их состояний и значения энергий их возбуждения. Еще более однозначность интерпретации конфигураций возбуждённых состояний изобаров с $A=6$ усиливает невозможность структур с двумя одинаковыми нуклонами на одном z -полюсе α -кластера.



Поэтому оба аналоговых состояния всех трех изобаров – рис. 1.3.9 – имеют только **NαN**-конфигурацию с неодинаковыми орбиталями $I_N = 0$ и $I_N \neq 0$.

Остальные четыре нижние возбуждённые состояния ${}^6\text{Li}$, включая и основное (см. гл.1.3 Нук.), имеют **αd**-структуру с **d**-дейтроном на одном из *z*-полюсов **α**-кластера (**αnp** или **αpn**) с различными орбиталями I_N^d нуклонов дейтропа и ориентацией их спинов.

Выше порога развала **α**-кластера у чётно-чётных изобаров аналоговых состояний с ${}^6\text{Li}^*$ быть не может. Очень широкий резонанс ${}^6\text{Li}^*(15.8 \text{ МэВ})$ имеет конфигурацию взаимодействующих друг с другом осевытянутых, почти автономных **t**-тритона и **a**-тритида. Сумма энергий связи этих двух нуклидов ($8.48 + 7.72 = 16.2 \text{ МэВ}$) однозначно соответствует энергии этого возбуждённого состояния:

$$E^* = E_{0\text{Li}} - E_t - E_a = 32 - 8.48 - 7.72 = 15.8 \text{ МэВ} \quad [E_{0\text{Li}} - \text{энергия связи } {}^6\text{Li}(0)].$$

Его очень большая ширина обусловлена «взаимодействием» двух трехнуклонных (максимальное число нуклонов) подструктур при развале **α**-кластера.

Остальные возбуждённые состояния всех трех изобаров с $A = 6$ являются комбинациями осевытянутых нуклонных подструктур с обязательным чередованием протонов и нейтронов вдоль всех осей ориентации их спинов – рис. 1.3.9.

Резонансы ${}^6\text{Li}^*(21 \text{ МэВ})$ и ${}^6\text{Li}^*(21.5 \text{ МэВ})$ по энергии возбуждения почти точно соответствуют сумме энергий связи осевых **d**-дейтропа и **t**-тритона ($2.22 + 8.48 = 10.6 \text{ МэВ}$) или **d**-дейтропа и **a**-тритида ($2.22 + 7.72 \approx 10 \text{ МэВ}$), а также порогу соответствующих развалов нуклида Li^* – рис. 1.3.9.

Наконец, энергия резонанса ${}^6\text{Li}^*(25 \text{ МэВ})$ – 6-нуклонная «гирлянда» – почти точно соответствует сумме энергий E_d трёх «автономных» **d**-дейтропов ($3 \cdot 2.22 \approx 6.7 \text{ МэВ}$).

Заметим, что чётно-чётные изобары с $A = 6$ не могут иметь структуру такой цепочки (из-за избытка нейтронов или протонов) и при наивысшем возбуждении в состоянии сформировать только Т-образные конфигурации с общей энергией связи, примерно равной энергии связи дейтрона: $E_0 - E^* \approx 2 \text{ МэВ}$ – рис. 1.3.9.

Основные параметры возбуждённых состояний ${}^6\text{Li}^*$ (резонансов в нуклидных (**3n+3p**)-структурах) приведены в табл. 1.3.2.

Таблица 1.3.2
Параметры возбуждённых состояний и резонансы ${}^6\text{Li}^*$

j^*	h	3^+	0^+	2^+	2^+	1^+	3^+	2^-	0^-	4^+	4^-
E^*	МэВ	2.18	3.56	4.31	5.36	5.65	15.8	21	21.5	23	25
Γ	МэВ	0.024	$8 \cdot 10^{-6}$	1.7	0.54	1.5	17.8	шир	шир	12	4
Структура		dα	nαp	αnp	nαp	αpn	d*α	t* a	t* a	d*α*	t* a
Распады		γ, d, α	γ	γ, d, α	n, p, α	d, α	d, α	t, a	t, a	d, d, d	n, t, a
Res ${}^4\text{He}(d, d^1){}^4\text{He}$		Γ_d / Γ		0.97	0.74		0.76			0.15	

Сопоставление экспериментальных данных, приведенных в табл. 1.3.2, и соответствующих конфигураций, представленных на рис. 1.3.9, их анализ и определение степени их соответствия друг другу предоставим читателям.

Рассмотрение конфигураций состояний изобаров с $A = 6$ – рис. 1.3.9 – в дополнение к структурам с $A = 3-5$ – рис. 1.3.3 – имело методические цели:

во-первых, показать, что из ограниченного количества нуклонов можно перебрать по порядку все возможные пространственные конфигурации;

во-вторых, убедиться, что априори все возможные конфигурации изобаров с $A = 6$ достоверно идентифицированы в экспериментах – как их состояния.

Вдобавок, крайне ограниченный спектр возбуждённых состояний изобаров с $A = 6$ и их структур позволяет сформулировать ряд критериев, позволяющих на основе экспериментальных данных интерпретировать их конфигурации.

Энергия возбуждения E^* . Энергия возбуждения определённого состояния нуклида соответствует сумме энергий связи E_k потенциальных осколков его распада из этого состояния (порогу распада в конечную совокупность некоторого количества конечных структур: **d, t, a, α ...**):

$$E^* \Leftrightarrow E_0 - \sum_{k=1}^n E_k \quad (\text{число конечных структур} - n \geq 2).$$

Моимп состояния j^* . Резонанс в динамической конфигурации взаимодействующих подструктур с чётным числом нуклонов: 2, 4 нуклона (**d, α^* , np^*np^* ...**) – обычно имеет моимп, кратный 2: $j^* = 2^+, 4^+, \dots$ (в крайнем случае, $j^* = 0^+$).

Резонанс в динамической конфигурации взаимодействующих подструктур, имеющих нечётное число нуклонов (**n, p, t** или **a**), чаще всего имеет нечётный моимп: $j^* = 1^-, 3^- \dots$

Ширина резонанса Γ . Широкий резонанс энергии возбуждённых состояний обусловлен большим числом нуклонов во взаимодействующих друг с другом («резонирующих») подструктурах именно в этом состоянии. Например, для ${}^6\text{Li}^*$ – это широкий резонанс взаимодействия **t**- и **a**-триад (резонируют в этих двух подструктурах все 6 нуклонов ${}^6\text{Li}^*$). Образно говоря, при перестроении многофигурной акробатической пирамиды широко болтаются сами подмости (энергия возбуждённого состояния E^*).

Узкий резонанс – изменение исходной конфигурации в результате взаимодействия с участием только одного какого-то нуклона. Все остальные нуклоны в этом сугубо динамическом состоянии выполняют только зрительские функции: не как участники метаморфоз, а как зрители, выражая свой восторг или неодобрение головокружительным сальто только одного нуклона-акробата. Разброс энергетических затрат такого индивидуума на выполнение предопределённого метрикой $\Delta j^* = k^* \hbar$ ($k = 1, 2, \dots$) трюка предельно ограничен, независимо от той высоты, на которой совершается это динамическое сальто (от энергии E^* возбуждённого состояния).

Вероятность каналов β -переходов. С наибольшей вероятностью β -переходы совершаются в состояния изобара с аналогичной пространственной конфигурацией (и, наоборот, с наименьшей вероятностью – в состояния с неодинаковой конфигурацией).

Вероятность каналов γ -переходов. С наибольшей вероятностью γ -переходы нуклидов совершаются в их низшие состояния с аналогичной конфигурацией (и, наоборот, с наименьшей вероятностью – в состояния с явно неодинаковой конфигурацией).

Краткий комментарий к рис. 1.3.9 показывает, что у всех идентифицированных в экспериментах резонансов для $A = 6$ интерпретация их конфигураций «только» по энергии их возбуждения «проблем в принципе» не вызывает.

Вывод: степень достоверности представленных моделей нуклидов и их состояний высока, а их конфигурации достаточно адекватны реальным структурам.

Этот вывод позволяет приступить к анализу нуклидных структур с $A > 6$ и $Z > 3$.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Energy Levels of Light Nuclei $A = 3-4$

1. *Fiarman S., Meyerhof W.E.* Nuclear Physics, A206, (N1), 1973.
2. *Fiarman S., Hanna S.S.* Nuclear Physics, A251, (N1), 1975.
3. *Tilley D.R., Weller H.R.* Nuclear Physics, A474, (N1).
4. *Буртаев Ю.В.* Нуклиды. набросок феноменологического описания

Ч. 1. ЛЕГКИЕ НУКЛИДЫ С $21 \geq Z$. Москва, 1997.

Глава 2.3

СТРУКТУРА, СВОЙСТВА И ПАРАМЕТРЫ ЛЁГКИХ НУКЛИДОВ С $20 \geq Z \geq 3$

“Единственный пункт, по которому можно сделать определённое заключение, касается вопроса о строении ядерной поверхности. Суммируя всё сказанное, можно прийти к выводу, что структура ядерной поверхности “комковатая” и этими “комками” являются α -частицы. Имеются также указания на то, что по мере удаления от центра ядра возрастает вероятность того, что все нуклоны являются членами α -частичных образований, т.к. из данных о поглощении K^- -мезонов, которые зондируют только очень незначительную область ядра, где ρ много меньше, чем $\rho(0)$, следует, что все нуклоны эффективно связаны в « α -частицы»”.

Д. Уилкинсон. Структура ядерной поверхности. // Современные проблемы ядерной физики. М.: Госатомиздат, 1963.

Как было рассмотрено во Введении, есть достаточно разнообразная, разноплановая и вполне объективная информация фактически о всех нуклидах с $Z < 21$. В первой и второй части «Нуклиды» на основе достоверных экспериментальных данных была представлена объективное описание, модель структуры этих нуклидов. Эта модель была сформирована на фоне и во взаимообусловленности, взаимосвязи с их измеренными параметрами: относительной распространённостью, энергией связи, моимпом, магнимом, параметрами возбуждённых состояний, распадами и т.д.

В этой главе будут опущены многие подробности анализа экспериментальных данных о свойствах и параметрах нуклидов, приведенные и обсуждённые в книге «Нуклиды». Вся взаимосвязанная и взаимообусловленная совокупность изученных свойств и измеренных параметров нуклидных структур доказательно обуславливает и неопровержимо подтверждает объективность сформированной FGH-модели нуклидов и её адекватность реальности. В отличие от логики изложения, использованной в книге «Нуклиды»: «свойства и параметры нуклидов \Rightarrow основанная на них, обусловленная ими FGH-модель» в этой книге будет использоваться обратная логика. А именно: «с какой степенью достоверности и доказательности FGH-структура нуклидов определяет их изученные свойства и обуславливает их измеренные параметры».

Рассмотренная в книге «Нуклиды» совокупность всевозможных параметров нуклидов не только позволяет, но и буквально заставляет сделать обобщающий вывод о «периодичности» изменения структур нуклидов при увеличении числа их протонов и соответствующем изменении числа их нейтронов. Объективная закономерность периодического изменения F-остова нуклидов обусловлена свойствами их конститuentов (протонов и нейтронов), а также их взаимодействием в структуре α -гелиона (гл. 1.3)






















Эта периодичность изменения структур устойчивых изотопов нуклидов с $1 \leq Z \leq 21$ представлена в табл. 2.3.1. В табл. 2.3.1 все лёгкие нуклиды согласно структуре их остовов скомпонованы в горизонтальные периоды и вертикальные группы. Семейства ^{10}Ne и ^{18}Ar завершают два клана Δ -ассоциации, включающие по 5 семейств, а ^{11}Na и ^{19}K образуют Ψ -группу, переходную между периодами.

Для семейств нуклидов в табл. 2.3.1 указано число протонов (нижний левый индекс в условном обозначении) и состав нейтронной упаковки для всех устойчивых изотопов ($D = 0, 1, \dots$). Кроме того, для обоих Δ -кланов 1 и 2 периодов указана структура F-остова их нуклидов и его этажность f (соответственно, $f=1$ и $f=3$), а также магический нейтронный каркас (соответственно, $N^m = 8$ и $N^m = 20$).

Дополнительно к структуре F-остова в табл. 2.3.1 указана «гармоничная» нейтронная упаковка, которую имеют наиболее распространённые устойчивые чётно-чётные изотопы и которая одинакова для лёгких нуклидов ($D^c = 0$). Все исключения из «магии», связанной с N^m , или из «гармонии», связанной с $D^c = 0$, будут прокомментированы далее.

Таблица 2.3.1

Периодическое изменение структур устойчивых нуклидов с $1 \leq Z \leq 21$
(приведены значения Z и значения $D = N - Z$ их устойчивых изотопов)

№ п.			Δ-ассоциация					Ψ-гр.
	Θ	ΘI	Δ-гр.	ΔI	ΔII	ΔIII	A-гр.	
	Параметры F-остова, D ^c -упаковки, N ^m -каркаса						α	
0	f – этажность остова всех семейств клана D ^c – гармоничная нейтронная упаковка N ^m – магический нейтронный каркас				 ^{p, d}		 ^{a, α}	 ^{D=1} 0
1	^{αα} D=1 	^{(δd)^D} D=1 	^{æ-остов} D=1 	^{f=1} D=1 	^{D^c=0} D=2 1 	^{N^m=8} D=1 	^{αæα} D=2 1 	^{nδæd} D=1 
2	^{ææ-ост.} D=2 1 	^{f=2} D=1 	^{æαæ-ост.} D=2 1 	^{f=3} D=1 	^{D^c=0} D=4, 2 1 	^{N^m=20} D=3 1 	^{αæαæα} D=4 2 	^{(αæχd)^D} D=3, 2 1 
3	^{χχ-ост.} 8 ≥ D ≥ 0 k=6 	^{f=2} D=3 	Продолжение таблицы – см. гл. 3.3					

Как установлено, все чётные семейства нуклидов с $Z \leq 20$ обязательно имеют устойчивые изотопы с $D=0$ (кроме ${}^4\text{Be}$) и не имеют устойчивых изотопов с $D > 4$ (кроме ${}^{20}\text{Ca}$). Семейство ${}^{20}\text{Ca}$ завершает совокупность устойчивых нуклидов с $D=0, 1$. Все последующие семейства нуклидов с $21 \leq Z$ имеют устойчивые изотопы только с некоторой нейтронной упаковкой $2 \leq D$. Необходимо указать, что уже завершающие 2Δ-клан семейства ${}^{16}\text{S}$ и ${}^{18}\text{Ar}$, имеющие «многоэтажный» α-целочисленный базис, способны обеспечить устойчивость своим изотопам с $D=4$ (Θ-пояс из четырёх нейтронов).

Легчайшие элементы, имеющие в свободном состоянии при нормальных условиях твёрдую фазу (${}^3\text{Li}$, ${}^4\text{Be}$, ${}^5\text{B}$, ${}^6\text{C}$), с двух сторон ограничены газами (со стороны меньших Z – водород и гелий, а со стороны больших Z – азот, кислород). Несомненно, это обстоятельство связано со свойствами структуры их ядер, обусловлено кардинальным, резким изменением пространственной конфигурации нуклидов при увеличении числа протонов. Это первое обстоятельство, которое должно быть обсуждено.

Во-вторых, бросается в глаза очень малая распространённость элементов ${}^3\text{Li}$, ${}^4\text{Be}$, ${}^5\text{B}$ по сравнению с их соседями в таблице Менделеева. Распространённость лития, бериллия и бора в Солнечной системе в $\approx 1 \cdot 10^6$ меньше, чем распространённость ${}^1\text{H}$ (водорода) или ${}^2\text{He}$ (гелия) и в $\approx 1 \cdot 10^4$ меньше, чем распространённость ${}^6\text{C}$ (углерода), ${}^7\text{N}$ (азота), ${}^8\text{O}$ (кислорода) и даже значительно меньше, чем у гораздо более тяжёлых элементов (вплоть до ${}^{30}\text{Zn}$) – рис. 2.3.1. Эти два обстоятельства, бросающиеся в глаза при первом, поверхностном знакомстве с совокупностью элементов, не могут быть случайными.

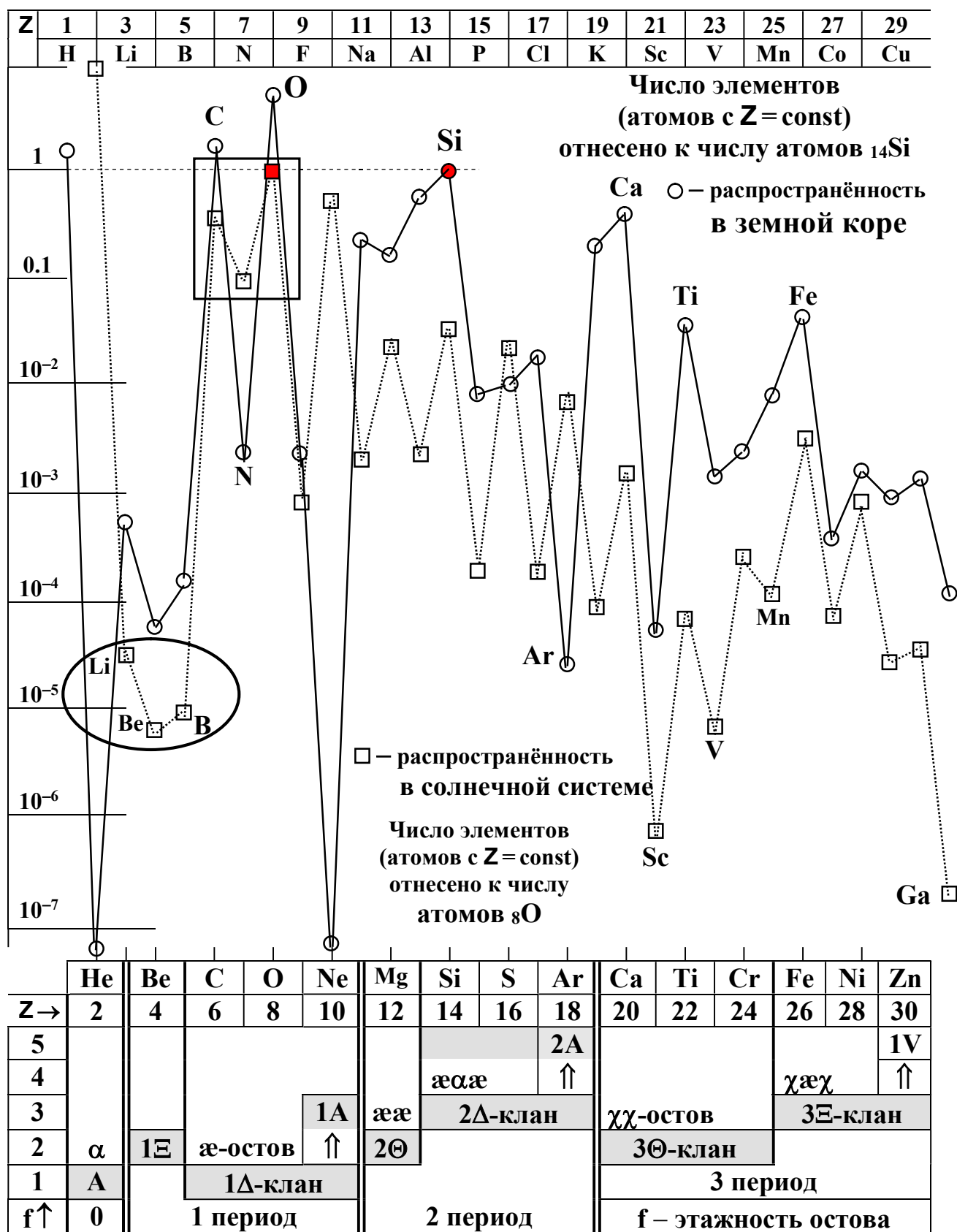


Рис. 2.3.1. Относительная распространённость элементов с $30 \geq Z \geq 2$ в солнечной системе и земной коре

Адекватное объяснение этого должно быть обусловлено, несомненно, структурой изотопов ядер лития, бериллия и бора – их принципиально качественным отличием от структуры других ядер. Достаточно подробный анализ такой «осевытянутой» структуры F-остовов изотопов ${}^3\text{Li}$ и ${}^4\text{Be}$, состоящих из одного или двух α -кластеров, а также «уникального» δ -остова изотопов ${}^5\text{B}$ представлен в гл. 1.3-1.4 книги «Нуклиды».

А вот совокупность шести протонов совместно с шестью нейтронами (обязательно!) количественно соответствует трёхкратному составу α -гелиона и формирует F-остов ${}^{12}\text{C}$.

Этот 3α -состав, 3α -структура дает субстанции возможность в кадровом составе нуклида ${}^{12}\text{C}$ скомпоновать симметрично ориентированный относительно z -оси нуклидный α -кластер. Наиболее «простой», наименее возбуждённой является максимально плоская относительно z -оси конфигурация: центром является α -гелион, симметрично окруженный тетрадейтриксом в плоскости, перпендикулярной z -оси – рис. 2.3.2. При этом любой из четырех периферических дейтриксов ($4d$) с ближайшей половиной центрального α -гелиона также образует структурно и динамически связанную α -структуру.

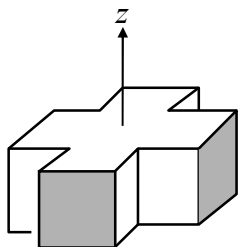


Рис. 2.3.2. Конфигурация α -кластера (тригеля):

В целом вся ($4d+\alpha$)-структура очень компактна, отрегулирована и самосогласованна – рис. 2.3.2. В ней нет ни одного нуклона (ни протона, ни нейтрона), не входящего в какой-либо не локализованный α -гелион, «жёстко не вкрученного» в условно выделенную одну из четырех периферических α -структур, цепко не схваченного тройкой других нуклонов динамического α -гелиона. В этом 3α -кластере отделить, «автономизировать» один из α -гелионов невозможно. Такую, очень компактную и симметричную структуру будем обозначать греческой буквой α – « α -кластер».

В дальнейшем α -кластер будем называть «тригелом» (три гелиона – 3α).

О чрезвычайной устойчивости, гармоничности и «притертости» всех частей α -структуры друг к другу свидетельствуют характеризующие её физические величины. Моимп, магним и квадрум нуклида ${}^{12}\text{C}$ равны нулю: во всех ($n-n$)-парах нейтронов (в d -периферии совместно с α -центром) и всех ($p-p$)-парах протонов парные нейтроны и протоны находятся строго в антисимметричных состояниях (их спины направлены встречно).

Чрезвычайно гармоничная динамически α -структура ${}^{12}\text{C}$ в максимальной степени согласовывает кинематические параметры шуб всех её нуклонов. Даже по сравнению с резко сбросившим излишки энергии α -гелионом α -структура ${}^{12}\text{C}$ находится в более глубокой энергетической яме. Энергия связи нуклида ${}^{12}\text{C}$ $E_0=92.162$ МэВ. В расчете на один «средний» дейтрикс (z -ориентированную пару $n-p$) это на 1.21 МэВ больше, чем на дейтрикс α -гелиона ($E_0=28.295$ МэВ). Суммарное увеличение удельной энергии связи, соотнесенное с энергией связи ${}^4\text{He}$ (разность $\delta E_\alpha=1.21*2=92.16/3-28.3=2.42$ МэВ), равномерно распределяется на дополнительное, упрочняющее расширение и взаимосогласованное слияние периферического тетрадейтрикса с центральным α -гелионом. Это увеличение энергии связи приходится на каждую из трёх α -структур α -остова ${}^{12}\text{C}$.

Энергия связи одиночного α -кластера ($E_\alpha=92.162$ МэВ) также, как и энергия связи α -гелиона ($E_\alpha=28.295$ МэВ), далее будут использоваться в качестве реперных величин, используемых для ранжирования степени устойчивости структур различных нуклидов.

Для иллюстрации «совершенства» структуры нуклидов, приведем условные схемы пространственной конфигурации чётных нуклидов первого периода – рис. 2.3.3. Они отчётливо демонстрируют качественный переход от осевытянутой $\alpha n \alpha$ -структуры нуклида ${}^9\text{Be}$ к пространственно симметричному, «плоскому» α -кластеру ${}^{12}\text{C}$ – рис. 2.3.3.

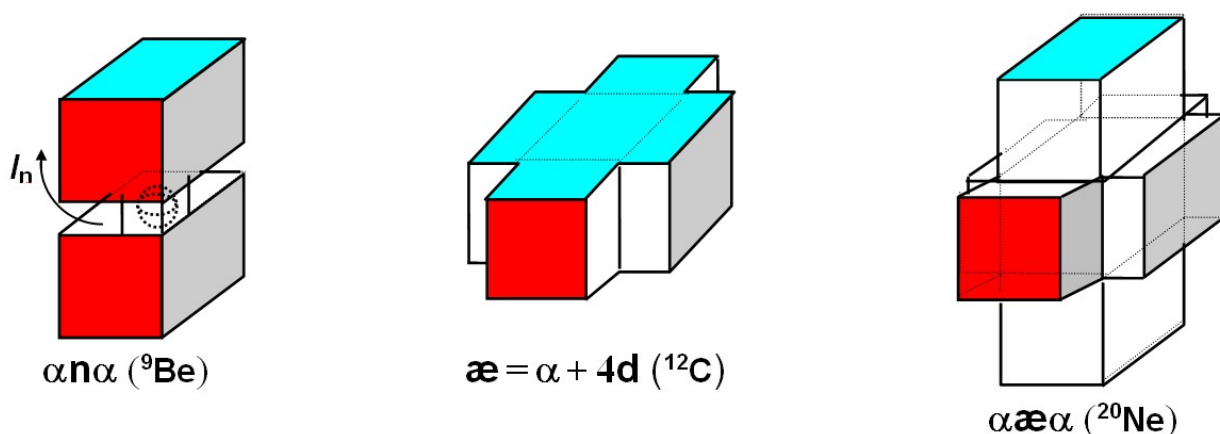


Рис. 2.3.3 Условное изображение пространственно-объёмной конфигурации устойчивых нуклидов 1 периода: ${}^9\text{Be}$ ($\alpha n \alpha$), ${}^{12}\text{C}$ (αe), ${}^{20}\text{Ne}$ ($\alpha \alpha e \alpha$)

При увеличении числа протонов $Z > 6$ субстанция в соответствии со свойствами конститuentов нуклидов (**p** и **n**) использует αe -тригел в качестве основного динамического кластера при формировании F-остовов всех нуклидов 1 и 2 периодов – рис. 2.3.3-4.

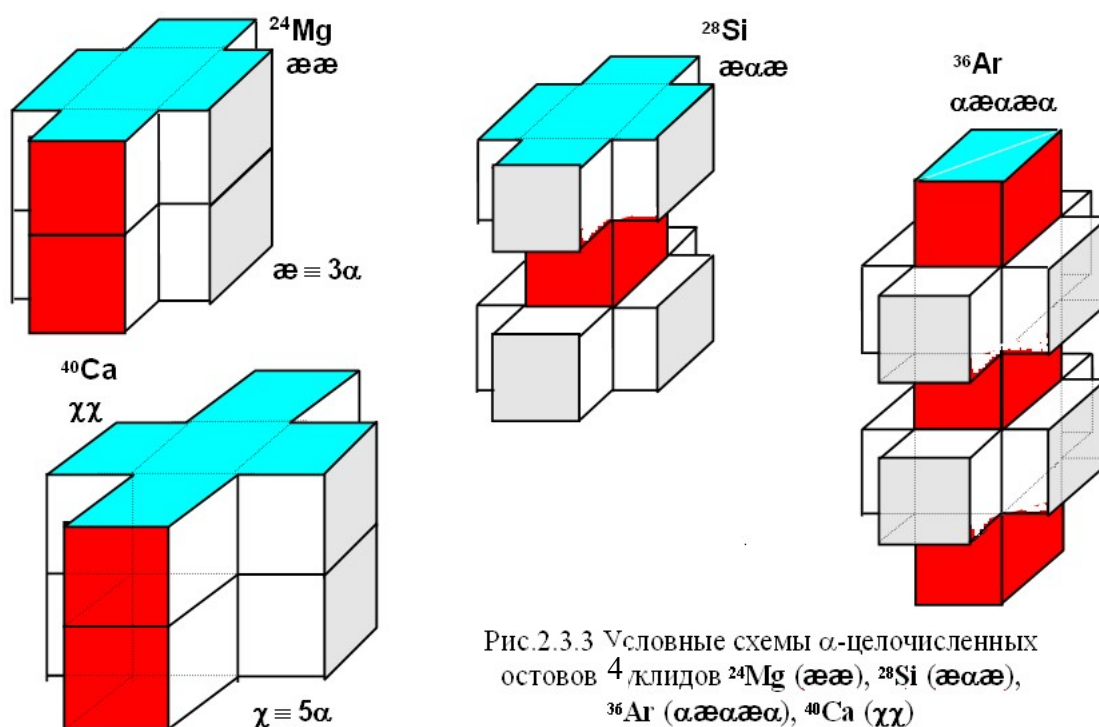


Рис. 2.3.3 Условные схемы α -целочисленных остовов 4-нуклидов ${}^{24}\text{Mg}$ ($\alpha e \alpha$), ${}^{28}\text{Si}$ ($\alpha e \alpha e$), ${}^{36}\text{Ar}$ ($\alpha \alpha e \alpha e \alpha$), ${}^{40}\text{Ca}$ ($\chi \chi$)

Все промежуточные структуры между F-нуклидом и $\alpha F \alpha$ -нуклидом (например, между αe и $\alpha \alpha e \alpha$ – рис. 2.3.3) дополнительно к F-остову формируются из совокупностей **p**, **n**, **d**, **t**, **a**. Все эти «недоукомплектованные» подструктуры с $\delta A < 4$ размещаются на одной или на обеих z -поверхностях F-остова. Эти совокупности с $\delta A < 4$ (**p**, **n**, **d**, **t**, **a**) будем называть «макушкой» или «заглушкой» и обозначать буквой H (head).

Число устойчивых изотопов семейств нуклидов и их относительная распространённость при внимательном изучении дают существенную информацию о структуре нуклидов, об их качественных свойствах и, косвенно, об их количественных параметрах.

Диаграмма на рис. 2.3.5 отображает число и относительную распространённость zP^D устойчивых изотопов каждого элемента с $Z = \text{const}$ при $D = \text{var}$ (график Serpe).

Из диаграммы (рис. 2.3.5) отчетливо видно решающее влияние на состав устойчивых изотопов, их относительную распространенность, а также характер их распада такой синтетической, многоаспектной сущности-формы, как структура нуклидов. Перечислим некоторые проявления указанной корреляции.

Только **a**-тринид ${}^3\text{He}$ с z -осевой совокупностью нуклонов является единственным устойчивым изотопом с $D = -1$ (имеет избыток протонов над нейтронами). Одно нуклонная z -осевая структура **d**-дейтрона, **t**-тритона, **a**-тринида и их параметры подробно рассмотрены в гл. 1.3. После формирования α -гелиона ${}^4\text{He}$ субстанция формирует z -осевые совокупности **α** - и **d** -кластеров с тем или иным числом «добавочных нейтронов» D .

Каналы распада неустойчивых изотопов		Распространённость устойчивых изотопов	
$\square^*\square$	– деление на два α -гелиона	\odot	– $P \leq 1\%$
\Rightarrow	– β^- -распад	\Leftarrow	– β^+ -распад
\square°	– выброс нейтрона	19	– $1\% \leq P \leq 50\%$
\square°	– выброс нейтрона	75	– $50\% \leq P < 95\%$
$\triangleleft 33$	– период полураспада > 1 года	100	– $P \approx 100\%$

[illegible]

Рис. 2.3.5. Нейтронная упаковки $D = N - Z$ устойчивых изотопов семейств нуклидов с $4 \leq Z \leq 19$ и их относительная распространённость z^{PD} (%)

Конечно, не все из них устойчивы. Поэтому в результате их перехода к устойчивым нуклидам Субстанция из всех возможных оставляет для бесконечного существования только **αd**-структуру двух устойчивых изотопов ${}^3\text{Li}$ (один с добавочным нейтроном – ${}^7\text{Li}$), единственную устойчивую **αα**-структуру ${}^4\text{He}$, а также переходную, своеобразную и уникальную **δd**-структуру двух изотопов ${}^5\text{B}$ (один с добавочным нейтроном – ${}^{11}\text{B}$). У всех этих устойчивых структур (см. гл. 1.3), имеющих в качестве остова **α**-кластер или **δ**-тетрадейтрикс (укажем, что **δ**-тетрадейтрикс является единственным **α**-целочисленным кластером, состав которого кратен чётному числу **α**-кластеров – двум), можно заметить общие черты, резко выделяющие эту тройку семейств из всего континуума нуклидов.

Во-первых, бросается в глаза их очень малая относительная распространённость, почти одинаковая для всех этих трех семейств нуклидов – рис. 1.3.1. Во-вторых, для нуклидов с нечётным числом протонов Z (${}^3\text{Li}$ и ${}^5\text{B}$) нужно отметить существование устойчивых нечётно-нечётных изотопов (${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$, имеющих равное число протонов и нейтронов – $D=0$), которые имеют заметную относительную распространённость (8% и 19%, соответственно). В-третьих, еще раз обратим внимание на «раритет»: отсутствие среди нуклидов с чётным $Z=4$ (${}^4\text{Be}$) устойчивых чётно-чётных изотопов. И, наконец, у них имеются изотопы, имеющие «недостаток» нейтронов ($D < 0$) и испытывающие α -распад – рис. 2.3.5.

Следующая по порядку увеличения Z тройка семейств нуклидов (${}^6\text{C}$, ${}^7\text{N}$, ${}^8\text{O}$), имеющих α -остов, характеризуется также почти одинаковой, но уже очень большой (рекордной!) относительной распространённостью – рис. 2.3.1 (3 α -кратный α -тригел – этот вам не δ -тетрадейтрикс!). Жёсткость, притертость α -центра, а также \mathbf{d} -симметричность, прилаженность α -тригела и вкрученность \mathbf{d} -дейтропа на его z -полюсе столь высоки, что обеспечивают не только устойчивость нечётно-нечётному ${}^{14}\text{N}$, но и его доминирующую распространённость среди устойчивых изотопов ${}^7\text{N}$ ($\approx 100\%$). Этот феномен – также раритет, уникал; подобных случаев в Природе больше нет – рис. 2.3.5. Беспредельная любовь Природы к нечётно-нечётному $\alpha\mathbf{d}$ -изотопу ${}^{14}\text{N}$ и полное равнодушие к нечётно-чётному $\mathbf{n}\alpha\mathbf{d}$ -изотопу ${}^{15}\text{N}$, на первый взгляд, довольно случайны, беспричинны.

Однако можно дать этому наидостовернейшему проявлению любви и равнодушия следующее толкование. Все три чётных нуклида с максимальной (и почти одинаковой) относительной распространённостью, близкой к 100%): α -тригел ${}^{12}\text{C}$, $\alpha\mathbf{d}$ -изотоп ${}^{14}\text{N}$, $\mathbf{d}\alpha\mathbf{d}$ -изотоп ${}^{16}\text{O}$ – все они имеют подобное, \mathbf{d} -кратное обрамление центрального α -кластера. У α -тригела ${}^{12}\text{C}$ таких «периферийных» \mathbf{d} -кластеров – 4, у $\alpha\mathbf{d}$ -изотопа ${}^{14}\text{N}$ их – 5, а у $\mathbf{d}\alpha\mathbf{d}$ -изотопа ${}^{16}\text{O}$ их – 6. И всё! По всем трём осям трехмерного пространства счёт закончен. Никакие другие нуклиды невозможно создать так, чтобы присовокупить к центральному, зародышевому α -кластеру 4, 5 или 6 \mathbf{d} -дейтриксов или \mathbf{d} -дейтропов, навсегда впаять, вкрутить в него целочисленные \mathbf{np} -пары столь симметрично, сколь это позволяет трехмерное пространство. Распространённость нечётно-нечётного $\alpha\mathbf{d}$ -изотопа ${}^{14}\text{N}$ больше, чем любых последующих за ${}^{16}\text{O}$ чётно-чётных нуклидов! Это тоже – раритет! Всеми признаками уникальности обладает не только сам по себе $\alpha\mathbf{d}$ -изотоп ${}^{14}\text{N}$, но и целиком вся триада нуклидов ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$.

Все последующие семейства нуклидов с нечётным Z (${}^9\text{F}$, ${}^{11}\text{Na}$, ${}^{13}\text{Al}$, ${}^{15}\text{P}$), имеющие в качестве базиса только α - или $\alpha\alpha$ -остов, включают только один устойчивый изотоп и все эти устойчивые изотопы имеют $D=1$, то есть один (только один!) избыточный нейтрон – рис. 2.3.5. Этот один «лишний» нейтрон симметризует пространственную конфигурацию нуклидов, образуя антисимметричную пару \mathbf{n} -нейтронов-заглушек на двух z -полюсах их остовов и обеспечивая при этом не спаренному \mathbf{p} -протону условия для того, чтобы он имел возможность приклеиться, прикрутиться к z -поверхности остова посредством бесконечно долгого орбитального вращения с некоторым орбиталом $l_p = 1, 2, 3, \dots$

Более симметричные нуклиды с чётным Z , начиная с α -остова (${}^{12}\text{C}$) и включительно до $\alpha\alpha\alpha$ -остова (${}^{28}\text{Si}$), помимо устойчивых изотопов с $D=0$ (α -целочисленных структур, в том числе $\alpha\alpha\alpha$ -базиса ${}^{20}\text{Ne}$ и $\alpha\alpha$ -остова ${}^{24}\text{Mg}$) все имеют устойчивые чётно-нечётные изотопы с $D=1$ (один нейтрон, прикрученный к z -поверхности остова) и абсолютно уравновешенные чётно-чётные изотопы с $D=2$ (два z -полюсных антисимметричных \mathbf{n} -нейтропа – две L-киральные заглушки на двух R-киральных z -осевых воронках остовов).

Два следующих семейства нуклидов с чётным Z (${}^{16}\text{S}$, ${}^{18}\text{Ar}$) содержат ещё по устойчивому изотопу с тетранейтронным $\mathbf{9}$ -поясом, состоящим из четырёх нейтронов.

Этот экваториальный ϑ -пояс, уравнивающий, динамически симметризирующий F-остов, органичен z -вытянутым $d\alpha\alpha^{\vartheta}\alpha d$ -структуре $^{36}\text{S}^4$ и $\alpha\alpha\alpha^{\vartheta}\alpha\alpha$ -структуре $^{40}\text{Ar}^4$, окутывая их тонкую « α -талию», прикручивая к ней сверху и снизу по z -оси α -кластеры.

А вот переходы к максимально стройной z -вытянутой структуре Анадиомены и от неё к плоскому $\chi\chi$ -остову, которые реализованы структурами изотопов ^{17}Cl и ^{19}K , характерны неоднозначностью, вариативностью. Семейство хлора имеет два абсолютно устойчивых изотопа с чётным числом нейтронов ($\alpha\alpha\alpha\alpha t$ -изотоп $^{35}\text{Cl}^1$ и $\alpha\alpha\alpha^{\vartheta}\alpha p$ -изотоп $^{37}\text{Cl}^3$) и «почти» устойчивый нечётно-нечётный изотоп с периодом полураспада $3 \cdot 10^5$ лет ($n\alpha\alpha\alpha\alpha t$ - или $\alpha\alpha\alpha^{\vartheta}\alpha p$ -структура $^{36}\text{Cl}^2$). Семейство калия с нечётным $Z = 19$ имеет также два абсолютно устойчивых изотопа с чётным N ($\alpha\alpha\chi t$ -изотоп $^{39}\text{K}^1$ и $\alpha\alpha\chi^{\vartheta}p$ -изотоп $^{41}\text{K}^3$), а также уже почти без кавычек устойчивый нечётно-нечётный изотоп ($n\alpha\alpha\chi t$ - или $\alpha\alpha\chi^{\vartheta}p$ -структура $^{40}\text{K}^2$) с периодом полураспада $1.3 \cdot 10^9$ лет! (относительная распространённость в естественной смеси изотопов – 0.012%).

Акцентируем внимание на особенностях изотопов Cl и K. Во-первых, на том, что и у ^{17}Cl , и у ^{19}K имеется по два изотопа с чётным N ($D = 1$ и $D = 3$) и по одному долгоживущему изотопу с чётным $A = Z + N$ ($D = 2$). Во-вторых, на том, что и у нуклидов с нечётным Z появились устойчивые изотопы с неявно выраженным ϑ -поясом ($D = 3$).

В-третьих, вспомним о проблеме, которую пришлось решать автору периодической системы элементов Д.И. Менделееву. Естественный элемент K имел меньшее массовое число, чем Ar, но согласно закону периодичности, основанному на химических свойствах, должен был разместиться в периодической таблице после Ar. Конечно, в течение XX века был точно изучен изотопный состав и семейства ^{19}K , и семейства ^{18}Ar . Абсолютно достоверно была установлена причина этой аномалии (по критерию среднестатистической относительной атомной массы для естественной смеси изотопов атомов ^{19}K и ^{18}Ar).

«Причина этой причины» («изначальные» обстоятельства и условия того, что у смежных семейств нуклидов наибольшую относительную распространённость имеют изотопы с разной нейтронной упаковкой) до сих пор не получила достоверного объяснения.

Этот кажущийся парадокс с «аномально» большим числом избыточных нейтронов у наиболее распространённого изотопа $^{40}\text{Ar}^4$, на самом деле, естественно объясняется тем, что стройному, пятиэтажному $\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha$ -базису ^{18}Ar , вытянутому вдоль его z -оси, тетра-нейтронный ϑ -пояс $\alpha\alpha\alpha^{\vartheta}\alpha\alpha$ -изотопа $^{40}\text{Ar}^4$ гораздо естественнее, соразмернее, чем два z -полюсных нейтрона ($^{38}\text{Ar}^2$) или вообще отсутствие упаковочных нейтронов ($^{36}\text{Ar}^0$). Поэтому в естественной смеси трех устойчивых изотопов ^{18}Ar с доминирующим содержанием ^{40}Ar средняя относительная атомная масса близка к 40 (о.а.м. равна 39.948).

У калия, однако, вдоль z -оси структура наполовину сплющена: на z -поверхности пирамидообразного $\alpha\alpha\chi$ -базиса (как сурово обошлась Природа с $\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha$ -базисом Анадиомены и в какую «грушу» преобразовала столь изящную фигуру!) должен дополнительно разместиться еще один протон с несколькими склеивающими нейтронами. И, конечно, грушевидный $\alpha\alpha\chi t$ -изотоп $^{39}\text{K}^1$ соразмернее, прилаженнее, чем $\alpha\alpha\chi^{\vartheta}p$ -структура $^{41}\text{K}^3$ с ϑ -поясом, не говоря уже о $n\alpha\alpha\chi t$ -структуре $^{40}\text{K}^2$ или о многочисленных неустойчивых изотопах ^{19}K с $D > 3$ и $D < 1$. Поэтому в естественной смеси устойчивых нуклидов ^{19}K с доминирующим количеством изотопа ^{39}K (который Субстанции оказалось накручивать, штамповать гораздо сподручнее, чем другие изотопы: ^{41}K или ^{40}K) средняя относительная атомная масса (39.098) меньше, чем у ^{18}Ar .

Несомненно, что эта тенденция (закономерность?) уменьшения $D = N - Z$ у наиболее распространённых изотопов при сплющивании структуры должна проявиться и при последующем, с увеличением Z , формировании структуры нуклидов вдоль z -оси остова.

Действительно, среди шести устойчивых изотопов ^{20}Ca , которые в состоянии прикрывать к себе 2, 3, 4, 6 и даже 8 добавочных нейтронов, все-таки доминирует ^{40}Ca с абсолютно голым, не стянутым нейтронной упаковкой $\chi\chi$ -остовом – рис. 2.3.5. Понятно, что относительная атомная масса ^{20}Ca (40.078) лишь чуть больше, чем у ^{18}Ar .

Одно отступление методологического плана. В формировании количественных, численных параметров «естественной» смеси изотопов участвует такое огромное множество изотопов, что «это множество» в задачах, проблемах с достаточно разумной постановкой можно считать заведомо бесконечным. Статистические параметры распределения ограниченного количества объектов (не более 10 при $Z = \text{const}$) такого бесконечного множества (например, математическое ожидание), безусловно, можно считать абсолютно объективными показателями. Такие абсолютно достоверные параметры вполне пригодны в качестве количественных характеристик определённых качественных свойств нуклидов.

При наличии взаимосвязи, корреляции между «качеством», гармонией, соразмерностью структуры нуклидов и относительной распространённостью, привилегированностью нуклидов в Природе, в качестве количественного критерия соразмерности, гармонии, «красоты» (proportionality) нуклидов, естественно выбрать их относительную распространённость («prevalence» или «privilege»).

Вряд ли можно привести сколько-нибудь убедительные аргументы против такой посылки. Ведь никто не сможет доказать, что у Природы был умысел запутать простодушных исследователей и преимущественно наклепать, накрутить из своих нуклонов динамические структуры, заведомо некрасивые, несоразмерные, несимметричные.

Напротив, все, абсолютно все достоверные экспериментальные свидетельства о физической реальности указывают на то, что Субстанция предпочитает «красоту», гармонию и симметрию, органично предрасположена к ним. Субстанция с той или иной степенью замедления (периодом полураспада), но решительно, бесповоротно, необратимо, тем или иным способом преобразует менее гармоничные структуры в более соразмерные, отрегулированные. Ну, а если у Субстанции нехватает духа (нельзя же всё возможное разнообразие свести к мертвенной закоснелости, почти «пустому» перебору сверхструктур), и наряду с очень красивыми, и несколько менее «прелестными» структурами она допускает бесконечное бытие и менее гармоничных, далеко не симметричных структур, то, конечно, менее «красивых» предметов она формирует и числом намного помене.

Поэтому и в этой главе, и в последующем обсуждении относительная распространённость нуклидов, которую мы будем обозначать латинской буквой «Р», будет использоваться в ранге основного критерия, показателя «качества» нуклидов, их гармонии и соразмерности: динамической и пространственной симметрии их FGH-структуры.

При рассмотрении относительной распространённости «химических элементов» относительно общепринятого «эталона» (то есть фактически только при сопоставлении базисов их ядер, определяемых только числом $Z = \text{var}$; без учета допускаемой Природой вариации их нейтронной упаковки $D = \text{var}$) будет в основном использоваться индекс условного обозначения элемента или индекс $Z - zP$ (например, $_{\text{Ne}}P$, $_{\text{Ar}}P$ и т.п.).

При рассмотрении относительной распространённости устойчивых изотопов одного элемента (при $Z = \text{const}$ и $D = \text{var}$) в естественной смеси изотопов этого элемента (в процентном содержании) будет использоваться дополнительный индекс A или $D - A_zP$ или zP^D (например, $^{41}_{\text{K}}P \equiv {}_{\text{K}}P^3 = 7\%$, $^{39}_{\text{K}}P \equiv {}_{\text{K}}P^1 = 93\%$ и т.п.).

Итак, вернемся к нуклидам. Из рис. 2.3.1 берем посылку: единственный устойчивый $\chi^8\chi^p$ -изотоп ^{45}Sc имеет малую относительную распространённость, примерно в 100-1000 раз меньшую, чем у его ближайших по числу нуклонов, соседних нуклидов, и делаем вывод: его структура с p -протопом на z -поверхности $\chi\chi$ -остова очень несимметрична.

Таблица 2.3.2

Структуры изотопов с $6 \geq D \geq (-2)$ семейств лёгких нуклидов с $21 \geq Z \geq 3$

	Z	D = -1 (p) D = -2		D = 0 D = 4 (g)		D = 1 (n) D = 5 (n + g)		D = 2 (3) D = 6 (2n + g)	
Li	3	αp	p	$d\alpha$	8%	$d\alpha n$	92%	$t\alpha n$	β^-
						$tp^g t$	β^-		
Be	4	$d\alpha p$	ε	$\alpha\alpha$	2 α	$\alpha n\alpha$	100%	$n\alpha\alpha n$	β^-
		$p\alpha p$	p	$\alpha^g\alpha$	β^-			$n\alpha^g\alpha n$	n
B	5	$\alpha p\alpha$	p	$d\delta$	19%	$d\delta n$	81%	$t\delta n$	β^-
		ada	α	$d\delta^g$	β^-	$d\delta^g n$	β^-		
C	6	$d\delta p$	β^+	α	99%	$n\alpha$	1%	$n\alpha n$	β^-
		$p\delta p$	β^+	α^g	β^-	$n\alpha^g$	β^-	$n\alpha^g n$	n
N	7	αp	β^+	$d\alpha$	100%	$d\alpha n$	•	$t\alpha n$	β^-
		$a\delta p$	β^+	$d\alpha^g$	β^-	$d\alpha^g n$	β^-	$t\alpha^g n$	β^-
O	8	$d\alpha p$	β^+	$d\alpha d$	100%	$\alpha\alpha n$	•	$t\alpha t$	β^-
		$p\alpha p$	β^+	$d\alpha^g d$	β^-	$d\alpha^g t$	β^-	$t\alpha^g t$	β^-
F	9	$\alpha\alpha p$	β^+	$\alpha\alpha d$	β^+	$n\alpha\alpha d$	100%	$n\alpha\alpha t$	β^-
		$a\alpha p$	p	$\alpha\alpha^g d$	β^-	$\alpha\alpha^g t$	β^-	$n\alpha\alpha^g t$	β^-
Ne	10	$\alpha\alpha\alpha$	β^+	$\alpha\alpha\alpha$	91%	$n\alpha\alpha\alpha$	•	$n\alpha\alpha\alpha n$	9%
		$a\alpha\alpha$	β^+	$\alpha\alpha^g\alpha$	β^-	$n\alpha\alpha^g\alpha$	β^-	$n\alpha\alpha^g\alpha n$	β^-
Na	11	$\delta\alpha p$	β^+	$\delta\alpha d$	β^+	$n\delta\alpha d$	100%	$n\delta\alpha t$	β^-
		$a\alpha\alpha p$	β^+	$\delta\alpha^g d$	β^-	$n\delta\alpha^g d$	β^-	$n\delta\alpha^g t$	β^-
Mg	12	$p\delta\alpha d$	β^+	$\alpha\alpha$	79%	$n\alpha\alpha$	10%	$n\alpha\alpha n$	11%
		$p\delta\alpha p$	β^+	$\alpha^g\alpha$	β^-	$n\alpha^g\alpha$	β^-	$n\alpha^g\alpha n$	β^-
Al	13	$p\alpha\alpha$	β^+	$d\alpha\alpha$	β^+	$d\alpha\alpha n$	100%	$t\alpha\alpha n$	β^-
		$a\alpha\delta p$	β^+	$d\alpha^g\alpha$	β^-	$d\alpha^g\alpha n$	β^-	$t\alpha^g\alpha n$	β^-
Si	14	$p\alpha\alpha d$	β^+	$\alpha\alpha\alpha$	92%	$n\alpha\alpha\alpha$	5%	$n\alpha\alpha\alpha n$	3%
		$p\alpha\alpha p$	β^+	$\alpha^g\alpha\alpha$	β^-	$n\alpha^g\alpha\alpha$	β^-	$n\alpha^g\alpha\alpha n$	β^-
P	15	$p\alpha\alpha\alpha$	β^+	$d\alpha\alpha\alpha$	β^+	$d\alpha\alpha\alpha n$	100%	$t\alpha\alpha\alpha n$	β^-
		$p\alpha\alpha\alpha$	β^+	$d\alpha^g\alpha\alpha$	β^-	$d\alpha^g\alpha\alpha n$	β^-	$t\alpha^g\alpha\alpha n$	β^-
S	16	$p\alpha\alpha\alpha d$	β^+	$d\alpha\alpha\alpha d$	95%	$\alpha\alpha\alpha\alpha n$	•	$n\alpha\alpha\alpha\alpha n$	4%
		$p\alpha\alpha\alpha p$	β^+	$d\alpha^g\alpha\alpha d$	•	$\alpha\alpha^g\alpha\alpha n$	β^-	$n\alpha\alpha^g\alpha\alpha n$	β^-
Cl	17	$p\alpha\alpha\alpha\alpha$	β^+	$t\alpha\alpha\alpha\alpha$	β^+	$d\alpha\alpha\alpha\alpha n$	75%	$p\alpha\alpha^g\alpha\alpha (3)$	25%
		$p\alpha\alpha\alpha\alpha$	β^+	$d\alpha\alpha^g\alpha\alpha$	β^-	$d\alpha\alpha^g\alpha\alpha n$	β^-	$t\alpha\alpha^g\alpha\alpha n$	β^-
Ar	18	$a\alpha\alpha\alpha\alpha$	β^+	$\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha$	•	$\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha n$	ε	$n\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha n$	•
		$a\alpha\alpha\alpha\alpha$	β^+	$\alpha\alpha^g\alpha\alpha\alpha$	100%	$\alpha\alpha^g\alpha\alpha\alpha n$	β^-	$n\alpha\alpha^g\alpha\alpha\alpha n$	β^-
K	19	$p\chi\alpha\alpha$	β^+	$d\chi\alpha\alpha$	β^+	$d\chi\alpha\alpha n$	93%	$p\chi^g\alpha\alpha (3)$	7%
		$p\chi\alpha\alpha$	β^+	$d\chi^g\alpha\alpha$	β^-	$d\chi^g\alpha\alpha n$	β^-	$t\chi^g\alpha\alpha n$	β^-
Ca	20	$\alpha\chi\alpha\alpha$	β^+	$\chi\chi$	97%	$n\chi\chi$	ε	$n\chi\chi n$	•
		$\alpha\chi\alpha\alpha$	β^+	$\chi^g\chi$	2%	$n\chi^g\chi$	β^-	$n\chi^g\chi n$	•
Sc	21	$p\chi\chi$	β^+	$n\chi\chi p$	β^+	$d\chi\chi n$	β^+	$\chi^g\chi p (3)$	100%
				$d\chi^g\chi$	β^-	$d\chi^g\chi n$	β^-	$t\chi^g\chi n$	β^-

Кстати, это единственный устойчивый нуклид с максимальной относительной изотопной распространённостью, у которого $D=3$. И вообще Природе не нравятся нуклиды с $D=3$. Среди устойчивых конфигураций – нуклидов с $D=3$ всего пять: Cl^3 , K^3 , Ca^3 , Sc^3 и Ti^3 – рис. 2.3.1, 2.3.5. Все они, а особенно Sc^3 , имеют небольшую распространённость zP .

Структуры устойчивых и радиоактивных изотопов всех лёгких нуклидов скомпонованы в табл. 2.3.2. В этой таблице приведены предложенные к обсуждению структуры с $6 > D > -2$. Дополнительно в табл. 2.3.2 указано значение относительной распространённости устойчивых изотопов (zP^D) или тип распада для неустойчивых нуклидов.

Структуры изотопов лёгких нуклидов далее обобщенно выражаются как HF, с конкретизацией состава, структуры F-остова и H-макушки индивидуально для каждого устойчивого или радиоактивного нуклида – табл. 2.3.2. Эта таблица наглядно иллюстрирует закономерность последовательного формирования HF-структур при возрастании числа протонов Z (и вообще числа нуклонов A). Эта закономерность отчётливо проявляется в том, что после создания α -остова ^{12}C – рис. 2.3.1 – с ростом числа протонов Z структура H-макушки устойчивых нуклидов периодически и неизбежно повторяется.

Это особенно проявляется в том, что для пяти семейств нуклидов Δ -кланов осуществляется аналогичное, последовательное формирование нуклидов вдоль z -оси с ростом числа протонов от структуры F-остова до структуры $\alpha F\alpha$ -базиса. И в последующем буквой F (frame) обозначен α -целочисленный кластерный остов (6α , $12\alpha\alpha$, $14\alpha\alpha\alpha$, $20\chi\chi$).

Так, «пустые» z -полюса имеют остовы устойчивых чётно-чётных нуклидов ^{12}C (6α), ^{24}Mg ($12\alpha\alpha$), ^{28}Si ($14\alpha\alpha\alpha$), ^{40}Ca ($20\chi\chi$). А, например, H-макушку с парой антисимметричных d -дейтронов имеют нуклиды: ^{16}O ($d\alpha d$), ^{32}S ($d\alpha\alpha\alpha d$); α -целочисленные базисы с парой α -гелиопов на двух z -полюсах остова – нуклиды ^{20}Ne ($\alpha\alpha\alpha$), ^{36}Ar ($\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha$) и т.п.

До значения $Z=6$, по существу, говорить о сходстве структур можно лишь с большими оговорками. Действительно, структуру макушки $H=dn$ (или t) имеют устойчивые нуклиды ^{11}Na ($\delta\alpha t$), ^{39}K ($\alpha\alpha\chi t$), 7Li ($d\alpha n$). Конечно, эти нечётно-чётные нуклиды объединяет в одну, переходную Ψ -группу многое: эквивалентность $H=t$, грушевидная (в результате «сплющивания» предшествующих $\alpha\alpha\alpha$ - или $\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha$ -базисов) $\delta\alpha$ - (^{11}Na) или $\alpha\alpha\chi$ -конфигурация (^{39}K) их остовов. Но... «формально» у 7Li остов еще не сформирован. Базисный α -кластер 7Li можно полагать и как α -базис, и как α -макушку. Мы не будем упираться и проявлять настойчивость в определениях и понятиях. Обратим внимание на черты «сходства», подобия, аналогии, но и не будем пренебрегать признаками неординарности, проявлениями уникальности тех или иных структур.

По достижении макушкой с ростом Z предельной $\alpha F\alpha$ -структуры (A -группа) дальнейшее увеличение Z сопровождается «сплющиванием» $\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha$ -макушки, её слиянием с α -целочисленным кластером остова, то есть формированием более «плоских» структур: $\alpha\alpha \rightarrow \delta$, $\alpha\delta \rightarrow \alpha$, $\alpha\alpha\alpha$ ($\delta\alpha$) $\rightarrow \chi$ и т.д. Для рассмотренных нуклидов указанный процесс уменьшения f -этажности их остовов вдоль z -оси имеет место для таких переходов как:



Понятно, что ху-несимметричная, грушевидная структура всех нуклидов Ψ -группы при прибавлении в её состав ещё одного протона, в результате дальнейшего преобразования, «сплющивания» остова вдоль его z -оси, однозначно и неизбежно (закономерно?) трансформируется в максимально «плоский» остов изотопов следующего семейства:

$$n\delta d (^{11}\text{B}) - ^+p \rightarrow \alpha (^{12}\text{C}), \quad (2.3.2a)$$

$$n\delta \alpha d (^{23}\text{Na}) - ^+p \rightarrow \alpha \alpha (^{24}\text{Mg}), \quad (2.3.26)$$

$$n\alpha \alpha \chi d (^{39}\text{K}) - ^+p \rightarrow \chi \chi (^{40}\text{Ca}). \quad (2.3.2в)$$

Изотопный состав всех нуклидов формируется практически идентично: при увеличении $D > 0$ происходит последовательное увеличение нейтронного состава z -полюсных Н-заглушек остова и (или) формирование тетранейтронного ϑ -пояса, четыре нейтрона которого или антисимметрично размещаются по экватору остова, или тем или иным образом симметризируют состояние одиночного p -протопа на z -поверхности их остовов.

Приведем лишь один пример: последовательное увеличение числа нейтронов для ^{16}S , начиная с $D = -2$ ($-2, -1, 0, 1, 2$), ведет к увеличению нейтронного состава Н-макушки от pFp ($D = -2$) до tFt ($D = +2$). Дальнейшее увеличение числа нейтронов формирует ϑ -пояс изотопов ^{16}S : $d\alpha \alpha^{\vartheta} \alpha d$ ($D = 4$), $d\alpha \alpha^{\vartheta} \alpha t$ ($D = 5$), $t\alpha \alpha^{\vartheta} \alpha t$ ($D = 6$) – табл. 2.3.2.

В заключение обзора табл. 2.3.2 и рис. 2.3.5 отметим, что после формирования α -остова ^{12}C у всех чётно-чётных нуклидов распространённость выше, чем у нуклидов с нечётным Z в 10-100 раз. Конечно, и здесь не без исключений – уже упомянутый ^{14}N –, но, как правило, Природа явно благоволит к чётно-чётным, более симметричным, динамически уравновешенным структурам (их спин и магним равны нулю) – рис. 2.3.5.

А есть ли ограничения на число неустойчивых изотопов? Сказывается ли структура нуклидов не только на составе устойчивых изотопов, но и на составе неустойчивых изотопов? Беглый анализ рис. 2.3.5 показывает, что до формирования α -остова никакие структуры с $Z < 6$ и $D < -1$ не могут образовать хоть «чуть-чуть устойчивые» изотопы. Поэтому при $Z < 6$ никаких изотопов с $D < -1$ не найдено. Эти же структуры с $Z < 6$ не могут создать нуклоно стабильные изотопы с $D > 4$. Нуклидные конгломераты с $Z < 6$ и $D > 4$ за очень короткое время производят выброс, «испарение» нейтрона, кроме изотопа ^8He с $D = 4$, испытывающего β^- -переход с сохранением числа нуклонов $A = Z + N$.

После формирования α -остова ^{12}C все нуклиды с $22 \geq Z \geq 6$ имеют нуклоно стабильные изотопы с $D = -2$, кроме $^9\text{F}^{-2}$ и $^{11}\text{Na}^{-2}$, которые производят выброс «лишнего» протона. Все нуклиды с $Z > 6$ и $D = -3$ являются нуклоно нестабильными и производят выброс третьего, лишнего протона. Нуклиды с $D < -3$ в экспериментах не зафиксированы, за исключением эфемерного ^{32}Ar с $D = -4$. Следовательно, Субстанция не в состоянии создать нуклоно стабильные конфигурации с избытком протонов большим, чем два антисимметричных протопа, располагающихся на противоположных z -поверхностях их остовов.

После формирования α -остова нуклиды с $Z > 6$ получили потенциальную возможность образовывать нуклоно стабильные структуры с тетранейтронным ϑ -поясом ($D = 4$).

А эфемерные конгломераты с $15 > Z > 6$ и явно избыточным числом нейтронов $D > 6$ за очень короткое время производят выброс одного из них – рис. 2.3.5.

Формирование более z -вытянутого, трехэтажного $\alpha \alpha \alpha$ -остова позволяет обеспечить не только устойчивость $d\alpha \alpha^{\vartheta} \alpha d$ -изотопу ^{36}S с $D = 4$ и $\alpha \alpha \alpha^{\vartheta} \alpha t$ -изотопу ^{37}Cl с $D = 3$.

Этот $\alpha \alpha \alpha$ -остов обеспечивает также нуклонную стабильность $t\alpha \alpha^{\vartheta} \alpha t$ -изотопу ^{38}S и $n\alpha \alpha^{\vartheta} \alpha t$ -изотопу ^{40}Cl с $D = 6$, а также их изотопам с $D = 5$, которые испытывают только β^- -переход с сохранением общего числа нуклонов $A = Z + N$.

Еще большая вытянутость пятиэтажного $\alpha \alpha \alpha \alpha$ -базиса изотопов ^{18}Ar позволяет Природе образовывать нуклоно стабильные конфигурации ^{18}Ar с $D = 6-8$. Но и превышение числа нейтронов сверх пары тетранейтронных ϑ -поясов (как у $\alpha \alpha^{\vartheta} \alpha^{\vartheta} \alpha \alpha$ -изотопа ^{44}Ar) приводит к выбросу нейтронов у всех изотопов Ar с нейтронной упаковкой $D > 9$.

В серии планомерных экспериментов, проведенных группами Дж. Черни и А. Посканцера {л.2-4}, была сделана попытка для всех нуклидов с $22 \geq Z$ синтезировать структуры с максимально возможным и минимально возможным значением D . В их экспериментах было установлено, что для нуклидов с $11 > Z \geq 6$ максимальное значение $D=7$, а у ${}^8\text{O}$ наблюдались $\text{pr}^9\text{ae}^9\text{pn}$ -изотопы и с парой тетранейтронных ϑ -поясов ($D=8$).

Однако, как уже упоминалось, эти нуклиды с $7 \geq D > 5$ являются нейтронно избыточными и производят выброс нейтронов. Наибольшие способности формировать нейтроно избыточные изотопы имеют нуклиды Ψ -группы с переходными F-остовами: от максимально z -вытянутой к максимально плоской. Такими нуклидами являются изотопы ${}_{11}\text{Na}$ с δae -остовом (переход от $\alpha\alpha\alpha$ -базиса ${}_{10}\text{Ne}$ к ae -остову ${}_{12}\text{Mg}$) и изотопы ${}_{19}\text{K}$ (переход от $\alpha\alpha\alpha\alpha$ -базиса ${}_{18}\text{Ar}$ к $\chi\chi$ -остову ${}_{20}\text{Ca}$). В экспериментах зафиксировано образование нуклоно нестабильных $\text{nd}^9\text{ae}^9\text{p}^9\text{n}$ -изотопа ${}_{11}\text{Na}$ и $\text{na}^9\text{ae}^9\chi^9\text{pn}$ -изотопа ${}_{19}\text{K}$ – оба с тремя ϑ -поясами ($D=13$). Изотопы с максимально возможными значениями $D=13, 15$, а также с $13 \geq D > 6$ для ${}_{11}\text{Na}$ и $15 \geq D > 10$ для ${}_{19}\text{K}$ выбрасывают лишние нейтроны. Однако $\alpha\text{ae}\chi^9\text{t}$ -изотоп ${}_{19}\text{K}$ с двумя ϑ -поясами ($D=9$) является нуклоно стабильным и испытывает только β^- -переход с сохранением $A=Z+N$.

Небольшой заключительный комментарий к табл. 2.3.1. Как представлено в этой таблице, после формирования ae -кластера, содержащего по шестёрке протонов и нейтронов, при дальнейшем увеличении числа протонов, образующих структуры нуклидов, включая пять семейств изотопов 1Δ -клана вплоть до изотопов переходной Ψ -группы, все нуклиды первого периода в качестве F-остова имеют ae -тригел – табл.2.3.1. Все структуры легчайших нуклидов с $5 \geq Z$, составляющие «нулевой» период (гл. 1.3), и две первые группы условно 1Θ -клана в качестве своих «базисов» содержат только один α -гелион или их пару: изотопы ${}^4\text{He}$. Как неоднократно упоминалось ранее, эта «ущербность», «недоукомплектованность», недоделанность нуклидов с $5 \geq Z \geq 3$ явно и абсолютно достоверно проявляется в их малой относительной распространённости – рис. 2.3.1. Отметим, что α -гелион ${}^4\text{He}$ нулевого периода отличен от $\alpha\alpha\alpha$ -базиса ${}^{20}\text{Ne}$ (A-группа первого периода) на «стандартную» совокупность из двух αae -кластеров. Число протонов в этой αae -комбинации (восемь!) обуславливает и численно задаёт периодическую закономерность изменения свойств нуклидов первого и второго периодов – по восемь семейств (групп) в каждом.

Аналогия, «повторяемость» динамической, z -полусной конфигурации особенно отчётливо выражены у двух шестёрок семейств нуклидов 1Δ - и 2Δ -клана – табл. 2.3.1. Все нуклиды каждой группы 2Δ -клана по своей FGH-структуре отличаются от нуклидов соответствующей группы 1Δ -клана (при равном числе «избыточных» нейтронов $D=N-Z$) на ту же «стандартную» совокупность из двух αae -кластеров – табл. 2.3.1. Аналогия, «повторяемость» динамических структур нуклидов 1Δ - и 2Δ -клана естественно обуславливают и аналогию, в той или иной степени повторяемость их качественных свойств.

Понятно, что такая аналогия (повторяемость) качественных свойств должна неизбежно и своеобразно проявляться в тех или иных реакциях, взаимодействиях нуклидов, а также в их количественных (кинематических) параметрах. Забегая далеко вперёд, укажем, что еще более наглядно, всесторонне «исходная» аналогия и повторяемость свойств нуклидов проявляется в закономерности периодического изменения свойств атомов, в которых устойчивые изотопы семейств нуклидов выполняют функции их «ядер».

Понятно, что Субстанция, не имея в своём «конструкторском бюро» мифов о «квантовых» числах, ничего «не знает» о принципе запрета Паули. А все закономерности «таблицы периодического изменения свойств атомов» Д.И. Менделеева однозначно обусловлены периодичностью изменения FGH-структуры их ядер (конечно, конечно, с обязательным участием электронов, формирующих динамическую структуру атомов).

Итак, число гармоничных, устойчивых изотопов семейств нуклидов при ограниченном числе протонов $20 > Z$ очень невелико. Есть ли у Субстанции какие-то «запреты», ограничения, регулирующие структурный переход от одних устойчивых нуклидов к другим с увеличением числа их протонов Z ? Или, наоборот, есть ли у Природы какие-то предпочтения при таких переходах? Есть ли какие-либо другие объективные показатели гармонии, соразмерности структур нуклидов, дополняющие, подкрепляющие такой очень достоверный критерий, как их относительная распространённость P ?

Рисунок 2.3.5 дает чёткий ответ на первые два вопроса. После формирования α -остова ^{12}C у всех нуклидов с чётным Z максимальное значение изотопной относительной распространённости ZP^D имеют изотопы с $D=0$. Это справедливо до $\chi\chi$ -остова ^{20}Ca , за исключением ^{18}Ar . Начиная с ^9F , у всех нуклидов с нечётным Z максимальное значение распространённости ZP^D имеет место у изотопов с $D=1$.

А на третий вопрос некоторые ответы дает рассмотрение не статистических, а детерминистских параметров нуклидов. Такими детерминистскими параметрами являются кинематические характеристики нуклидов. Каждое состояние нуклидов, включая их основное, невозбуждённое состояние, имеет экспериментально измеренные с той или иной точностью его кинематические («динамические») параметры.

Энергия (особенно «энергия связи» нуклидов), спин (особенно «собственный спин» нуклонов, ну и, конечно, электронов), магнит (особенно «аномальный магнит» нуклонов) были и до сих пор остаются загадочными, мистическими, не понимаемыми и непознаваемыми физическими параметрами фундаментальных объектов и структур Природы.

По поводу этих наифундаментальнейших параметров пролито столько чернил и написано столько бумаги таким количеством теоретиков и интерпретаторов экспериментов, сколько не было истрачено ни на одну другую физическую проблему. Однако кпд этих сверх усилий близок к нулю. Для иллюстрации такого небесспорного тезиса упомянем, к примеру, долголетнее мнение Н. Бора о том, что при β -распаде нуклидов закон сохранения энергии не выполняется. Можно вспомнить и то, что до сих пор нигде нельзя было прочесть о том, что происходит (хотя бы качественно) с энергией покоя каждого из нуклонов, когда они формируют структуру нуклида. Да и вообще, есть ли хоть сколько-нибудь достоверное суждение о концептуальной основе, методологическом содержании «энергии покоя» или «энергии связи»? Другими словами, сформулировано ли соотнесение, сопоставление, наконец, математическое соотношение энергии (связи, покоя, β -, γ -переходов, α -распадов) с пространственно-временными параметрами фундаменталов: их длиной волны, объёмом, сечением, периодом колебаний и т.п? Ведь по своему, всеми признаваемому методологическому статусу энергия – это количественная мера движения, «изменения», «взаимодействия»... Что и как движется, «изменяется», «взаимодействует» в фундаменталах (подчеркнем «внутри объёма» фундаменталов: электрона, протона, нейтрона, мюона, пиона...)? Как накручены нуклиды (каков «механизм» или динамика взаимодействия нуклонов друг с другом, каково состояние периферии, примыкающей к нуклидам – их глюону –, откуда берется энергия β -, γ -переходов)? Ответа нет.

Обзор кинематических параметров лёгких нуклидов начнем с энергии их связи E_0 . Энергия связи нуклидов, проявляющаяся в очень многих взаимодействиях, обросла столь большим количеством мифов о её непознаваемости, необъяснимости, что сама стала одним из самых популярных и широко известных «ядерных» мифов.

Имидж неуловимости, ускользаемости, несхватываемости существа энергетических параметров, описывающих процессы с нуклидами, способствовал рождению огромного числа альтернативных теорий и моделей, описывающих «ядерную материю», «сильное» и «слабое» взаимодействия, агентов или переносчиков этих взаимодействий.

Здесь же фигурируют «калибровочные константы», соответствующие им «поля» и т.д., и т.п. Опубликованное множество «теорий» и «моделей», совершенно не стыкующихся друг с другом, создает ощущение некоего «завихрения в умах», хаоса, безумных фантазий фанатиков, которые понимают только самих себя и слышать не хотят о чем-либо другом, кроме своих собственных, самолично изобретенных субстантов, конституентов, конструкторов или концептов.

Несколько кратких тезисов об энергии связи нуклидов. Концептуальное содержание «энергии связи» нуклидов, по существу, достаточно подробно рассмотрено и обсуждено в предыдущей гл. 1.3, в процессе анализа взаимодействия протонов и нейтронов в структуре **d**-дейтрона, **t**-тритона, **a**-тритида и, наконец, **α**-гелиона.

Заметим, что в учебниках вводится удельная энергия связи нуклидов $E_{уд} = E_0/A$ и комментируется её зависимость от **A**. Конечно, и такой подход имеет некоторый смысл. Например, при рассмотрении принципа работы ядерных реакторов, основанных на делении тяжёлых нуклидов; при рассмотрении термоядерного синтеза для легчайших нуклидов и т.п. Однако использовать функцию $[E_0/A](A)$ для рассмотрения, обсуждения или объяснения структуры нуклидов; для анализа изотопов, изобаров вряд ли правомерно. Использование такой функции $[E_0/A](A)$ есть фактически «уравниловка», нивелирующая состояния неодинаковых нуклонов (**p**, **n**) в различных подструктурах нуклидов.

Такая функция «усредняет» состояние протонов и нейтронов в **α**-, **æ**-, **χ**-кластерах F-остова, в **p**-, **n**-, **d**-, **t**-, **a**-структурах H-макушки на его z-поверхностях, а также в составах **9**-поясов нейтронной упаковки нуклидов. Поэтому её применение приводит к игнорированию принципиального различия динамических состояний нуклонов, входящих в эти совершенно неравноценные подструктуры нуклидов.

Все экспериментальные данные говорят о том, что более правильно для обоснования структуры нуклидов представление информации об энергии связи в виде каких-то разностей первого ($\Delta^{\alpha, d, t \dots} E_0$) и второго ($\delta^{\alpha, d \dots} E_0$) порядка с целью вычленения, проявления их зависимости от структуры либо F-остова, либо H-макушки.

Достаточно подробное обсуждение дискретных зависимостей этих разностей от числа протонов приведено в гл. 2.2 книги «Нуклиды». Некоторые соображения о зависимости энергии связи от структуры конкретных нуклидов представлены в следующих главах.

Высказанные суждения о структуре нуклидов дополним еще одним аргументом – систематизацией моимпов и магнимов основных состояний изотопов семейств нуклидов.

Для нечётно-нечётных изотопов остановимся только на двух нуклидах, у которых в основном состоянии $j=0$. У этой пары «экзотических», неустойчивых изотопов H-макушки на противоположных z-полюсах их F-остовов имеют «зеркальные» составы (**aFt** и **nFp**): **aæαæt**- (^{34}Cl) и **nχχp**-структуру (^{42}Sc). Нулевые моимпы основных состояний этих изотопов позволяют проверить объективность высказанных тезисов.

В частности, магним основного состояния нечётно-нечётного изотопа $^{42}\text{Sc}(0; 0)$ не должен быть равен нулю: $\mu = |\mu_{\text{p}} \cos \varphi_{\text{p}}| + |\mu_{\text{n}} \cos \varphi_{\text{n}}|$. Это следствие того, что спины не спаренных нейтрона и протона на противоположных z-полюсах **χχ**-остова взаимно противоположны, а проекции их магнимов на z-ось их F-остова направлены одинаково.

Вероятность того, что магним основного состояния изотопа $^{34}\text{Cl}(0)$ равен нулю, также бесконечно мала. Дополнительно к своим моимпам и магнимам нечётно-нечётные нуклиды с $D=0$, многие из которых имеют H-макушку с (**n-p**)-парой нуклонов, предоставляют и некоторые другие экспериментально зафиксированные феномены, которые обсуждены в соответствующих главах книги «Нуклиды».

О моимпах и магнимам нечётно-нечётных нуклидов написанного в литературе «кот наплакал» (для этого нет хоть сколько-нибудь правдоподобной концепции).

Таблица 2.3.3

Структура чётно-нечётных нуклидов с $D = \pm 1, 3$ и кинематические параметры их основного состояния (модель одного не спаренного нейтрона n^f)

Нукл. $A^D X$	Структура основного состояния нуклидов		Кинематические параметры			
			l_n	j	$\mu^z = \mu_n \cos \varphi_n$	φ_n
${}^7\text{Be}^{-1}$	$+4n \downarrow$	$(p\alpha p)n^{f+}$	1	3/2		
${}^{11}\text{Be}^3$	$-2n \downarrow$	$n\alpha n^f \alpha n$				
${}^9\text{Be}^1$	$+2p \downarrow$	$\alpha n^{f+} \alpha$	1	3/2	-1.178	53°
${}^{11}\text{C}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$(p\delta p)n^{f+}$	1	3/2	-1.01	60°
${}^{13}\text{C}^1$	$+2p \downarrow$	αn^{f-}	1	1/2	0.702	69.5°
${}^{15}\text{O}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$(p\alpha p)n^{f-}$	1	1/2	0.719	69°
${}^{17}\text{O}^1$	$+2p \downarrow$	$\alpha \alpha n^{f+}$	2	5/2	-1.894	18.5°
${}^{19}\text{Ne}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\alpha \alpha a (a = p^+ n p^-)$	-	1/2	-1.886	19.5°
${}^{21}\text{Ne}^1$	$+2n \downarrow$	$\alpha \alpha \alpha n^{f+}$	1	3/2	-0.662	70.5°
${}^{23}\text{Ne}^3$	$+2p \downarrow$	$n\alpha \alpha n^{f+} \alpha n$	2	5/2	-1.08	57°
${}^{25}\text{Mg}^1$	$+2p \downarrow$	$\alpha \alpha n^{f+}$	2	5/2	-0.855	64.5°
${}^{27}\text{Si}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$(p\alpha \alpha p)n^{f+}$	2	5/2	-0.855	64.5°
${}^{29}\text{Si}^1$	$+2p \downarrow$	$\alpha \alpha \alpha n$	-	1/2	-0.555	74°
${}^{31}\text{S}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$(p\alpha \alpha \alpha p)n$	-	1/2	-0.488	76°
${}^{33}\text{S}^1$	$+2n \downarrow$	$\alpha \alpha \alpha \alpha n^{f-}$	2	3/2	0.643	71°
${}^{35}\text{S}^3$	$+2n \downarrow$	$(n\alpha \alpha \alpha \alpha n)n^{f-}$	2	3/2	1.0	60°
${}^{37}\text{S}^5$	$4n \downarrow 2p$	$(\alpha \alpha^8 \alpha \alpha)n^f$				
${}^{35}\text{Ar}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$(p\alpha \alpha \alpha p)n^{f-}$	2	3/2	0.632	71.5°
${}^{37}\text{Ar}^1$	$+2p \downarrow$	$(\alpha \alpha \alpha \alpha \alpha)n^{f-}$	2	3/2	1.145	54°
${}^{39}\text{Ca}^{-1}$	$2p \downarrow 2n$	$(p\alpha \alpha \chi p)n^{f-}$	2	3/2	1.021	59°
${}^{39}\text{Ar}^3$	$+2n \downarrow$	$(n\alpha \alpha \alpha \alpha n)n^{f+}$	3	7/2	-1.3	49.5°
${}^{41}\text{Ar}^5$	$+2n \downarrow$	$(\alpha \alpha \alpha^8 \alpha \alpha)n^{f+}$	3	7/2		
${}^{43}\text{Ar}^7$	$6n \downarrow 2p$	$(n\alpha \alpha \alpha^8 \alpha \alpha n)n^f$				
${}^{39}\text{Ca}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$(p\alpha \alpha \chi p)n^{f-}$	2	3/2	1.021	59°
${}^{41}\text{Ca}^1$	$+2n \downarrow$	$\chi \chi n^{f+}$	3	7/2	-1.595	37°
${}^{43}\text{Ca}^3$	$+2n \downarrow$	$(n\chi \chi n)n^{f+}$	3	7/2	-1.317	49°
${}^{45}\text{Ca}^5$	$+2n \downarrow$	$\chi^8 \chi n^{f+}$	3	7/2	-1.316	49°
${}^{47}\text{Ca}^7$	$4n \downarrow 2p$	$(n\chi^8 \chi n)n^{f+}$	3	7/2	-1.38	46.5°
${}^{45}\text{Ti}^1$	$+2n \downarrow$	$\alpha \chi \chi n^{f-}$	4	7/2	0.095	87°
${}^{47}\text{Ti}^3$	$+2n \downarrow$	$(n\alpha \chi \chi n)n^{f+}$	2	5/2	-0.788	67°
${}^{49}\text{Ti}^5$		$\alpha \chi^8 \chi n^{f+}$	3	7/2	-1.104	56.5°

Моимп основного состояния нуклидов: $j = l_n \pm s_n = l_n \pm 1/2$

Магним основного состояния нуклидов: $\mu = \pm (\mu_n + \delta \mu_n) \cos \varphi_n$ (нейтрон n^f),
где $\delta \mu_n$ – вариация магнима не спаренного нейтрона в структуре нуклида.

А вот для нуклидов с нечётным числом нуклонов A картина – диаметрально противоположная. Нет учебника или монографии, посвященной ядерной физике, в которых не рассматривалась бы “модель Шмидта”. Согласно традиции, несколько слов о “модели Шмидта” будет сказано далее, но, конечно, не буквально, а в интерпретации автора.

Модель, предложенная Шмидтом в 1937 г. {л.9}, исходит из предположения, что все «парные» одинаковые нуклоны (их чётное число) изотопов с нечётным A в основном состоянии взаимно (в парах **n-n**, **p-p**) полностью уравнивают друг друга, а один-единственный непарный нуклон (**n** или **p**) и создает единолично моимп $j = l_n \pm s_n$ и магним

$$\mu = \mu_n' \pm |\mu_n|^* \quad (\mu_p' = l_p, \mu_n' = 0, |\mu_n| \approx 1.91 + \delta\mu_n, \mu_p \approx 2.79 \pm \delta\mu_p). \quad (2.3.3)$$

Экспериментально было установлено, что магнимы нуклидов с нечётным A лежат внутри области значений, ограниченных двумя “линиями Шмидта”, которые заданы простейшим соотношением: $\mu = \mu_n' \pm |\mu_n|$, где μ_n – магнимы свободных, несвязанных нуклонов ($|\mu_n| \approx 1.91$, $\mu_p \approx 2.79$), при изменении $l_n = 1, 2, \dots$ (за несколькими «исключениями»).

Явное и систематическое отклонение экспериментальных значений магнимов от “линий Шмидта” (уменьшение модуля $|\mu_n|^*$ по сравнению с $|\mu_n| \approx 1.91$ или $\mu_p \approx 2.79$) для подавляющего большинства нуклидов, явное сосредоточение экспериментальных значений магнимов в некоторой области значений $|\mu_n|^* < |\mu_n|$ также не нашли своего достоверного объяснения. Тем не менее, «одночастичная» модель и модель Шмидта подвергались неоднократному обсуждению и комментированию.

Воспользуемся основным постулатом одночастичной модели. Приняв основную посылку этой модели, представим все нуклиды с $D = \pm 1$, а также некоторые нуклиды с $D = 3$ условными структурами, в которых спины и магнимы чётного числа одинаковых нуклонов попарно компенсируют друг друга. Для иллюстрации чётно-нечётные нуклиды (с чётным Z и нечётным N – один не спаренный нейтрон) скомпонованы в табл. 2.3.3.

В этой таблице в графе структура дополнительно к обозначениям кластеров остова используются обозначения для пары полностью антисимметричных z -полусных протонов и нейтронов (**pFp**, **nFn**). Кроме того, в этой таблице приводится условное обозначение N^{\pm} – для указания орбитала не спаренного нуклона (l_n) и ориентации его спина относительно орбитала (\pm), а также (μ^z) – для указания проекции его магнима на z -ось нуклида (нейтрона в табл. 2.3.3). Экспериментальное значение моимпа указано в графе j , а, согласно одночастичной модели, значения орбитала не спаренного нейтрона, его магнима и угла наклона его вектора относительно моимпа указаны в графах l_n , μ^z и φ_n . Из анализа этой таблицы на основе одночастичной модели можно сделать следующие заключения.

Для большинства нуклидов (от ^9Be до ^{37}Ar) одночастичная модель фактически полностью совпадает с моделями, введенными и рассмотренными в части 1 «Нуклиды»:

$$\mu = \mu_n' \pm |\mu_n|^* = \pm (\mu_n + \delta\mu_n) \cos\varphi_n, \quad \text{так как } \mu_n' = 0. \quad (2.3.4)$$

Как следует из экспериментальных значений магнимов чётно-нечётных изотопов, они равны проекциям «собственного» магнима нейтрона на z -ось их остова – (2.3.4).

Псевдовектор магнима нейтрона μ_n направлен под углом φ_n к его суммарному моимпу $j = l_n \pm s_n = l_n \pm 1/2$. В табл. 2.3.3 приведены основанные на экспериментальных данных значения «углов наклона» магнимов φ_n , а также значения магнимов – $\mu^z = \pm \mu_n \cos\varphi_n$. Отрицательному значению магнима нуклидов соответствует одинаковое направление орбитала не спаренного нейтрона l_n и его спина s_n . Положительному значению магнима соответствует противоположное направление орбитала нейтрона l_n и его спина s_n .

Таблица 2.3.4

Структура нечётно-чётных нуклидов с $D = \pm 1, 3$ и кинематические параметры их основного состояния (модель одного не спаренного протона p')

Нукл. $A^X D$	Структура основного состояния нуклидов		Кинематические параметры				
			l_p	j	$\mu p^z = \mu_p \cos \varphi_p$	φ_p	$\mu = \mu p' \pm \mu p^z$
${}^7\text{Li}^1$	$+2n \downarrow$	$(n\alpha n)p'^{+}$	1	3/2	2.25	36.5°	3.25
${}^9\text{Li}^3$	$+2p \downarrow$	$\alpha^3 p'^{+}$	1	3/2	2.44	29.5°	3.44
${}^{11}\text{B}^1$	$+2n \downarrow$	$(n\delta n)p'^{+}$	1	3/2	1.688	53°	2.688
${}^{13}\text{B}^3$	$2n \downarrow 2p$	$\delta^3 p'^{+}$	1	3/2	2.177	39°	3.177
${}^{13}\text{N}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\alpha p'^{-}$	1	1/2	-1.32	62°	-0.32
${}^{15}\text{N}^1$	$+2p \downarrow$	$(n\alpha n)p'^{-}$	1	1/2	-1.28	63°	-0.28
${}^{17}\text{F}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\alpha \alpha p'^{+}$	2	5/2	2.73	13°	4.73
${}^{19}\text{F}^1$	$+2p \downarrow$	$\alpha \alpha t \ (t = npn)$	-	1/2	2.628	20°	2.628
${}^{21}\text{Na}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\delta \alpha p'^{+}$	1	3/2	1.386	60.5°	2.386
${}^{23}\text{Na}^1$	$+2p \downarrow$	$(n\delta \alpha n)p'^{+}$	1	3/2	1.217	64°	2.217
${}^{25}\text{Al}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\alpha \alpha p'^{+}$	2	5/2	1.646	54°	3.646
${}^{27}\text{Al}^1$	$+2p \downarrow$	$(n\alpha \alpha n)p'^{+}$	2	5/2	1.64	54°	3.64
${}^{29}\text{P}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\alpha \alpha \alpha p$	-	1/2	1.235	64°	1.235
${}^{31}\text{P}^1$	$+2p \downarrow$	$(n\alpha \alpha \alpha n)p$	-	1/2	1.133	66°	1.133
${}^{33}\text{Cl}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\alpha \alpha \alpha p'^{-}$	2	3/2	-1.248	64°	0.752
${}^{35}\text{Cl}^1$	$+2n \downarrow$	$(n\alpha \alpha \alpha n)p'^{-}$	2	3/2	-1.18	65°	0.82
${}^{37}\text{Cl}^3$	$2n \downarrow 2p$	$(\alpha \alpha^3 \alpha \alpha)p'^{-}$	2	3/2	-1.316	62°	0.684
${}^{37}\text{K}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\alpha \alpha \chi p'^{-}$	2	3/2	-1.797	50°	0.203
${}^{39}\text{K}^1$	$+2n \downarrow$	$(n\alpha \alpha \chi n)p'^{-}$	2	3/2	-1.609	55°	0.391
${}^{41}\text{K}^3$	$+2n \downarrow$	$\alpha \alpha^3 \chi p'^{-}$	2	3/2	-1.785	50°	0.215
${}^{43}\text{K}^5$	$+2n \downarrow$	$(n\alpha \alpha^3 \chi n)p'^{-}$	2	3/2	-1.837	49°	0.163
${}^{45}\text{K}^7$	$+2n \downarrow$	$\alpha^3 \alpha^3 \chi p'^{-}$	2	3/2	-1.827	49°	0.173
${}^{47}\text{K}^9$	$8n \downarrow 2p$	$\alpha^3 \alpha^3 \chi t \ (t = npn)$	-	1/2	1.933	46.5°	1.933
${}^{41}\text{Sc}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\chi \chi p'^{+}$	3	7/2	2.44	29.5°	5.44
${}^{43}\text{Sc}^1$	$+2n \downarrow$	$(n\chi \chi n)p'^{+}$	3	7/2	1.62	54.5°	4.62
${}^{45}\text{Sc}^3$	$+2n \downarrow$	$\chi^3 \chi p'^{+}$	3	7/2	1.76	51°	4.76
${}^{47}\text{Sc}^5$	$+2n \downarrow$	$n\chi^3 \chi n p'^{+}$	3	7/2	2.34	33.5°	5.34
${}^{49}\text{Sc}^7$	$-6n \downarrow 2p$	$(\chi^3 \chi^3)p'$					
${}^{45}\text{V}^{-1}$	$+2n \downarrow$	$\alpha \chi \chi p' \text{ (предсказание)}$	4(?)	7/2(?)	$\approx -0.2 \text{ (?)}$	$\geq 80^\circ \text{ (?)}$	$\approx 3.8 \text{ (?)}$
${}^{47}\text{V}^1$	$+2n \downarrow$	$(n\alpha \chi \chi n)p'$					
${}^{49}\text{V}^3$	$+2n \downarrow$	$(\alpha \chi^3 \chi)p'^{+}$	3	7/2	1.47	58.5°	4.47
${}^{51}\text{V}^5$		$(n\alpha \chi^3 \chi n)p'^{+}$	3	7/2	2.14	40°	5.14

Моимп основного состояния нуклидов: $j = l_p \pm s_p = l_p \pm 1/2$

Магним основного состояния нуклидов: $\mu = \mu p' \pm (\mu_p + \delta \mu_p) \cos \varphi_p \ (\mu p' = l_p)$,

где $\delta \mu_p$ – вариация магнима не спаренного протона в структуре нуклида.

Для сопоставления «одночастичная» модель нечётно-чётных нуклидов (с нечётным числом Z и чётным N – один «лишний» протон) скомпонована в табл. 2.3.4.

В табл. 2.3.4 использованы обозначения, аналогичные табл. 2.3.3, но вместо нейтрона здесь фигурирует не спаренный протон: p^\pm – для указания орбитала не спаренного протона (l_p) и его ориентации относительно спина протона (\pm), а также (μp^z) – для указания проекции его магнима на z -ось нуклида (вектор моимпа протона j). В графе j указано экспериментальное значение моимпа, а, исходя из одночастичной модели, в графах l_p , μp^z и φ_p –, соответственно, значения орбитала протона, собственного магнима и угла наклона φ_p его вектора. В правом столбце приводятся значения суммарного магнима изотопов:

$$\mu = \mu p' \pm \mu p^z = \mu p' \pm (\mu_p + \delta \mu_p) \cos \varphi_p, \quad \text{при этом, численно, } \mu p' = l_p. \quad (2.3.5)$$

Псевдовектор магнима протона μ_p направлен под углом φ_p к его суммарному моимпу $j_p = l_p \pm s_p = l_p \pm 1/2$. В табл. 2.3.4 приведены вытекающие из экспериментальных данных значения углов наклона магнимов φ_p , а также магнимы – $\mu^z = (\mu_p + \delta \mu_p) \cos \varphi_p$. Знак плюс в формуле (2.3.5) для магнима нуклидов соответствует одинаковому направлению орбитала не спаренного протона l_p и его спина s_p . Знак минус в формуле (2.3.5) соответствует противоположным направлениям орбитала протона l_p и его спина s_p .

Некоторые замечания к таблицам моментов нечётных нуклидов и их сопоставление.

Заметно, что прибавление к нуклиду с $D = -1$ двух антисимметричных нейтронов не изменяет в полученном изотопе кинематическое состояние одиночного протона с $l_p \neq 0$ (точнее говоря, лишь незначительно изменяет его магним) – табл. 2.3.4.

Прибавление к нуклиду с $D = 1$ двух антисимметричных протонов также не меняет состояние одиночного нейтрона с $l_n \neq 0$ – табл. 2.3.3. Это особенно характерно для плотно сбитого \mathfrak{ae} -остова пар нуклидов $^{13}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{O}$ и $^{13}\text{N} \rightarrow ^{15}\text{N}$, имеющих для не спаренных протона и нейтрона $l_p = l_n = 1$ и почти одинаковые углы φ_n ($^{13}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{O}$) и φ_p ($^{13}\text{N} \rightarrow ^{15}\text{N}$).

Еще точнее аналогия состояний не спаренного нуклопа, создающего моимп и магним, для пар нуклидов: $^{25}\text{Mg} \rightarrow ^{27}\text{Si}$, $^{25}\text{Al} \rightarrow ^{27}\text{Al}$ с $\mathfrak{ae}\mathfrak{ae}$ -остовом, у которых все параметры (l, j, φ, μ) одинаковы с точностью 0.1-0.5%. В этих парах нейтрон (протон) с орбиталом $l_n = 2$ ($l_p = 2$) на z -поверхности $\mathfrak{ae}\mathfrak{ae}$ -остова ^{25}Mg (^{25}Al) попросту «не замечает» появления пары антисимметричных протонов (нейтронов) при переходе к ^{27}Si (^{27}Al).

На двухэтажном $\mathfrak{ae}\mathfrak{ae}$ -остове не спаренные нуклопы изобаров ^{25}Mg и ^{25}Al имеют уже большой орбитал $l_p = l_n = 2$ и моимп $j = l_n + s_n = 2 + 1/2 = 5/2$. На трехэтажном $\mathfrak{ae}\alpha\mathfrak{ae}$ -остове ^{29}Si или ^{29}P одиночный нуклоп не имеет орбитала. На полюсе $\chi\chi$ -остова ^{41}Ca и ^{41}Sc их одиночный нуклоп имеет ещё больший орбитал $l_p = l_n = 3$ и моимп $j = l_n + s_n = 3 + 1/2 = 7/2$.

Из этого феномена можно сделать вывод: в основном, невозбуждённом состоянии нуклидов, имеющих NF-структуру с одиночным, не спаренным нуклопом N , ступенчатое увеличение объёма (z -поверхности) F-остова обуславливает ступенчатое увеличение орбитала l_n одиночного нуклопа (p или n). Это увеличение орбитала обеспечивает одиночному нуклопу наибольшую энергию его связи с соответствующим остовом.

Так, орбитал l_n последовательно увеличивается с увеличением объёма F-остова:

$$l_n = 1 (F \equiv \mathfrak{ae}), \quad l_n = 2 (F \equiv \mathfrak{ae}\mathfrak{ae}), \quad l_n = 3 (F \equiv \chi\chi). \quad (2.3.6)$$

Но вот на $\mathfrak{ae}\alpha\mathfrak{ae}$ -остове с α -талией одиночному нуклопу орбитал не нужен:

$$l_n = 0 (F \equiv \mathfrak{ae}\alpha\mathfrak{ae}). \quad (2.3.7)$$

Здесь напрашивается сопоставление $n\mathfrak{ae}(p\alpha)\mathfrak{ae}n$ -структуры $^{31}\text{P}^1$ и $t\mathfrak{ae}\alpha$ -конфигурации $^{19}\text{F}^1$ – табл.2.3.4.

В основном состоянии обоих нуклидов на «свободных», незанятых z -поверхностях $\alpha\alpha\alpha$ - и $\alpha\alpha$ -базиса размещаются три нуклона (\mathbf{npn}), в совокупности составляющие Н-макушку. Все три нуклона при этом дают суммарный минимально возможный моимп $j = s_n = 1/2$ (орбитальное движение нуклонов отсутствует). Однако магнимы этих двух, достаточно различных конфигураций отличаются очень сильно – табл. 2.3.4 –, влияет неодинаковое расположение трех нуклонов на z -поверхностях остовов нуклидов.

Для полноты картины перечислим нуклиды с нечётным A , имеющие минимальный моимп $j = 1/2$. Из нуклидов с нечётным Z значение $j = 1/2$ имеют изотопы $^{13,15,17}\text{N}$ ($D = -1, 1, 3$) с орбиталом протона $l_p = 1$. Зато у изотопов $^{29,31,33}\text{P}$ с аналогичной нейтронной упаковкой ($D = -1, 1, 3$), а также у ^3H , ^{19}F ($D = 1$), при значении их моимпа $j = 1/2$, одиночный, не спаренный протон орбитала не имеет ($l_p = 0$).

Из нуклидов с чётным Z моимп $j = 1/2$ имеют нуклиды, зеркальные вышеупомянутым с $D = -1$ (^3He , ^{19}Ne , ^{15}O , ^{31}S) и $D = 1$ (^{13}C , ^{29}Si). Кроме того, моимп $j = 1/2$ имеют нуклиды с чётным Z и $D = 3$: $\mathbf{n\alpha n\alpha n}$ -нуклид $^{11}\text{B}^3$, $\mathbf{n(n\alpha n)}$ -нуклид $^{15}\text{C}^3$ и $\mathbf{n(n\alpha\alpha n)}$ -нуклид $^{27}\text{Mg}^3$.

Из этого перечисления можно заключить, что моимп $j = s_n = 1/2$ (с нулевым орбиталом) имеют нуклиды с $\alpha\alpha$ -подструктурой (^{19}F , ^{19}Ne , P , ^{29}Si , ^{31}S), то есть z -осевой однополюсной α -уравновешенностью внешней поверхности α -кластера.

Другие нуклиды с $j = 1/2$ имеют орбитал не спаренного нуклона $l_n = 1$ и противоположный ему спин, так что $j = l_n - s_n = 1 - 1/2 = 1/2$. Это легко устанавливается знаком магнима однозначно для чётно-нечётных нуклидов:

$$\mu = -(-\mu_n \cos \varphi_n) \approx 2 \cos \varphi_n > 0, \quad (2.3.8)$$

а для нечётно-чётных нуклидов неоднозначно ($\mu < 0.1-0.3$):

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos \varphi_p \approx 1 - 2.8 \cos \varphi_p \quad (\mu < 0 - \text{при } \varphi_p < 69^\circ; \mu > 0 - \text{при } \varphi_p > 69^\circ). \quad (2.3.9)$$

Отметим, что для чётно-нечётных нуклидов с $D = \pm 1, 3$ угол «наклона» магнима не спаренного нейтрона, в основном, находится в ограниченном диапазоне: $75^\circ \geq \varphi_n \geq 50^\circ$ (табл. 2.3.3). А для нечётно-чётных нуклидов с $D = \pm 1, 3$ угол «наклона» магнима не спаренного протона находится в чуть большем диапазоне $65^\circ \geq \varphi_p \geq 30^\circ$ (табл. 2.3.4).

Естественно, что вследствие «уникальности» некоторых FGH-структур есть некоторые исключения из «стандартных» значений магнимов не спаренных нуклонов.

Так, вектор магнима не спаренного протона мало отклоняется от вектора моимпа для нуклидов, которые имеют $\alpha\alpha$ -базис: для ^{17}F ($\alpha\alpha\mathbf{p}$) угол $\varphi_p = 13^\circ$, а для ^{19}F ($\alpha\alpha\mathbf{t}$) угол $\varphi_p = 20^\circ$ (табл. 2.3.3). Это же справедливо для магнимов чётно-нечётных нуклидов, имеющих $\alpha\alpha$ -базис: у ^{17}O ($\alpha\alpha\mathbf{n}$) угол $\varphi_n = 18.5^\circ$, а у ^{19}Ne ($\alpha\alpha\mathbf{a}$) угол $\varphi_n = 19.5^\circ$ (табл. 2.3.4).

С другой стороны, вектор магнима не спаренного нейтрона почти перпендикулярен вектору орбитала $l_n = 4$ у нуклида ^{45}Ti , который имеет $\alpha\chi\chi\mathbf{n}$ -структуру: угол $\varphi_n = 87^\circ$.

Выскажем гипотезу, что вектор магнима не спаренного протона у изобара ^{45}V , который имеет $\alpha\chi\chi\mathbf{p}$ -структуру, также почти перпендикулярен орбиталу $l_p = 4$: угол $\varphi_p \approx 80^\circ$.

По совокупности всех измеренных значений моимпов и магнимов нечётных изотопов (табл. 2.3.3-4) можно сделать вывод: все эти значения кинематических параметров достоверно свидетельствуют о соответствии обсуждаемой FGH-модели реальным структурам нуклидов. Представленная закономерность периодического изменения FGH-структуры нуклидов при последовательном увеличении числа протонов Z и вариации их нейтронной упаковки $D = N - Z$ отчётливо и доказательно обуславливает как аналогии, так и отличия значений кинематических параметров нуклидов. Эта обусловленность выявляет и иллюстрирует адекватность рассматриваемой закономерности формирования как F-остова, одинакового для клана нуклидов, так и Н-макушки для изотопов семейств нуклидов.

Глава 3.3

РЕАКЦИИ ТРАНСФОРМАЦИИ ЛЁГКИХ НУКЛИДОВ с $20 \geq Z \geq 3$

Если для основных состояний устойчивых нуклидов можно было обсуждать их совершенство, гармонию, то для неустойчивых нуклидов или для возбуждённых состояний устойчивых изотопов можно обсуждать только некоторую степень их несовершенства, ангармонии их структуры. В это понятие в широком смысле нужно включить и динамические параметры отдельных нуклонов и их состояний (орбитал, моимп, магним и т.д.).

Границу между «совершенными» и «несовершенными» структурами дала сама природа. С точки зрения Субстанции («конструктора», «технолога»), все устойчивые нуклиды в той или иной степени, в той или иной мере «совершенны». Все нуклиды, испытывающие любые трансформации (α -, β -, γ -, **p**-, **n**-распады или деление), согласно установкам Субстанции динамически «ущербны». В процессе трансформаций она преобразует их в более «гармоничные» структуры, недоступные для естественного «улучшения».

Если природа дала свой, объективный критерий качества, гармонии, совершенства структуры устойчивых нуклидов – их относительную распространённость zP^D , то критерием степени несовершенства, ангармонии структуры неустойчивых нуклидов (или возбуждённых состояний) могут служить параметры их преобразований, переходов: энергия, выделяемая при α -, β -, γ -переходах, и период полураспада $T_{1/2}$ (в дальнейшем тексте для периода полураспада будет применяться условное обозначение T^*). Рассмотрим систематику этих параметров на фоне и во взаимосвязи со структурами нуклидов.

Представленная модель зеркальных нуклидов в своеобразной форме отображена и в систематике β^+ -переходов нуклидов с избыточным, не спаренным протоном ($D = -1$) – рис. 3.3.1. Энергия, выделяющаяся при β^+ -трансформации и распределяемая между позитроном, антинейтрино и конечным нуклидом, определяется разностью энергий связи:

$$E_{\beta^+} = zE_0^1 - z_{+1}E_0^{-1} - (m_n - m_p + m_\beta) c^2, \quad (3.3.1)$$

С ростом Z и изменением структуры нуклидов энергия β^+ -перехода регулярно растёт: при увеличении Z от 6 до 11 E_{β^+} возрастает от 1 МэВ до 5.5 МэВ {л.2, 4}. Это свидетельствует о том, что с увеличением объёма F-остова у не спаренного, избыточного протона, не входящего в его α -целочисленные кластеры, всё меньше возможности на бесконечно долгое время удержаться на его z -поверхности. Такой R-киральным, одиночным протон увеличивает меру разлада, ангармонии динамической структуры нуклида с ростом Z .

Для того, чтобы трансформировать динамическую **Fp**-структуру неустойчивого нуклида, при сохранении общего числа его нуклонов $A = N - Z$, Субстанции, согласно свойствам её протонов и нейтронов, нужно обязательно преобразовать избыточный протон в L-киральным нейтрон. Где при этом формируется позитрон в обязательном сопровождении антинейтрино? Если при распаде мюонов или β -распаде пионов позитроны или электроны формируются из их R- или L-киральных конститuentов (гармоник), имеющих «адронную» энергию покоя ≈ 35 МэВ, то при β^+ -трансформации протонов позитрон и антинейтрино образуются в ближайшей «периферии» динамической структуры нуклонов.

Почти «антисинхронно» с функцией $\Delta E_{\beta^+}(Z)$ изменяется функция $|\Delta \lg T^*(Z)|$. При желании можно выделить характерные участки дискретной функции $\lg T^*(Z)$.

Можно отметить и то, что для β^+ -перехода с участием грушевидной структуры $^{21}\text{Na}^{-1}$ и $^{23}\text{Na}^1$, кроме главного канала перехода в низшее, основное состояние, впервые с ростом Z часть переходов идет в возбуждённые состояния конечных нуклидов – рис. 3.3.1.

Каналы перехода в промежуточные возбуждённые состояния наблюдаются и для нуклидов с $19 \geq Z \geq 14$. Эти нуклиды имеют $\alpha\alpha\alpha$ -остов с некоторой H-макушкой. Отметим, что доля β^+ -переходов в возбуждённые состояния мала – порядка 1/100 переходов в основное

состояние зеркальных нуклидов. Вероятность β^+ -перехода в возбуждённые состояния конечных нуклидов в процентах приведена на диаграмме энергий – рис. 3.3.1.

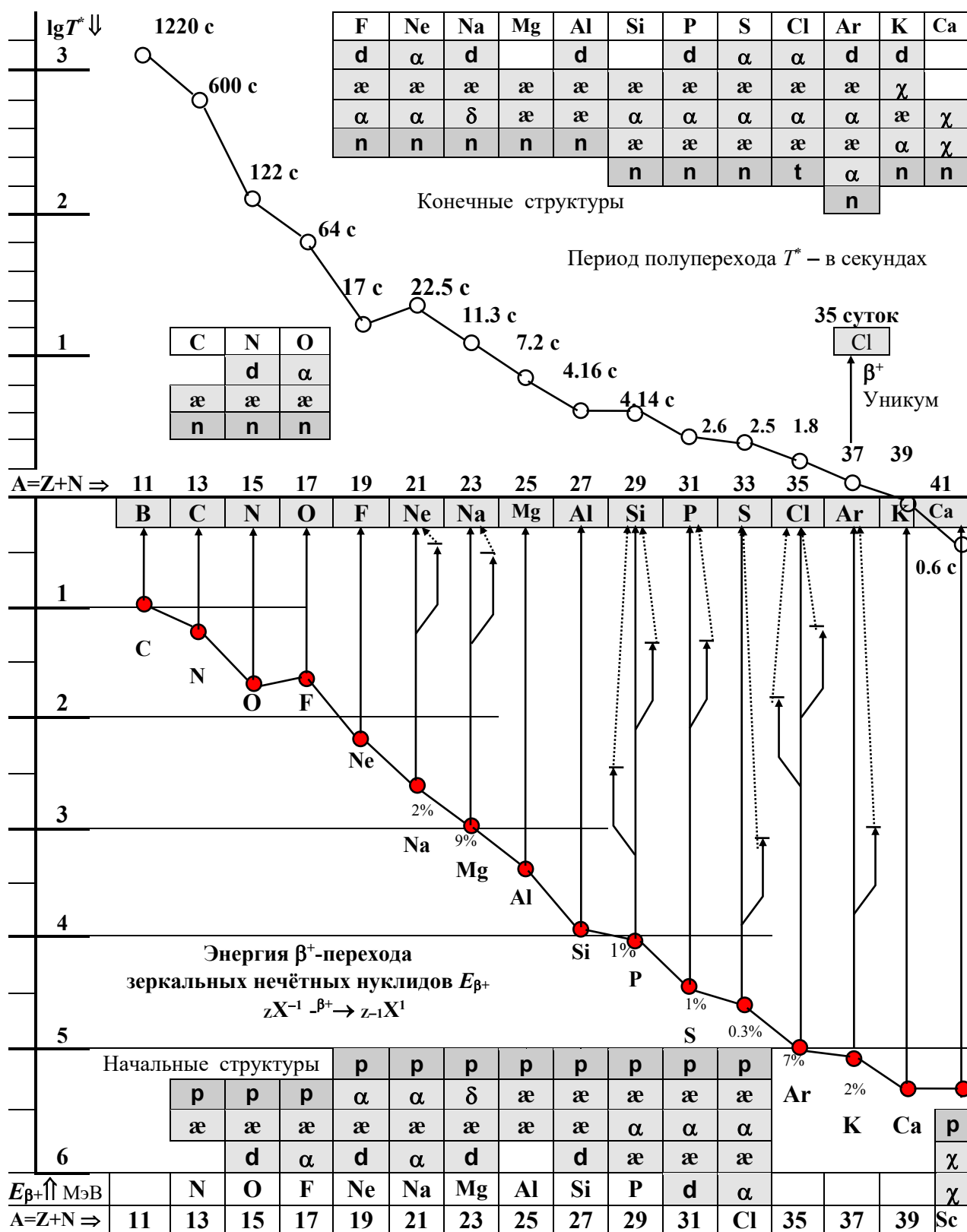


Рис. 3.3.1. Параметры β^+ -перехода зеркальных нечётных изобаров

Богатую пищу для размышлений дает систематика и параметры β^+ - и β^- -переходов нечётно-нечётных нуклидов с $D = -2$, $D = 2$ в структуры нуклидов с $D = 0$ – рис. 3.3.2.

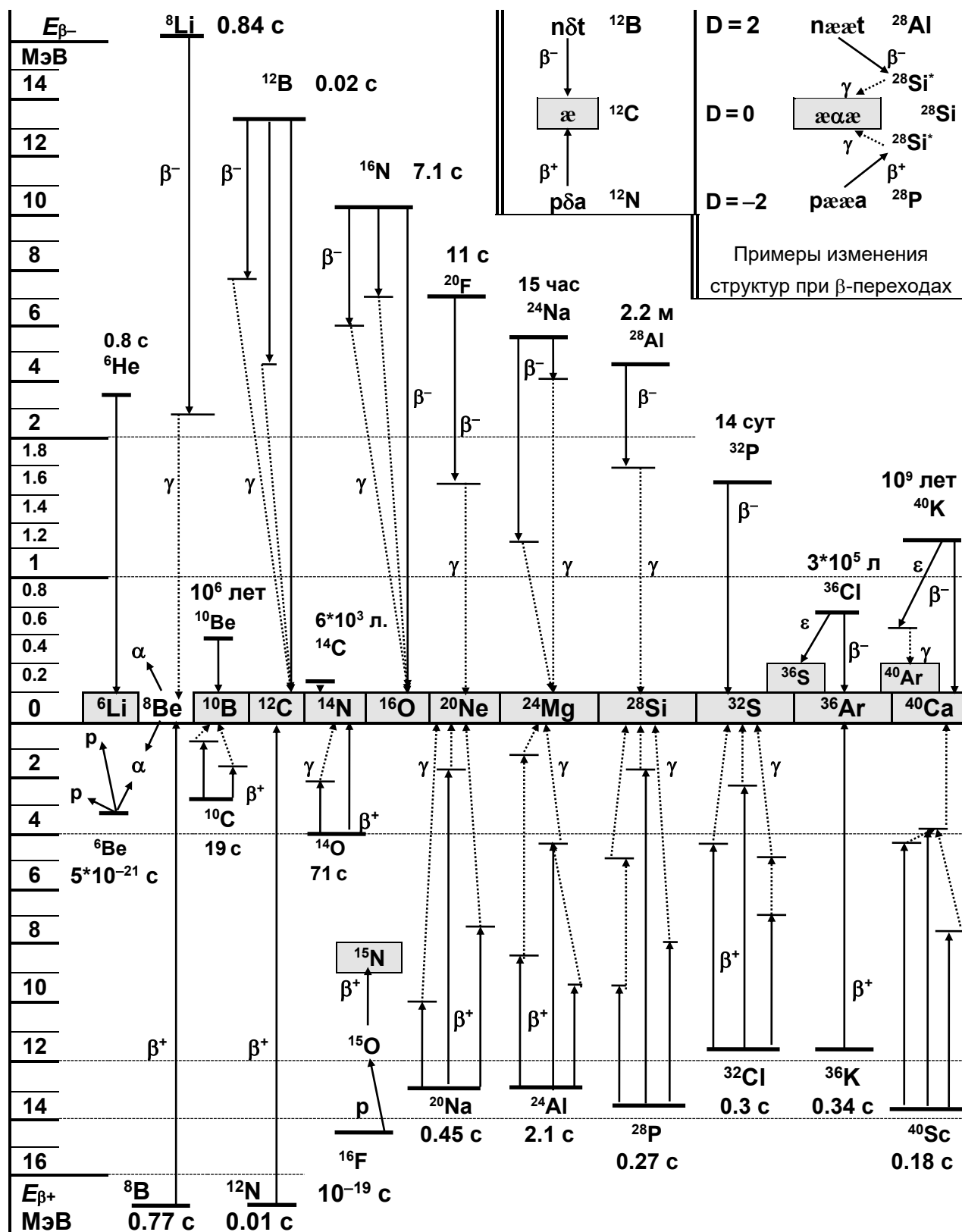


Рис. 3.3.2. Схемы β -переходов нечётно-нечётных изобаров.

Не комментируя β -переходы в устойчивые нечётно-нечётные нуклиды ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$, остановимся лишь на переходах в конечные чётно-чётные структуры. Первое, что бросается в глаза, – это небольшой разброс периода полураспада этих β^+ -переходов (в основном с $T^* = 0.2\text{--}0.8$ с) и достаточно большое значение энергии $E_{\beta^+} = 12\text{--}17$ МэВ {л.2, 4}. Ещё раз подтверждается крайняя неустойчивость структур с избытком протонов: нуклиды с $D = -2$ с энергетической точки зрения гораздо более перевозбуждены по отношению к конечному состоянию в итоге β^+ -переходов, чем нуклиды с $D = -1$.

Это видно и по периоду полураспада $T^*(D = -1) > T^*(D = -2)$, и по энергии β^+ -перехода в конечное состояние $E_{\beta^+}(D = -2) > E_{\beta^+}(D = -1)$ – сравните соответствующие параметры на рис. 3.3.1 и рис. 3.3.2.

Заметим, что после формирования $\alpha\alpha$ -остова ${}^{24}\text{Mg}$ в β^+ -переходах регулярно до $\alpha\alpha\alpha\alpha$ -нуклида ${}^{36}\text{Ar}$ наблюдаются заметные каналы перехода на возбуждённые уровни – рис. 3.3.2. Конечно, на этом фоне резко выделяются β^+ -переходы $\mathbf{p\delta p}$ -нуклида ${}^{10}\text{C}^{-2}$ ($E_{\beta^+} = 2.6$ МэВ, $T^* = 20$ с) и $\mathbf{p\alpha p}$ -нуклида ${}^{14}\text{O}^{-2}$ ($E_{\beta^+} = 4.1$ МэВ, $T^* = 71$ с). И вообще $\mathbf{p\alpha p}$ -нуклид ${}^{14}\text{O}^{-2}$, рекордсмен в своей категории, – это самый долгоживущий нуклид с $D = -2$, то есть с двумя избыточными протонами. Он живет дольше не только абсолютно всех нуклидов с $D = -2$, но и всех нуклидов с $Z > 8$ и $D = -1$. Еще раз напомним, что это почти стопроцентная β^+ -трансформация в аналоговую конфигурацию первого возбуждённого состояния ${}^{14}\text{N}^*$ с нулевым моимпом: $\mathbf{p\alpha p}({}^{14}\text{O})\text{-}\beta^+ \rightarrow \mathbf{n\alpha p}({}^{14}\text{N}^*(0, 2.31 \text{ МэВ}))$.

Систематика β^- -переходов более разнообразна и в ней резче проявляются особенности F-остова нуклидов. Особенно выпукла зависимость периода β^- -полуперехода T^* от структуры F-остова нуклидов. Заметно влияние структуры чётных нуклидов и на кинетическую энергию β^- -перехода

$$E_{\beta^-} = Z E_0^2 - Z_{+1} E_0^0 + (m_n - m_p - m_\beta) c^2. \quad (3.3.2)$$

Эта энергия распределяется между электроном, нейтрино и конечным нуклидом (а, в ряде каналов распада, плюс γ -фотоном).

В последнем случае заметно проявление различия начальных и конечных структур по пространственной конфигурации. Подчеркнем, что β^- -переход сразу в основное состояние конечных нуклидов с $\alpha\alpha$ - и $\alpha\alpha\alpha$ -остовом не наблюдается:

$$\mathbf{n\delta\alpha t}({}^{24}\text{Na}^2)\text{-}\beta^- \rightarrow \text{XX (запрет)} \rightarrow \alpha\alpha({}^{24}\text{Mg}^0) \text{ с } E_{\beta^-} \approx 5.5 \text{ МэВ}; \quad (3.3.3a)$$

$$\mathbf{n\alpha\alpha t}({}^{28}\text{Al}^2)\text{-}\beta^- \rightarrow \text{XX (запрет)} \rightarrow \alpha\alpha\alpha({}^{28}\text{Si}^0) \text{ с } E_{\beta^-} \approx 4.5 \text{ МэВ}. \quad (3.3.3b)$$

Фактически β^- -переход этих нуклидов происходит только в возбуждённые состояния:

$${}^{24}\text{Na}^2\text{-}\beta^- \rightarrow {}^{24}\text{Mg}^*(4.123 \text{ МэВ}) - (B \approx 100\%, E_{\beta^-} \approx 1.4 \text{ МэВ}, T^* = 15 \text{ час}); \quad (3.3.4a)$$

$${}^{28}\text{Al}^2\text{-}\beta^- \rightarrow {}^{28}\text{Si}^*(1.779 \text{ МэВ}) - (B \approx 100\%, E_{\beta^-} \approx 2.9 \text{ МэВ}, T^* = 2.3 \text{ мин}). \quad (3.3.4b)$$

Отчетливо проявляется сильная обусловленность параметров β^- -перехода исходной и конечной структурой, их сходством или различием по конфигурации.

Если нуклиды конфигурационно аналогичны – имеют зеркальную структуру с заменой в H-макушке \mathbf{p} на \mathbf{n} , или \mathbf{t} - на \mathbf{a} -триноп –, то эта структурная «зеркальность» закономерно обуславливает и одинаковые значения орбиталов нуклонов H-макушки, одинаковую ориентацию их спинов, а потому и одинаковые суммарные моимпы нуклидов, а также «зеркальные» значения собственных магнимов не спаренных протона и нейтрона.

В этом случае β -переходы «ничем» не задерживаются, не тормозятся, никакие законы сохранения не препятствуют их осуществлению (ни закон сохранения моимпа, ни закон сохранения энергии, ни даже необходимость коренной перестройки пространственного расположения не спаренных нуклонов на F-остове).

Наоборот, можно считать, что все условия «зеркальности» нуклидов способствуют β -переходу, ускоряют трансформацию менее «экономичной», менее гармоничной структуры в структуру с лучшим качеством. Примерами «ускоренных» (ничем не задержанных) β -переходов являются β^+ -переходы, приведенные на рис. 3.3.1.

Но вот обратимся к рис. 3.3.2 и видим, что β^- -переход:

$$n\alpha\alpha t \text{ } (^{32}P^2) \rightarrow d\alpha\alpha d \text{ } (^{32}S^0) \text{ с } E_{\beta^-} \approx 1.7 \text{ МэВ.} \quad (3.3.5)$$

во времени задержан, «заторможен» и имеет период полуперехода $T^* = 14$ суток. А β^- -переход практически устойчивого $^{40}K^2$ подробно комментировался в гл.1.10 «Нуклиды».

На рис. 3.3.1 представлены практически все устойчивые нечётные нуклиды в контексте β^+ -переходов неустойчивых нуклидов с одним избыточным протоном ($D = -1$) в структуру устойчивых зеркальных нуклидов с одним избыточным нейтроном ($D = 1$). А на рис. 3.3.2 представлены устойчивые чётно-чётные нуклиды только с $D = 0$ в контексте итога β^+ - или β^- -переходов из структур нечётно-нечётных нуклидов с $D = -2$ или $D = 2$. Поэтому вне рассмотрения остались некоторые особенности β^- -переходов неустойчивых чётных нуклидов в конечные структуры устойчивых чётно-чётных нуклидов с $D = 2$.

Сначала обсудим некоторые особенности β^+ -переходов неустойчивых чётно-чётных нуклидов с двумя избыточными протонами ($D = -2$). Для наглядности основные параметры этих β^+ -переходов представлены на рис. 3.3.3.

На рис. 3.3.3 представлены условные схемы β^+ -переходов чётных нуклидов с одноэтажным δ - или α -остовом и двумя избыточными протонами ($D = -2$).

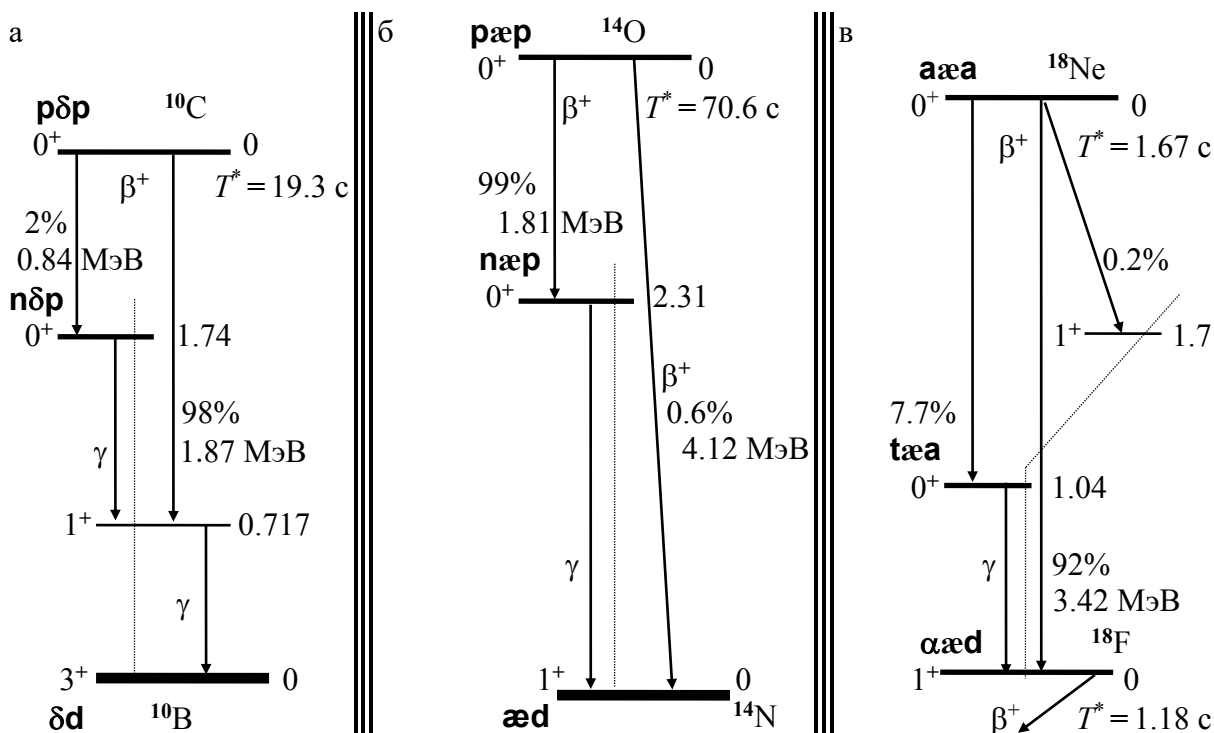
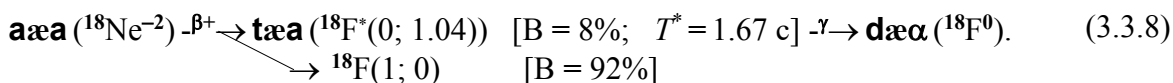
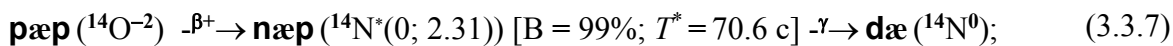
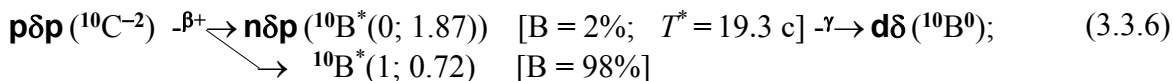


Рис. 3.3.3. Условные схемы и параметры β^+ -переходов ^{10}C (а), ^{14}O (б) и ^{18}Ne (в).

Особое внимание акцентируем на вероятность переходов не в основное состояние конечных нуклидов, которое имеет **dF**-конфигурацию (**d**-дейтрон на одном из *z*-полюсов F-остова) и не равный нулю *моимп*, а в возбуждённые состояния. Эти состояния имеют **nFp**-конфигурацию, аналогичную исходной **pFp**-конфигурации (только по одному нуклону на каждом из двух *z*-полюсов F-остова), с *моимпом* $j = 0$ – рис. 3.3.3:



Конечно, кроме указанных каналов, достаточно большую вероятность имеют и каналы β^+ -переходов в возбуждённое состояние $^{10}\text{B}^*(1; 0.72)$ [$B=98\%$], а также в основное состояние $^{18}\text{F}(1; 0)$ [$B=92\%$], которые имеют моимп $j=1$. Анализируя вероятность этих каналов, не упустим из вида то обстоятельство, что $\rho\delta\rho$ -структура $^{10}\text{C}^{-2}$ сформирована на δ -остове с неярко выраженной z -поверхностью, а $\alpha\alpha\alpha$ -структура $^{18}\text{Ne}^{-2}$ имеет на z -поверхности α -остова не одиночные протоны, а $\rho\nu\rho$ -триады.

Зато **раер**-структура $^{14}\text{O}^{-2}$ испытывает β^+ -переход только в **паер**-структуру возбуждённого состояния $^{14}\text{N}^*(0; 2.31)$ с $j=0$ [B = 99%]. Явное и абсолютное предпочтение только одному конечному состоянию, которое демонстрируется при β^+ -переходе $^{14}\text{O}^{-2}$, может быть естественно объяснено только аналогией начальной **раер**- и конечной **паер**-конфигурации. Все другие объяснения неизбежно будут основаны либо на мистике, магии (потусторонних, ирреальных субстантах, конструктах – нечто в духе "монополей", "изоспина", "сеньорити", "коэффициентов Клебша-Гордана", "мешков с конфайнментом", "операторов Казимира" и т.п.), либо на предположениях, которые не выдерживают элементарной проверки на их экспериментальное подтверждение.

Безусловно, в дополнительной и всесторонней проверке на основе всего множества экспериментальных данных, а не только одного «уникального» феномена, нуждается и высказанное заключение об аналогии структур нуклидов.

Укажем, что и для трёх других нуклидов с $D = -2$ (^{22}Mg , ^{26}Si и ^{30}S) предпочтение при β^+ -переходах отдаётся только тому конечному или возбуждённому состоянию, которое имеет **nFp**-конфигурацию, аналогичную исходной **pFp**-конфигурации (по одному нуклону на каждом из двух z -полюсов остова), с моимпом $j=0$. Для этих трёх чётно-чётных **pFp**-структур вероятность β^+ -перехода в аналогичную **nFp**-конфигурацию больше 50%.

Есть ли какие-нибудь особенности, отмеченные при исследовании нечётно-нечётных нуклидов с $D = -0$ и их β^+ -переходов? Наблюдаются ли в экспериментах резкие отличия тех или иных состояний нуклидов, которые обусловлены, во-первых, неодинаковой конфигурацией их Н-макушек, а, во-вторых, примерно одинаковой энергией связи этих состояний? Уточним, что, в данном случае, речь идет о различии двухполюсной **nFp**- (с нулевым моимпом $j=0$) и однополюсной **Fd**-конфигураций (с ненулевым моимпом) нечётно-нечётных нуклидов с равным числом протонов и нейтронов, которые в результате β^+ -переходов преобразуются в структуры возбуждённых и основных состояний чётно-чётных нуклидов с $D=2$. Не приводя все экспериментальные данные, несколько более подробно остановимся на проблеме так называемой изомерии, которая обусловлена именно такой принципиальной разницей конфигураций для состояний одного и того же, в нашем случае, нечётно-нечётного нуклида.

Для лёгких нуклидов такое специфическое явление, как «аномально» длительное время жизни возбуждённых состояний нуклидов, органически связано и с проблемой повышенной симметрии чётно-чётных устойчивых нуклидов с $D=2$ в качестве конечных структур в разного рода переходах. Это явление получило название изомерии, а возбуждённые состояния нуклидов с большим временем жизни называются изомерами и обозначаются индексом «m» ($^{26}\text{Al}^m$, $^{34}\text{Cl}^m$ и т.д.).

Понятие «аномально» длительное время жизни довольно неопределенно и согласно общепринятой точке зрения это время должно быть не менее десятых долей секунды (чем больше, тем «аномальнее»). Ранее рассматривались в основном возбуждённые уровни с постоянной времени γ -перехода порядка пико-, нано- и микросекунд. Например, возбуждённое состояние $^{14}\text{N}^*(0; 2.31 \text{ МэВ})$ с **пæр**-структурой вполне можно считать «изомерным», но вот время его жизни маловато – всего около 0.2 пс.

Исторически сложилась некоторая совокупность нуклидов, возбуждённые состояния которых имеют, «по общему признанию», такое долгое время, что этим состояниям придан статус «изомерных». Среди изомеров фигурируют нуклиды с «переходными», грушевидными **ndæt**- (^{24}Na) и **дæχd**-конфигурациями (^{38}K) в невозбуждённом состоянии, а также два неустойчивых изотопа Cl^0 и Cl^4 . Как уже указывалось, в структуре Cl^0 конкурируют **αααæd**- и **αααæt**-конфигурации в различных сочетаниях орбиталов и спинов нуклонов Н-макушки. А его изотоп Cl^4 отличается от Cl^0 только \mathfrak{Z} -поясом.

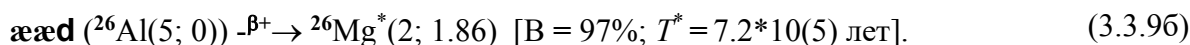
Обсудим некоторые нуклидные состояния (структуры) с $20 \geq Z$, официально получившие статус изомерных, то есть включенные в соответствующие таблицы и справочники.

Еще раз уточним, что речь идет не о том, «почему» существуют именно такие изомеры или, скажем, «почему» не существуют другие изомерные состояния, или почему изомерными свойствами не обладают другие возбуждённые состояния этих же или других нуклидов. Речь идет лишь о перечислении, описании структур, реализующих не «абстрактно вообще», а исключительно индивидуально, «друг относительно друга», так называемые изомерные состояния. Другими словами, речь идет о том, у каких пар или групп нуклидных структур имеет место набор изомерных признаков, каковы отличия или сходство их конфигураций, а также кинематических параметров, характеризующих эти структуры. Среди этих параметров основное влияние, конечно, оказывают значения величин, для которых справедливы законы сохранения: энергии связи и моимпа.

Обсудим некоторые особенности β^+ -переходов неустойчивых нечётно-нечётных нуклидов с равным числом протонов и нейтронов ($D=0$).

Для наглядности параметры γ - и β -переходов основных и изомерных состояний нуклидов, а также обозначения их конфигураций представлены на рис. 3.3.4-5. На рис. 3.3.4 приведены условные схемы β^+ -переходов нуклидов, остов которых сформирован только из **æ**-тригелов. На рис. 3.3.5 приведены условные схемы β^+ -переходов нуклидов, остов которых содержит один или два **χ**-кластера.

Одной из таких типичных структур является нуклид $^{26}\text{Al}^0$ с конкурирующими **ææd**- и **рææn**-конфигурациями. Причем, у каждой из них есть свои «достоинства» и «недостатки» (ху-симметрия и ху-антисимметрия, динамическое соответствие **d**-дейтропа **æ**-кластеру – сопоставьте с **æd**-структурой $^{14}\text{N}^0$ –, максимально большое $-j=5$ – или минимальное $-j=0$ – значения моимпов и т. д.). Из схемы его распада, представленной на рис. 3.3.4а, видно, что эти две конкурирующие конфигурации $^{26}\text{Al}^0$ имеют принципиально различные конечные структуры их β^+ -перехода:



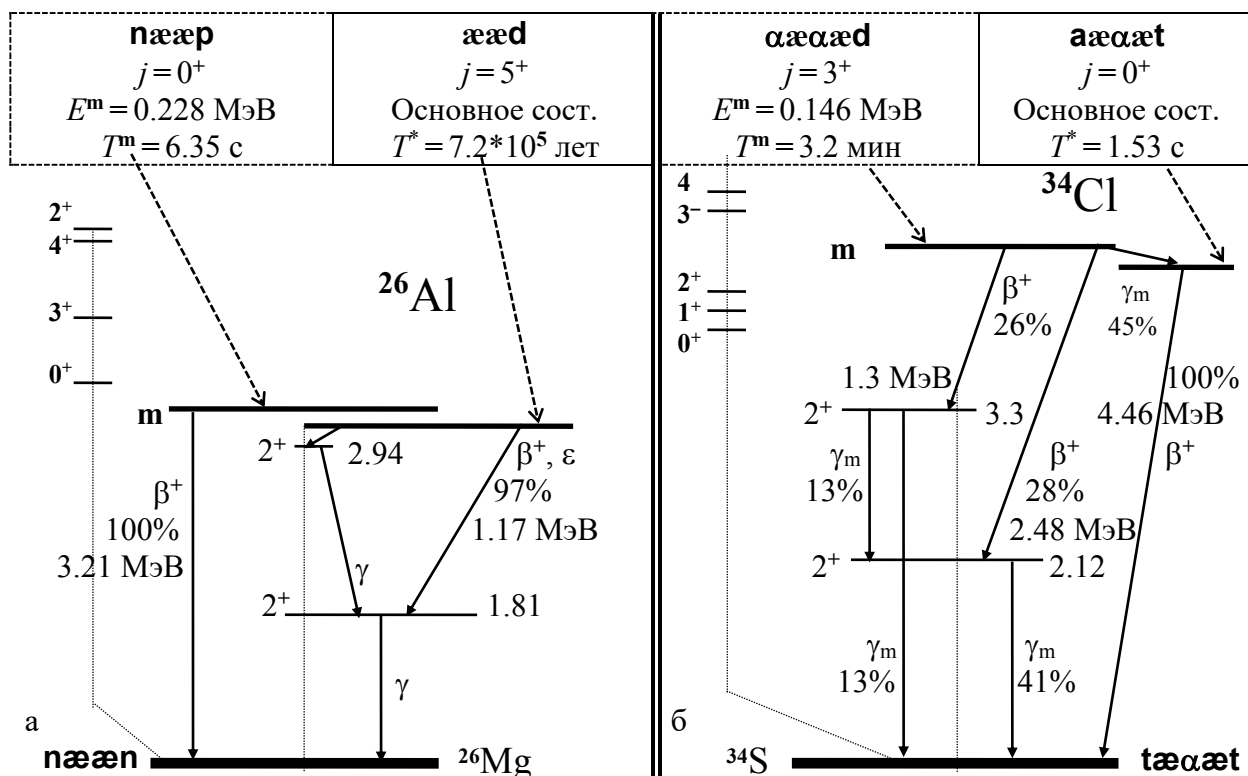


Рис. 3.3.4. Условные схемы и параметры β^+ -переходов основного и изомерного состояний ^{26}Al (а) и ^{34}Cl (б)

Основное $^{26}\text{Al}(5; 0)$ и изомерное $^{26}\text{Al}^m(0; 0.23)$ состояния, имеющие, соответственно, xaxad - и naxap -структуры с разными Н-макушками, один протон которых и претерпевает β^+ -трансформацию, имеют персональные конечные состояния нуклида $^{26}\text{Mg}^2$.

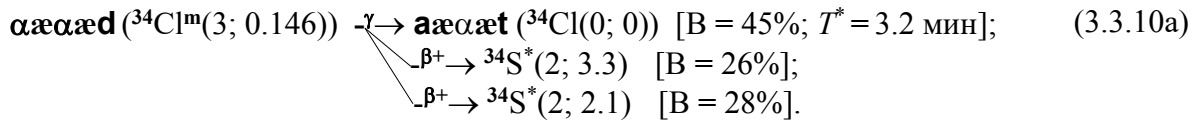
Заметим, что β^+ -переход основного состояния $^{26}\text{Al}(5; 0)$ имеет очень большой период полураспада. Заторможенность этого процесса трансформации (особенно разительная на фоне почти мгновенного β^+ -перехода изомерного состояния $^{26}\text{Al}^m(0; 0.23)$) является следствием взаимосвязанных обстоятельств.

Во-первых, это является следствием того, что xaxad -конфигурация основного состояния $^{26}\text{Al}(5; 0)$ не имеет аналогичных конфигураций среди доступных для β^+ -перехода (по энергии связи) нижних возбуждённых состояний $^{26}\text{Mg}^*$, так как пара нейтронов naxan -структуры $^{26}\text{Mg}^2$ располагается порознь на разных z -поверхностях xax -остова.

Во-вторых, моимп основного состояния так велик – $j=5$, – что его изменение до $j=0$ или $j=2$ обусловлено обязательным «унесением» (или «внесением»?) большого моимпа всеми участниками β^+ -трансформации.

Являются ли рассмотренные свойства и параметры нечётно-нечётного нуклида ^{26}Al с равным числом протонов и нейтронов уникальными? Справедливо ли вышесказанное и для других нечётно-нечётных нуклидов» (логические связки: «если,.. то...»), а потому адекватно другим реальным процессам? Это можно проверить на прочность, достоверность (и, добавим, некоторую закономерность) другим примером нечётно-нечётного нуклида ^{34}Cl , который также имеет изомерное состояние.

Из схемы его распада, представленной на рис. 2.3.4б, видно, что две конкурирующие конфигурации $^{34}\text{Cl}^0$ (основное $^{34}\text{Cl}(0; 0)$ и изомерное $^{34}\text{Cl}^m(3; 0.146)$ состояния, имеющие, соответственно, axaxat - и axaxad -структуры с разными Н-макушками, один протон которых и претерпевает β^+ -трансформацию) также имеют принципиально различные состояния конечного нуклида $^{34}\text{S}^2$ их β^+ -перехода:



Как и в предыдущем примере с ^{26}Al , основное состояние $^{34}\text{Cl}(0; 0)$, имеющее ху-симметричную $\alpha\alpha\alpha\alpha t$ -структуру и нулевой моимп, очень быстро, без излишних проволочек претерпевает β^+ -трансформацию (один из двух протонов α -триптопа преобразуется в нейтрон, тем самым трансформируя $\alpha \rightarrow t$) и с вероятностью $B = 100\%$ переходит в конфигурационно аналогичную $t\alpha\alpha\alpha t$ -структуру основного состояния $^{34}\text{S}^2$ с тем же нулевым моимпом – рис. 3.3.4б.

А вот изомерное состояние нуклида $^{34}\text{Cl}^m(3; 0.146)$, имеющее ху-несимметричную $\alpha\alpha\alpha\alpha d$ -структуру и ненулевой моимп $j=3$, перед своей неизбежной трансформацией «раздумывает» разительнее дольше (по сравнению с основным состоянием): в какое же из возможных по энергетическим параметрам конечных состояний ему удобнее всего, сподручнее всего преобразоваться?

В конце концов, оно выбирает один из трех возможных каналов своей трансформации, который идентифицируется по энергии последующего излучения определённых γ -квантов, – рис. 3.3.4б. Отметим, несмотря на столь длительный, придирчивый выбор, β^+ -переход в основное состояние $^{34}\text{S}(0; 0)$ принципиально не совершается.

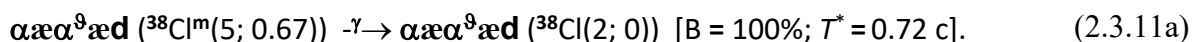
Как и в случае с ^{26}Al , этот феномен может быть достоверно объяснен только следствием двух взаимосвязанных обстоятельств. Во-первых, это является следствием того, что $\alpha\alpha\alpha\alpha d$ -конфигурация изомерного состояния $^{34}\text{Cl}^m(3; 0.146)$ с d -дейтроном на одной z -поверхности $\alpha\alpha\alpha\alpha$ -базиса не имеет совершенно аналогичных конфигураций среди доступных для β^+ -перехода (по энергии связи) нижних возбуждённых состояний $^{34}\text{S}^*$, так как пара t -триптопов $t\alpha\alpha\alpha t$ -структуры $^{34}\text{S}^2$ располагается порознь на разных z -поверхностях $\chi\chi$ -остова. Во-вторых, моимп основного состояния таков $-j=3$, что его изменение до $j=0$ должно быть обусловлено обязательно «унесением» этого моимпа всеми участниками β^+ -трансформации (позитроном, антинейтрино, фотоном, конечным нуклидом).

В целом сопоставление поведения основных и изомерных состояний двух нечётно-нечётных нуклидов ^{26}Al и ^{34}Cl демонстрирует общность (даже «единство») подходов при их описании и объяснении. Фактически все рассуждения относительно состояний ^{26}Al и их трансформаций справедливы и для состояний ^{34}Cl .

Правда, за исключением одного малюсенького нюанса: состояние с нулевым моимпом $j=0$ у ^{26}Al является «возбуждённым» (изомерным), а состояние с $j=0$ у ^{34}Cl является основным (невозбуждённым). Но мы столько раз подчеркивали концепцию своего феноменологического подхода, подхода только разумного, достоверного описания и «объяснения» реальных, существующих феноменов, а не навязывания «изумительных по красоте» следствий из «блестящих по совершенству» уравнений, что обсуждение этого нюанса, этого «нелогичного каприза» природы оставим читателям.

Конечно, читатель вправе проверить высказанное всеми изомерами лёгких нуклидов. Если это объективная закономерность, то у неё не должно быть исключений.

Изомерное состояние $^{38}\text{Cl}^m(5; 0.67)$ $\alpha\alpha\alpha^9\alpha d$ -нуклида, отличающегося от его изотопа $^{34}\text{Cl}^0$ «только» 9 -поясом, от своего основного состояния отличается не конфигурацией, а только суммарным орбиталом своего 9 -пояса. Поэтому изомерное состояние испытывает только γ -переход в основное состояние с изменением моимпа на $\Delta j = 3$:



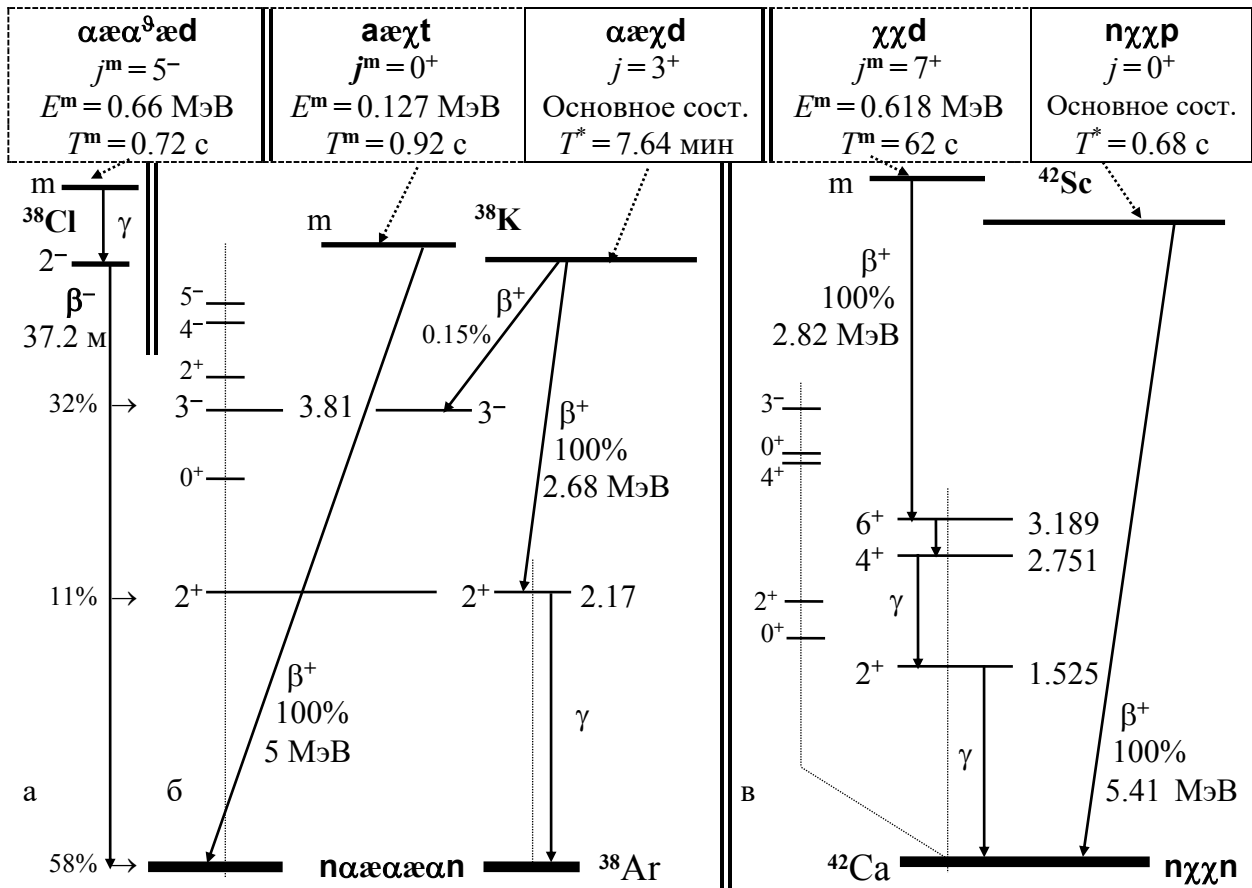


Рис. 3.3.5. Условные схемы и параметры β -переходов основного и изомерного состояний ^{38}Cl (а), ^{38}K (б) и ^{42}Sc (в)

А из основного состояния $^{38}\text{Cl}^4$ совершается уже β^- -переход:

$$\alpha\alpha\alpha^9\text{ad} (^{38}\text{Cl}(2; 0)) \begin{cases} \beta^- \rightarrow ^{38}\text{Ar}^*(3; 3.81) & [B = 32\%; T^* = 37.2 \text{ мин}]; \\ \beta^- \rightarrow ^{38}\text{Ar}^*(2; 2.17) & [B = 11\%]; \\ \beta^- \rightarrow \text{n}\alpha\alpha\alpha\alpha\text{n} ^{38}\text{Ar}(0; 0) & [B = 58\%]. \end{cases} \quad (2.3.116)$$

Анализируя каналы β^- -перехода из основного состояния $^{38}\text{Cl}^4$, отметим, что оба конечных возбуждённых состояния $^{38}\text{Ar}^*$ – такие же, как и для β^+ -перехода из основного состояния $^{38}\text{K}^0$ (проявляется подобие их макушечного d -дейтропа), но наибольшую вероятность для $^{38}\text{Cl}^4$ имеет его β^- -переход в основное состояние ^{38}Ar – рис. 3.3.5а.

Наибольшая вероятность этого канала, несомненно, обусловлена сходством, подобием двух z -вытянутых исходной и конечной конфигураций: $\alpha\alpha\alpha^9\text{ad}$ -структуры $^{38}\text{Cl}^4$ и $\text{n}\alpha\alpha\alpha\alpha\text{n}$ -структуры $^{38}\text{Ar}^2$ (заметим, в отличие от явного несходства структуры грушевидного $\alpha\alpha\chi$ -базиса $^{38}\text{K}^0$ и ху-симметричного $\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha$ -базиса $^{38}\text{Ar}^2$).

Этот феномен еще раз объективно и достоверно подкрепляет все выше высказанные суждения и предложенные модели структуры нуклидов. Поведение каждой структуры определяется не каким-то «великим» законом, а параметры процессов зависят не от решения «красивого» уравнения.

Напротив, при описании нуклидов нужно учитывать всю совокупность особенностей структуры нуклидов: состав и этажность F -остова, состав и размещение нуклонов H -макушки на тех или иных z -поверхностях остова, наличие ϑ -пояса, кинематические параметры нуклонов (их орбитал, ориентация их спинов) и т.д.

Однако необходимо отметить, что в некоторой совокупности индивидуумов, если их достаточно много, начинают проявляться некоторые общие черты, приметы потенциальной возможности реализации изомерных ситуаций. Так, укажем, что нечётно-нечётные $\mathbf{\mathfrak{a}ed-}$, $\mathbf{p\mathfrak{a}en-}$ структуры $^{26}\text{Al}^0$ конфигурационно подобны $\mathbf{\chi\chi d-}$, $\mathbf{n\chi\chi p-}$ структурам $^{42}\text{Sc}^0$. Обе пары состояний на двухэтажных $\mathbf{\mathfrak{a}e-}$ и $\mathbf{\chi\chi-}$ остовах имеют по $(\mathbf{n-p})$ -паре, которая может образовать либо однополюсный $\mathbf{d-}$ дейтрон, либо порознь антисимметрично размещаться на противоположных z -полюсах остовов с суммарным моимпом $j=0$.

И, конечно, эта пара состояний ($\mathbf{\chi\chi d-}$ и $\mathbf{n\chi\chi p-}$ структуры $^{42}\text{Sc}^0$) должна иметь достаточно долгое время жизни. При этом одно из этих состояний, имеющее большую энергию связи является «основным», а другое – с меньшей энергией связи – изомерным.

Для убедительности и наглядности на рис. 3.3.5в приведены основные параметры β^+ -перехода основного и изомерного состояния $^{42}\text{Sc}^0$:

$$\mathbf{\chi\chi d} (^{42}\text{Sc}^m(7; 0.618)) -\beta^+ \rightarrow ^{42}\text{Ca}^*(6; 3.189) [B = 100\%; T^* = 62 \text{ с}]; \quad (3.3.12a)$$

$$\mathbf{p\chi\chi n} (^{42}\text{Sc}(0; 0)) -\beta^+ \rightarrow \mathbf{n\chi\chi n} (^{42}\text{Ca}^2(0; 0)) [B = 100\%; T^* = 0.68 \text{ с}]. \quad (3.3.12б)$$

Все, что было сказано по поводу основных и изомерных состояний других нуклидов, слово в слово справедливо и для $^{42}\text{Sc}^0$. Поэтому мы не будем повторяться, а возможность воспроизвести логические суждения («если,.. то...») предоставим читателям, обратив внимание только на очень большое подобие конкурирующих структур $^{26}\text{Al}^0$ и $^{42}\text{Sc}^0$, имеющих двухэтажный остов и идентичный состав их Н-макушек.

Нетрудно догадаться, что достаточно большой объём $\mathbf{\chi\chi-}$ остова (имеет две существенные z -поверхности, разделенные двумя $\mathbf{\chi-}$ кластерами) изотопов ^{21}Sc обуславливает потенциальную возможность нечётно-нечётным изотопам ^{21}Sc формировать при одном и том числе нейтронов не одну, а, по крайней мере, пару достаточно долгоживущих структур с очень отличающимися конфигурациями: основное и изомерное состояния.

Действительно, с большой степенью достоверности экспериментально идентифицированы не только основные, но и изомерные состояния нечётно-нечётных изотопов: $^{44}\text{Sc}^2$ ($\mathbf{n\chi\chi t-}$ структура), $^{46}\text{Sc}^4$ (имеет $\mathbf{\chi^9\chi d-}$ структуру, которая отличается от вышеупомянутой $\mathbf{\chi\chi d-}$ структуры $^{42}\text{Sc}^0$ только $\mathbf{\vartheta-}$ поясом), $^{50}\text{Sc}^8$ ($\mathbf{\chi^9\chi^9 d-}$ структура с двумя $\mathbf{\vartheta-}$ поясами).

Схемы распада основных и изомерных состояний нечётно-нечётных изотопов ^{21}Sc рассмотрены в гл. 10 «Нуклиды». Отметим, что свойства изомерных состояний нечётно-нечётных изотопов ^{21}Sc с нейтронной упаковкой $D=2, 4, 8$ во многом обусловлены не только их отличием от структур основных состояний, но и, в большей степени, закрученностью их $\mathbf{\vartheta-}$ поясов (или $\mathbf{nn-}$ пары), что проявляется в больших значениях моимпа j .

Еще раз подчеркнем, что все вышеуказанные изомерные состояния имеют строго «свой» каналы перехода в совокупность конечных состояний, которая, по сумме конфигураций, резко, принципиально не соответствует совокупности конечных состояний распада основного состояния того же исходного нуклида. Это чрезвычайно существенное обстоятельство, которое позволяет из анализа вероятностей тех или иных каналов распада, сформулировать объективное, достоверное и доказательное суждение о конфигурациях, как начальных, так и конечных структур γ - и β -переходов. Заметим, что этому суждению вполне можно придать модальность закономерности.

Если учесть, что в соответствии с установленной парадигмой постепенного наращивания Н-макушки на некотором $\mathbf{\alpha-}$ целочисленном F-остове при увеличении числа нуклонов состав макушек периодически повторяется, но уже на других остовах, то имеется возможность проверить высказанные гипотезы и их предсказательную потенцию на остовах с разными кластерами.

Рассмотренная систематика β -переходов зеркальных нуклидов, изомерных состояний и количественные параметры, которые характеризуют эти переходы, в совокупности дают очень вескую информацию о структурах нуклидов. Эта информация естественно и непротиворечиво дополняет и детализирует описания и модели структур и свойств нуклидов, представленные в ч. 1-2 книги «Нуклиды». Приведём популярные примеры.

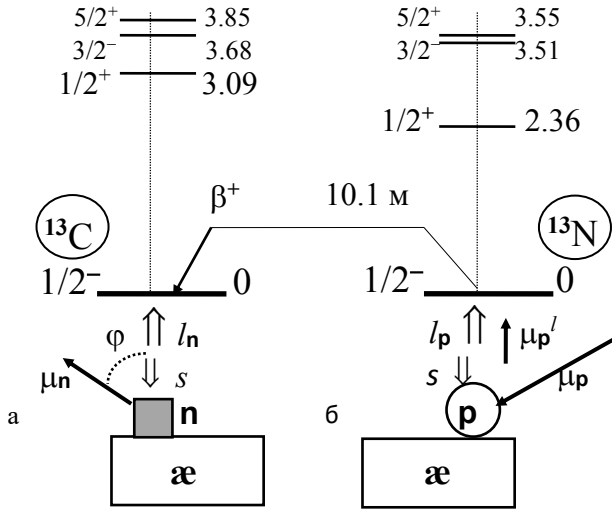


Рис. 3.3.6. Нижние возбуждённые уровни и структура изобаров с $A = 13$.

Нуклиды с $A = 13$ образованы прикрыванием одного из нуклонов на z -полнос α -структуры: изотоп ^{13}C имеет $n\alpha$ -конфигурацию, а ^{13}N – $p\alpha$ -конфигурацию.

Чтобы удержаться на z -поверхности α -остова нуклоны имеют орбитал l_n , а их спин s_n имеет ориентацию, противоположную направлению орбитала.

Моимп изотопов ^{13}C и ^{13}N :

$$j = l_n - s_n = 1 - 1/2 = 1/2. \quad (3.3.13)$$

Магним изобара ^{13}N (и аналогично ^{13}C):

$$\begin{aligned} \mu_n &= -\mu_p^z + \mu_p^l \approx \mu_p^l - \mu_p^* \cos\varphi_p \\ (\mu_c &= \mu_n^z + \mu_n^l \approx \mu_n^* \cos\varphi_n), \end{aligned} \quad (3.3.14)$$

где $\mu_p^l = 1$ – магним за счет орбитального движения протона (для нейтрона – $\mu_n^l = 0$), а $\mu_p^z = \mu_p^* \cos\varphi_p$ – проекция собственного магнима протона на z -ось нуклида (ось его орбитала l_p – рис. 3.3.6а, б). Для нуклида ^{13}N , приняв $\mu_p^* \approx 2.85$,

$$\text{из } \mu = \mu_p^l - \mu_p^* \cos\varphi_p = 1 - 2.85 \cos\varphi_p, \text{ имеем:} \quad (3.3.15)$$

$$\cos\varphi_p = (-\mu + \mu_p^l) / \mu_p^*.$$

Экспериментальное значение $\mu = -0.32$. Тогда $\varphi_p \approx \arccos(1.32 / 2.85) \approx 62^\circ$.

Для нуклида ^{13}C , приняв $\mu_n^* \approx 2$,

$$\text{из } \mu_c = \mu_n^* \cos\varphi_n = 2 \cos\varphi_n, \text{ имеем:} \quad (3.3.16)$$

$$\cos\varphi_n = \mu_c / \mu_n^*.$$

Экспериментальное значение $\mu_c = 0.7$. Тогда: $\varphi_n \approx \arccos(0.7 / 2) \approx 70^\circ$.

Общность $N\alpha$ -структур обоих зеркальных изобаров отчётливо проявляется и в спектре их возбуждённых уровней – рис. 3.3.6. Спины первых трех возбуждённых состояний ^{13}C и ^{13}N одинаковы, а энергии их возбуждения достаточно близки.

Несмотря на большое число одинаковых свойств этих зеркальных изобаров, принципиальное отличие протона от нейтрона резко изменяет их судьбу. Чётно-нечётный изотоп ^{13}C ($D=1$) устойчив и имеет энергию связи 97.11 МэВ, что на 4.95 МэВ больше энергии связи ^{12}C . Можно в грубом приближении предполагать, что эта «энергия отрыва» нейтрона $\Delta E^n = 4.95$ МэВ почти полностью соответствует уменьшению энергии шубы нейтропа, находящегося на z -поверхности α -структуры (это значение $\Delta E^n = 4.95$ МэВ и обуславливает принятое значение магнима нейтропа $\mu_n^* \approx 2$).

Его зеркальный изобар ^{13}N ($D=-1$) имеет энергию связи 94.1 МэВ, что лишь на 1.95 МэВ больше, чем у базисной α -структуры ^{12}C (значение $\Delta m_p c^2 \approx 2$ МэВ определяет и принятое значение магнима протона $\mu_p^* \approx 2.85$), и на 3 МэВ меньше, чем у ^{13}C .

Как и во всех рассмотренных ранее примерах, «лишний» протон, не спаренный, не слитый с нейтроном, напрочь не прикрученный им к остову нуклида, рано или поздно в результате β^+ -трансформации преобразуется в нейтрон.

Период β^+ -перехода $^{13}\text{N} - \beta^+ \rightarrow ^{13}\text{C}$ равен 10.1 мин.

Обратим внимание на то, что их изобар ^{13}B имеет только пять протонов и это принципиально не хватает для того, чтобы образовать æ -остов. Этот нечётный изобар в нижних возбуждённых состояниях, вероятнее всего, имеет $\text{n}\delta\text{n}\delta\text{n}$ -структуру, образуемую прикручиванием ещё одного нейтрона к $\text{n}\delta\text{x}$ -тригону ^{12}B – рис. 3.3.9. Также вероятна $\delta^9\text{p}$ -структура, то есть δ -дейтрикс, стянутый тетранейтронным поясом, с одиночным протоном на своем z -полюсе. Эти вероятные структуры ^{13}B гораздо менее симметричны, чем $\text{n}\text{æ}$ -конфигурация ^{13}C . Динамическая несимметрия структуры ^{13}B закономерно проявляется в энергии связи этого изобара: $E_0 = 84.5$ МэВ, что на 12.7 МэВ меньше, чем у ^{13}C .

Для дополнительной иллюстрации конфигурационной «идентичности» динамических структур зеркальных нуклидов ^{13}C и ^{13}N приведём параметры (энергия E^* , ширина резонанса Γ или время жизни τ , а также моимп j^*) нижних возбуждённых состояний этих изобаров – табл. 3.3.1. Практически полная аналогия моимпов возбуждённых состояний этих нечётных изобаров и отчётливая близость значений их энергий возбуждения демонстрирует неотразимую достоверность обсуждаемой FGH-структуры всех нуклидов.

Таблица 3.3.1

Параметры нижних возбуждённых состояний зеркальных изобаров с $A = 13$

Γ (τ)	кэВ	1.5 фс	1.6 фс	12 пс	6	5	1.2	1000	150	5	26	55
E^*	МэВ	3.09	3.68	3.85	6.86	7.49	7.55	8.2	8.86	9.5	9.9	10.7
$^{13}\text{C}^*$	j^*	$1/2^+$	$3/2^-$	$5/2^+$	$5/2^+$	$7/2^+$	$5/2^-$	$3/2^+$	$1/2^-$	$9/2^+$	$3/2^-$	$7/2^+$
$^{13}\text{N}^*$	j^*	$1/2^+$	$3/2^-$	$5/2^+$	$5/2^+$	$7/2^+$	$5/2^-$	$3/2^+$	$1/2^-$	$9/2^+$	$3/2^-$	$7/2^+$
E^*	МэВ	2.36	3.51	3.55	6.36	7.15	7.38	7.9	8.92	9	9.48	10.3
Γ	кэВ	32	62	47	11	9	75	1500	230	280	30	76

Ещё один доказательный пример. Два зеркальных нуклида с $A = 25$, конечно, имеют одинаковую ææN -структуру: ææn -конфигурацию ^{25}Mg и ææp -конфигурацию его изобар ^{25}Al . Один нуклон на z -поверхности очень хорошо уравновешенного ææ -остова, притёртого так, что на нём остались только неглубокие «энергетические ниши», может крепко удерживаться, лишь вращаясь, лишь стараясь синхронно попасть в резонанс с периодическим изменением фаз нуклонов, жёстко вкрученных в структуру ææ -остова.

Поэтому одиночные нуклоны в основном состоянии нечётных ææN -изобаров имеют орбитал $l = 2$ и моимп $j = l_N + s_N = 2 + 1/2 = 5/2$ – рис. 3.3.7 а, б.

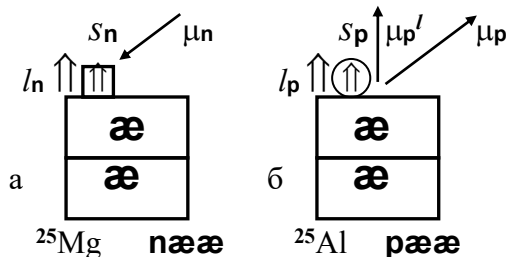


Рис. 3.3.7. Структуры основных состояний изобаров: ^{25}Mg (а), ^{25}Al (б).

Магним ææn -изобара ^{25}Mg (при $\mu_n \approx 2$):

$$\mu = -\mu_n \cos \varphi_n \approx -2 \cos \varphi_n. \quad (3.3.17)$$

При экспериментальных значениях:

$$j_{\text{эксп}} = 5/2, \quad \mu_{\text{эксп}} = (-0.855) - \quad (3.3.18)$$

$$\varphi_n = \arccos(\mu/\mu_n) \approx \arccos(0.855/2) \approx 65^\circ.$$

Магним ææp -изобара ^{25}Al (при $\mu_p \approx 2.8$):

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos \varphi_p \approx 2 + 2.8 \cos \varphi_p. \quad (3.3.19)$$

При экспериментальных значениях: $j_{\text{эксп}} = 5/2$, $\mu_{\text{эксп}} = 3.656 -$

$$\varphi_p = \arccos[(\mu - \mu_p')/\mu_p] \approx \arccos[(3.656 - 2)/2.8] \approx 54^\circ. \quad (3.3.20)$$

Любопытно, что их изобар ^{25}Na ($D=3$), имеющий $\delta^9\text{æp}$ -структуру (тетрадейтрикс δ , пристегнутый к æ -кластеру тетранейтронным поясом Θ) имеет одиночный протоп на z -поверхности æ -кластера, то есть в состоянии, подобном протопу в ææp -изобаре ^{25}Al . Действительно, экспериментальное значение $j_{\text{эксп}} = 5/2$ у ^{25}Na такое же, как и у ^{25}Al , а экспериментальное значение магнима $\mu_{\text{эксп}} = 3.682$ почти такое же, как и у ^{25}Al .

Изобары с ææN -конфигурацией имеют из-за наличия одиночного нуклопа на z -поверхности ææ -остова значительно большие возможности формировать возбуждённые состояния, чем чётный ææ -нуклид. Приведём систематику возбуждённых уровней $^{25}\text{Mg}^*$ и $^{25}\text{Al}^*$ согласно концепции вращательных полос – рис. 3.3.8. Бросается в глаза полная идентичность количества состояний в соответствующих полосах, абсолютное совпадение моимпов и очень большая близость энергий возбуждённых уровней – рис. 3.3.8.

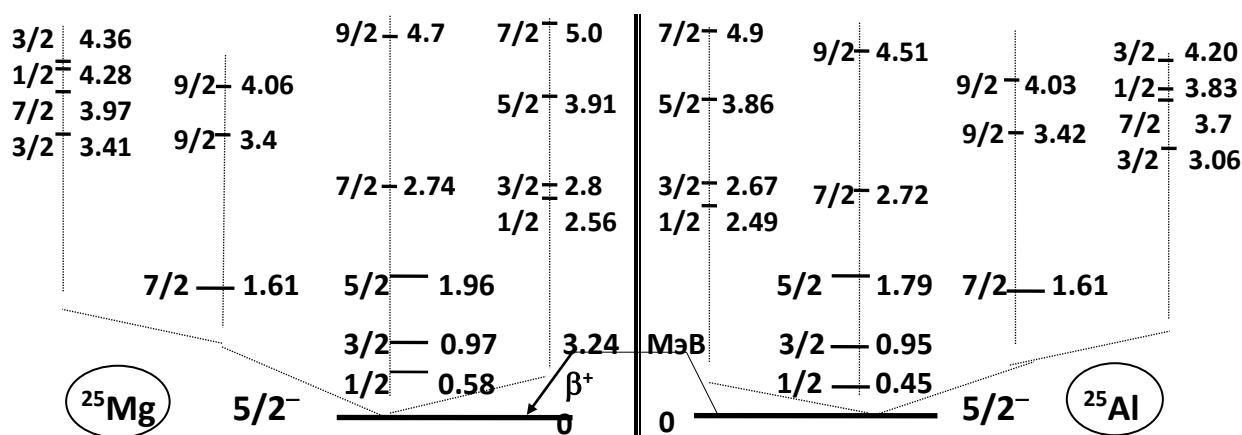


Рис. 3.3.8. Спектры возбуждённых состояний зеркальных изотопов ^{25}Mg и ^{25}Al .

При этом почти идентичны и вероятности каналов γ -переходов с аналогичных возбуждённых уровней. Представленные в табл. 3.3.2 экспериментально зафиксированные каналы γ -переходов с аналогичных состояний демонстрируют очень большую степень сходства их вероятностей. Это ещё одно очень убедительное подтверждение полной аналогии ææN - и ææp -структуры этих изобаров: их основных и возбуждённых состояний.

Табл. 3.3.2. Вероятности (%) γ -переходов зеркальных изобаров: $^{25}\text{Mg}^*(E^*) \rightarrow ^{25}\text{Mg}^*$, $^{25}\text{Al}^*(E^*) \rightarrow ^{25}\text{Al}^*$

E^* МэВ	МэВ	0.97	1.61	1.96	2.56	2.74	2.8	3.4	3.41	3.91	4.06	4.3	4.4
	J^{π}	$3/2^+$	$7/2^+$	$5/2^+$	$1/2^+$	$7/2^+$	$3/2^+$	$9/2^+$	$3/2^-$	$5/2^-$	$9/2^+$	$1/2^-$	$3/2^+$
2.74	$7/2^+$	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	13	γ	\downarrow	\downarrow
2.56	$1/2^+$	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow	\downarrow		\downarrow	12	1
1.96	$5/2^+$					7	39						
1.61	$7/2^+$							81			40		
0.97	$3/2^+$			27	17	87			14	66		79	47
0.59	$1/2^+$	49		47	80		39		76			5	52
^{25}Mg	$5/2^+$	51	100	26	3	6	22	19	10	11	60		
^{25}Al	$5/2^+$	44	100	24	3	8	26	16	13	10	60		
0.45	$1/2^+$	56		38	78		43		77	1		31	50
0.94	$3/2^+$			38	19	77			10	62		61	50
1.61	$7/2^+$							84		2	40		
1.79	$5/2^+$					15	30			6			
2.49	$1/2^+$	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow		\uparrow	8	\uparrow
2.72	$7/2^+$	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	γ	9	γ	\uparrow	\uparrow
МэВ	J^{π}	$3/2^+$	$7/2^+$	$5/2^+$	$1/2^+$	$7/2^+$	$3/2^+$	$9/2^+$	$3/2^-$	$5/2^-$	$9/2^+$	$1/2^-$	$3/2^+$
E^*	МэВ	0.94	1.61	1.79	2.49	2.72	2.67	3.42	3.06	3.86	4.03	3.8	4.2

Достоверное свидетельство о $\alpha\alpha n$ -структуре чётно-нечётного ^{25}Mg и $\alpha\alpha$ -структуре его изотопа ^{24}Mg дает сравнение обратных реакций срыва и подхвата: $^{24}\text{Mg}(\mathbf{d} \leftrightarrow \mathbf{p})^{25}\text{Mg}$. При анализе угловой зависимости сечений прямой и обратной реакций была экспериментально зафиксирована полная идентичность этих зависимостей.

Интенсивное заселение нижних уровней $^{25}\text{Mg}^*$ в реакции срыва $^{24}\text{Mg}(\mathbf{d}, \mathbf{p})^{25}\text{Mg}^*$ свидетельствует о том, что эти состояния в основном обусловлены вращением нейтрона на z -поверхности «жёсткого» $\alpha\alpha$ -остова с различными значениями орбитала $l_n = 1, 2, 3 \dots$ и их комбинациями с ориентациями спина n -нейтрона относительно его орбитала.

Нечётный изобар ^{25}Mg устойчив (относительная распространённость – 10.1% – отнюдь не мала даже по сравнению с распространённостью абсолютно уравновешенного $\alpha\alpha$ -изотопа ^{24}Mg – 78.6% – или чётного $n\alpha\alpha n$ -изотопа ^{26}Mg – 11.2%).

Относительно не мала и энергия присоединения нейтрона ^{25}Mg :

$${}_{24}S^n = {}^{25}E_0 - {}^{24}E_0 = 205.594 - 198.257 = 7.34 \text{ МэВ}.$$

А вот протон в ^{25}Al слабо прикручивается к $\alpha\alpha$ -остову. Его энергия присоединения

$${}_{24}S^p = {}^{25}E_0 - {}^{24}E_0 = 2.27 \text{ МэВ},$$

что много меньше, чем S^n . Неустойчивый, протоноизбыточный ^{25}Al претерпевает β^+ -переход: $^{25}\text{Al} - \beta^+ \rightarrow ^{25}\text{Mg}$ с периодом полураспада 7.24 с.

Рассмотренные примеры аналогии динамической FN-структуры зеркальных нечётных изобаров с $D = \pm 1$ и, соответственно, равенства моимпов их возбуждённых состояний, а также близости их энергий возбуждения и вероятностей γ -перехода в другие состояния ярко демонстрируют объективную закономерность. Эта закономерность отчётливо проявляется и для всех других пар лёгких зеркальных нечётных изобаров с $D = \pm 1$.

В отличие от нечётных нуклидов лёгкие чётно-чётные изотопы с $D = 0$, имеющие «жёсткие» α - и $\alpha\alpha$ -остовы, с трудом поддаются возбуждению. Для примера, кратко обсудим структуры и свойства изобаров с $A = 12$. Уникальная устойчивость, жёсткость α -остова проявляется в спектре возбуждённых состояний ^{12}C . Первый возбуждённый уровень $^{12}\text{C}^*(2^+, 4.439 \text{ МэВ})$ имеет энергию возбуждения явно большую, чем у большинства других чётно-чётных нуклидов. До энергии возбуждения 10 МэВ нуклид ^{12}C имеет только три возбуждённых состояния – рис. 3.3.9. Столь редкая плотность уровней для нуклидов с $Z > 2$ до энергий возбуждения менее 10 МэВ является абсолютно рекордной.

В обоих смежных изобарах нуклида ^{12}C α -структура уже не может быть реализована – нехватает нуклонов одного сорта, но избыток нуклонов другого сорта: для ^{12}B ($D = 2$), для ^{12}N ($D = -2$) –, тогда как у ^{12}C число протонов и нейтронов одинаково ($D = 0$).

Нуклид ^{12}B имеет $n\delta t$ -структуру, то есть δ -остов, который в отличие от изотопа ^{11}B упакован на одном z -полюсе t -трипоном, а не d -дейтроном – рис. 3.3.9. Нуклоны δ -тетрадейтрикса ^{12}B расположены строго антисимметрично и уравнивают спины и магнимы в антисимметричных $(n-n)$ - и $(p-p)$ -парах – рис. 3.3.9. Тогда моимп ^{12}B является результатом сложения спинов 4 внешних нуклонов, расположенных на двух z -полюсах нуклида ^{12}B – рис. 3.3.9. Выскажем предположение, что три верхних нуклона, составляющие npr -структуру тритона (рис. 3.3.9), своими zn -осями ориентированы по z -оси остова нуклида. Тогда их ориентация и значения динамических параметров (магнимов) близки к значениям соответствующих параметров тритона (гл. 1.3). В этом случае третий нейтрон центрального z -полюсного квартета, выполняющий функцию второго упаковочного нейтрона на втором z -полюсе нуклида, должен иметь спин, противоположный спину z -полюсного протона – рис. 3.3.9.

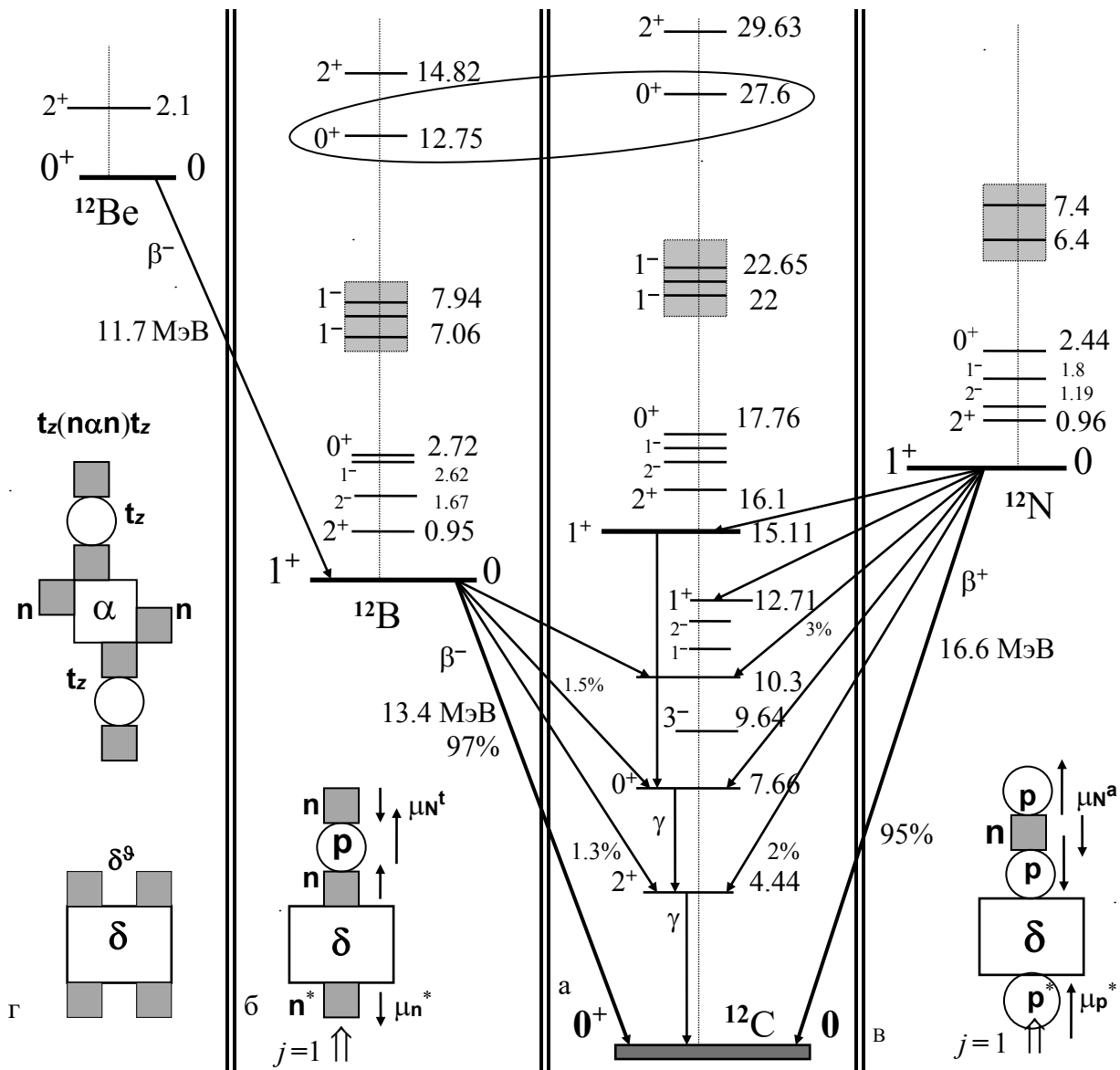


Рис. 3.3.9. Возбуждённые состояния, каналы распада и схемы структур основных состояний изобаров с $A = 12$: ^{12}C (а), ^{12}B (б), ^{12}N (в), ^{12}Be (г),

В первом, сугубо прикидочном приближении предположим, что магнимы трех нуклонов на одном z -полусе ^{12}B равны магнимам соответствующих нуклонов t -трифона (гл. 1.3), а магним четвертого, автономного нейтрона на противоположном z -полусе имеет $\mu_n^* \approx 2$. Тогда суммарный моимп декуплида ^{12}B – рис. 3.3.9 –:

$$j = j_t + s_n = 1/2 + 1/2 = 1, \quad (3.3.21)$$

а его магним (см. гл. 1.3):

$$\mu_B = (\mu_n^+ + \mu_p - \mu_n^-)^t - |\mu_n^*| = \mu^t - \mu_n^* \approx 3 - 2 = 1. \quad (3.3.22)$$

Экспериментальные значения $j_{\text{эксп}} = 1$, $\mu_{\text{эксп}} = 1.002 \mu_N$.

Нуклид ^{12}N имеет **рда**-конфигурацию, аналогичную **ндт**-структуре его зеркального изобара ^{12}B , но вместо **н**-нейтрона и **т**-трифона на двух z -полусах имеет в качестве макушки **р**-протон, а также **а**-триаду.

Аналогично рассмотрению ^{12}B предположим, что в дополнение к δ -тетрадейтриксу по z -оси нуклида ^{12}N линейно размещены остальные четыре нуклона. Три нуклона, составляющие **pnp**-конфигурацию (рис. 3.3.9), аналогичны структуре **a**-третида ^3He . Предположим, что ориентация, спины и магнимы **pnp**-структуры ^{12}N в грубом приближении аналогичны соответствующим величинам **a**-третида. Тогда третий, автономный протон «внешнего» квартета нуклонов должен иметь спин, сонаправленный со спином единственного нейтрона, входящего в состав **a**-триады – рис. 3.3.9. Пусть магнимы нуклонов верхней **pnp**-структуры примерно равны магнимам соответствующих нуклонов **a**-третида ^3He (гл. 1.3), а магним четвертого автономного протона равен $\mu_p^* \approx 2.7$. Тогда суммарный моимп декуплида ^{12}N (также как и для ^{12}B) – рис. 3.3.9 –:

$$j = j_a + s_p = 1/2 + 1/2 = 1, \quad (3.3.23)$$

а его магним (см. гл. 1.3):

$$\Sigma\mu = (\mu_p^+ - |\mu_n| - \mu_p^-)^a + |\mu_p^*| = -|\mu^a| + \mu_p^* \approx -2.2 + 2.7 \approx 0.5. \quad (3.3.24)$$

Экспериментальные значения $j_{\text{эксп}} = 1$, $\mu_{\text{эксп}} = 0.46$.

Следовательно, суммарный магним **pnp**-структуры ^{12}N должен быть по модулю примерно на 0.1-0.15мн больше, чем у третида ^3He . Но может влиять и некоторый наклон z -оси одиночного протона относительно z -оси нуклида. (Отметим, что замечание о возможной прецессии z -оси одиночного, автономного нуклона в **N δ 3N**-конфигурации относится не только к ^{12}N , но и к его изобару ^{12}B).

Две аналоговые **N δ 3N**-структуры ^{12}N и ^{12}B , конечно, не очень уравновешены. Неуравновешенность, ангармоничность даже их основного, невозбуждённого состояния по сравнению с **ae**-структурой при тех же $A=Z+N=12$, неприкаянность полюсных нуклонов, достаточно равнодушное отношение к ним δ -остова наглядно проявляется в сравнении их энергии связи с энергией связи **ae**-структуры ^{12}C . Энергия связи ^{12}B (79.574 МэВ) на 12.6 МэВ, а ^{12}N (73.952 МэВ) на 18.2 МэВ меньше, чем у ^{12}C . И, конечно, в результате β -переходов: $^{12}\text{B} - \beta^- \rightarrow ^{12}\text{C}$ ($T=0.02$ с); $^{12}\text{N} - \beta^+ \rightarrow ^{12}\text{C}$ ($T=0.011$ с) – оба неустойчивых **N δ 3N**-изобара приобретают **ae**-структуру ^{12}C – рис. 3.3.9.

А может ли нуклид ^{12}C иметь **N δ 3N**-структуру своих неустойчивых изобаров ^{12}N и ^{12}B ? Безусловно, **N δ 3N**-структуру (**n δ a** или **p δ t**) нуклид ^{12}C может принять, если его возбудить до энергии $E^* \approx (12.6 + 18.2)/2 \approx 15.4$ МэВ, то есть до энергии примерно равной разности его энергии связи с полусуммой энергий связи его изобаров ^{12}N и ^{12}B . Действительно, при энергии $E^* = 15.11$ МэВ состояние $^{12}\text{C}^*(1^+)$ имеет аналогово-конфигурационную **N δ 3N**-структуру своих изобаров ^{12}N и ^{12}B . Примечательно, что вместе с этой исходной **N δ 3N**-структурой все три изобара имеют несколько последовательных аналоговых состояний с почти равными энергетическими интервалами между ними – рис. 3.3.9.

В качестве еще одного аргумента в поддержку утверждения о сверх устойчивости не только **ae**-остова, но и высокой степени синхронизации **N δ 3N**-структур, заметим, что пороги распада $^{12}\text{C} \rightarrow n \ ^{11}\text{C}$ (18.72 МэВ) и $^{12}\text{C} \rightarrow p \ ^{11}\text{B}$ (15.95 МэВ) с отделением только одного из нуклонов расположены выше возбуждённого уровня $^{12}\text{C}^*(15.11 \text{ МэВ})$, не говоря уже о пороге распада с отделением двух нуклонов (например, порог распада $^{12}\text{C} \rightarrow d \ ^{10}\text{B}$ равен 22.5 МэВ).

О высокой степени конфигурационного подобия некоторых структур возбуждённых изобаров $^{12}\text{B}^*$ и $^{12}\text{C}^*$ свидетельствует и существование аналоговых уровней с очень высокой энергией возбуждения: уровень $^{12}\text{B}^*(0^+, 12.7 \text{ МэВ})$ соответствует $^{12}\text{C}^*(0^+, 27.6 \text{ МэВ})$, а уровень $^{12}\text{B}^*(2^+, 14.8 \text{ МэВ})$ соответствует $^{12}\text{C}^*(2^+, 29.6 \text{ МэВ})$ – рис. 3.3.9.

При этом энергия состояний $^{12}\text{B}^*$ почти равна разности соответствующих энергий $^{12}\text{C}^*$: $E^*(0^+) = 27.6 - 15.1 \text{ МэВ} = 12.5 \text{ МэВ}$, $E^*(2^+) = 29.6 - 15.1 \text{ МэВ} = 14.5 \text{ МэВ}$.

Чрезвычайно устойчивая, симметричная относительно z -оси нуклида плоская ху-модификация $\mathbf{\bar{a}}$ -структуры явилась базисом, на котором Субстанция изваяла, скрутила нуклиды, которые стали ядрами атомов, в нормальных условиях имеющие агрегатное состояние газов: от азота ($Z=7$) до неона ($Z=10$).

Добавление к совокупности $A=13$ еще одного нуклона позволяет в структуре трёх изобар сформировать две основные конфигурации на одном и том же $\mathbf{\bar{a}}$ -остове.

Нечётно-нечётный нуклид ^{14}N (относительная распространённость – 99.6%) имеет возможность связать, наконец, лишний протон в нуклиде ^{13}N L-киральным нейтроном и в результате приобрести $\mathbf{d\bar{a}}$ -структуру – рис. 3.3.10. Эта $\mathbf{d\bar{a}}$ -структура имеет на одной из z -поверхностей $\mathbf{\bar{a}}$ -остова \mathbf{np} -пару. В качестве одного из нескольких, во-первых, предложим для рассмотрения вариант, в котором нейтрон и протон, имеют орбитал $l_n=1$, и противоположный ему спин s_n .

В этом варианте моимп $\mathbf{d\bar{a}}$ -структуры ^{14}N :

$$j = (l_p - s_p) + (l_n - s_n) = 1 - 1/2 + 1 - 1/2 = 1. \quad (3.3.25)$$

Магним изобара ^{14}N :

$$\mu = \mu_p^I + \mu_n^* \cos \varphi_n - \mu_p^* \cos \varphi_p, \quad (3.3.26)$$

где $\mu_p^I = 1$ – магним за счет орбитального движения протона (для нейтрона – $\mu_n^I = 0$), и, соответственно, φ_p и φ_n – углы наклона z_n -осей двух нуклонов относительно z -оси нуклида (его вектора j).

Примем наиболее простое предположение: $\varphi_p \approx \varphi_n \approx \varphi$. Из экспериментов известно, что магним нуклида $\mu = 0.4$. Тогда, из (3.3.26) при неочевидном условии $\varphi_p \approx \varphi_n$ имеем:

$$\mu = 1 + 2.15 \cos \varphi - 2.85 \cos \varphi, \text{ откуда} \quad (3.3.27)$$

$$\cos \varphi = (\mu_p^I - \mu) / (\mu_p^* - \mu_n^*) = (1 - 0.4) / (2.85 - 2.15) \approx 6/7, \text{ то есть } \varphi \approx 30^\circ.$$

Во-вторых, учитывая значения φ_p и φ_n , полученные при рассмотрении магнимов нечётных изотопов ^{13}C и ^{13}N , кажется более реалистичной конфигурация, в которой протон и нейтрон \mathbf{d} -дейтропа не имеют орбитала ($l_p = l_n = 0$), а их спины имеют одинаковое направление. Тогда моимп $\mathbf{d\bar{a}}$ -структуры ^{14}N – рис. 3.3.10:

$$j = s_p + s_n = 1, \quad (3.3.28)$$

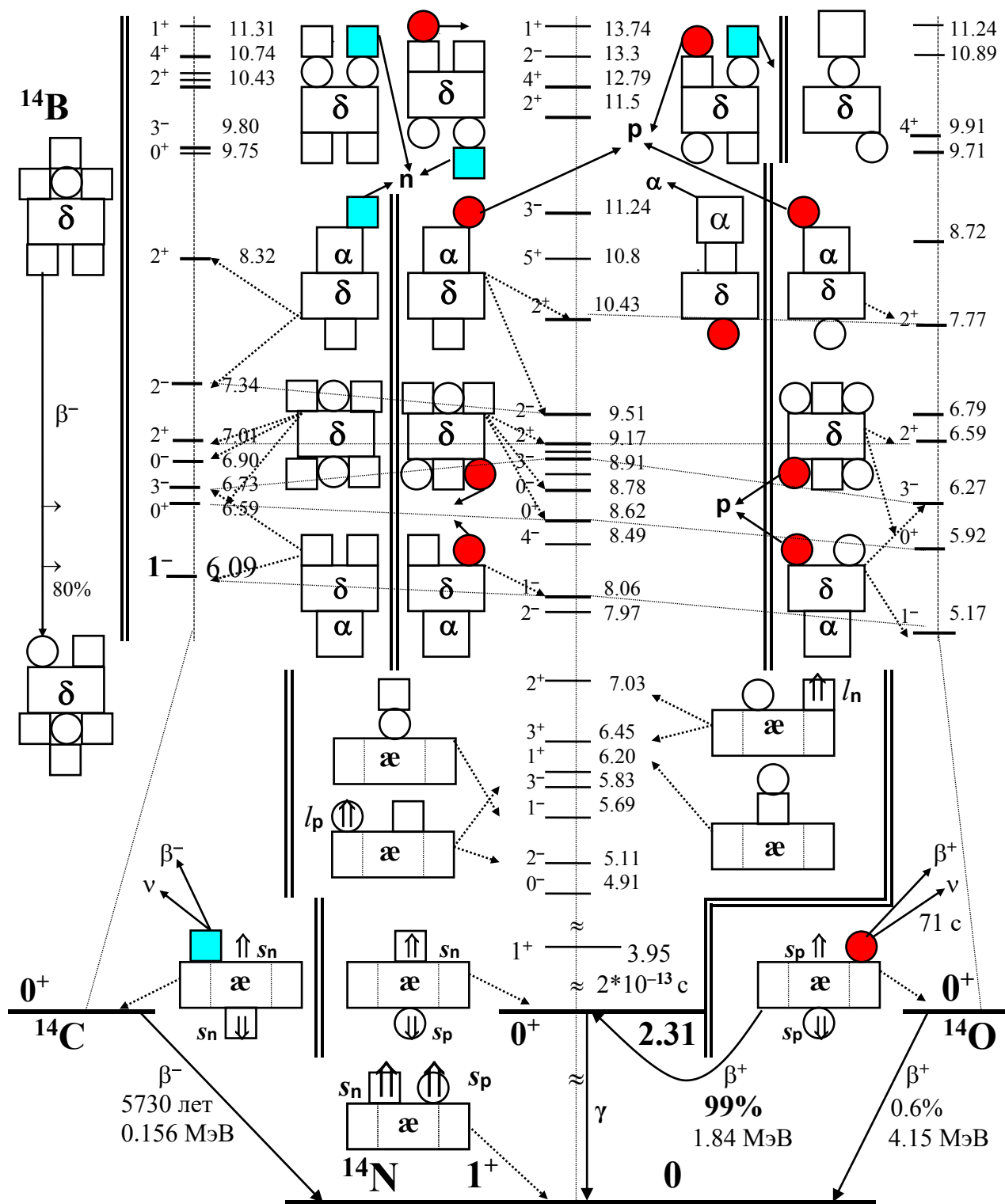
а магним:

$$\mu = -\mu_n^* \cos \varphi_n + \mu_p^* \cos \varphi_p, \quad (3.3.29)$$

Приняв простое предположение: $\varphi_p \approx \varphi_n \approx \varphi$, в этом варианте имеем:

$$\cos \varphi = \mu / (\mu_p^* - \mu_n^*) = 0.4 / 0.7 \approx 4/7, \text{ то есть } \varphi \approx 55^\circ.$$

Отметим, что энергия связи ^{14}N (104.67 МэВ) достаточно велика – на 12.5 МэВ больше энергии связи ^{12}C , то есть изолированного $\mathbf{\bar{a}}$ -остова. Эта величина (12.5 МэВ) вероятнее всего распределяется между парой: нейтрон-протон, причем она почти равна разности энергий их шуб. Следовательно, можно предположить, что $\Delta m_n \approx 10\text{-}12 \text{ МэВ}$, а $\Delta m_p \approx 2\text{-}0.5 \text{ МэВ}$ (что соответствует принятым значениям $\mu_p^* \approx 2.85$, $|\mu_n^*| \approx 2.15$).

Рис. 3.3.10. Структурные схемы возбуждённых состояний изобаров с $A=14$.

Но $d\alpha$ -структуру не могут иметь изобары ^{14}C ($D=2$) и ^{14}O ($D=-2$). Два одинаковых нуклона не могут ужитья вместе на одной и той же полюсной плоскости α -остова. В основном состоянии чётно-чётных нуклидов два одинаковых нуклона обязательно разведены на противоположные полюсы и образуют $N\alpha N$ -структуру – рис. 3.3.10. Оба: $n\alpha n$ -изобар ^{14}C и $p\alpha p$ -изобар ^{14}O – в основном состоянии имеют нулевой спин и магним – их z -полюсные пары $n-n$ или $p-p$ находятся в строго антисимметричных состояниях.

Антисимметричная ($j=0$) **NæN**-структура входит в очень ограниченный круг – клуб самых «жёстких», не поддающихся возбуждению конфигураций. Первый возбуждённый уровень $^{14}\text{C}^*(1^-)$ имеет энергию возбуждения 6.09 МэВ, а его аналог $^{14}\text{O}^*(1^-)$ – 5.17 МэВ.

Антисимметричная по спину ($j=0$) двух разнокиральных полюсных нуклонов **pæп**-структура является первым возбуждённым состоянием $^{14}\text{N}^*(0^+; 2.31 \text{ МэВ})$ – это конфигурационный аналог **NæN**-структур ^{14}C и ^{14}O . Действительно, спины всех нижних возбуждённых уровней $^{14}\text{C}^*$ одинаковы со спинами состояний возбуждения $^{14}\text{O}^*$. Также среди состояний $^{14}\text{N}^*$ имеются надёжно экспериментально идентифицированные аналоги $^{14}\text{C}^*$ – рис. 3.3.10. Характерно, что (как и в варианте аналоговых уровней ^{12}B - ^{12}C - ^{12}N) разность энергий первых двух уровней аналоговой **pæп**-структуры $^{14}\text{N}^*(0^+; 2.31 \text{ МэВ})$ и $^{14}\text{N}^*(1^-; 8.06 \text{ МэВ})$: $\Delta E^* = 8.06 - 2.31 = 5.75 \text{ МэВ}$ – почти равна средней энергии (полусумме энергий) первых возбуждённых состояний $^{14}\text{C}^*(1^-; 6.09 \text{ МэВ})$ и $^{14}\text{O}^*(1^-; 5.17 \text{ МэВ})$:

$$(E_{\text{C}}^* + E_{\text{O}}^*)/2 = (6.09 + 5.17)/2 = 5.63 \text{ МэВ}.$$

Таблица 3.3.3

Параметры аналоговых возбуждённых состояний изобаров с $A = 14$

j^*	\hbar	0^+	1^-	0^+	3^-	2^+	2^-	2^+	3^-	2^+	4^+
$^{14}\text{N}^*$	E^* МэВ	2.31	8.062	8.62	8.912	9.17	9.51	10.43	11.24	11.51	12.79
	$\Gamma(\tau)$ кэВ	92 фс	30	3.8	16	0.135	41	33	220	≤ 30	16
Распады		$\gamma(0)$	γ, \mathbf{p}	γ, \mathbf{p}	γ, \mathbf{p}	γ, \mathbf{p}	γ, \mathbf{p}	γ, \mathbf{p}	$\gamma, \mathbf{p}, \mathbf{d}$	$\gamma, \mathbf{p}, \alpha$	$\mathbf{n}, \mathbf{p}, \alpha$
$^{14}\text{C}^*$	E^* МэВ	0	6.094	6.589	6.728	7.012	7.341	8.318	9.801	10.43	10.74
	$\tau(\Gamma)$ фс		10	4300	96 пс	13	160	3 кэВ	45 кэВ		20 кэВ
$^{14}\text{O}^*$	E^* МэВ	0	5.173	5.92	6.272	6.59	6.79	7.768	8.72	9.715	9.915
	Γ кэВ		38	≤ 50	103	≤ 50		76			100

Принципиальная разница двух конфигураций (**dæ** и **pæп**) для нуклида ^{14}N отчетливо проявляется в ядерных реакциях и особенно заметна в реакциях срыва или подхвата дейтрона. Так, дифференциальное сечение реакции $^{14}\text{N}(\mathbf{d}, \alpha)^{12}\text{C}$ с подхватом дейтрона с z -полюса **dæ**-нуклида ^{14}N ($E_{\mathbf{d}} = 20 \text{ МэВ}$) совпадает с дифференциальным сечением обратной реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \mathbf{d})^{14}\text{N}$ с передачей дейтрона на z -полюс ядра-мишени ^{12}C .

Заключая обсуждение зеркальных изобаров с $A = 14$, отметим, что, хотя энергия связи **næп**-изобара ^{14}C (105.283 МэВ) на 0.626 МэВ больше энергии связи **dæ**-изобара ^{14}N (104.657 МэВ), тем не менее с периодом 5730 лет имеет место β -переход $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$ (с максимальной энергией $E_{\beta} = 0.156 \text{ МэВ}$). Нуклид ^{14}O (энергия связи $E_0 = 98.7 \text{ МэВ}$) с периодом полураспада 71 с совершает β -переход $^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}^*$ – рис. 3.3.10.

И последний штрих: плотность возбуждённых уровней нечётно-нечётного ^{14}N – рис. 3.3.10 – несравненно выше, чем у его нестабильных чётно-чётных изобаров ^{14}C и ^{14}O . Это объясняется добавлением к возбуждениям аналоговой **NæN**-структуры дополнительных возбуждений, присущих только **dæ**-структуре ^{14}N . В **dæ**-структуре пара нуклонов дейтропа **np** $\equiv \mathbf{d}$ может еще и конфликтовать друг с другом, изменять взаимную ориентацию своих спинов, закручивать орбиталы, словом, возбуждаться намного разнообразнее, чем строго ограниченные её **næп**- или **pæп**-изобары.

Вероятность различных каналов γ -переходов в низшее состояние зависит как от конфигураций начального и конечного состояния, так и от их моимпов, так как в однократном переходе излучаемый γ -фотон может изменить моимп нуклида наиболее естественно, наиболее вероятно на $\Delta j = s_{\gamma} = 1$ – рис. 3.3.10.

Изучение возбуждённых состояний изобаров с чётным $A = 16$ (рис. 3.3.11) имеет долгую и блистательную историю. Какие же заключения можно сделать на основе неохватного массива экспериментальных данных?

Самые нижние возбуждённые состояния изобаров с чётным $A = 16$ при условии сохранения структуры чрезвычайно устойчивого α -остова отличаются:

– конфигурацией Н-макушек ($\alpha 4N$, $2N(\alpha)2N$, $N(\alpha)3N$) с различными сочетаниями протонов и нейтронов для $^{16}C^*$, $^{16}N^*$ и $^{16}O^*$;

– орбиталями нуклонов Н-макушки и ориентацией их спинов $j^* = \sum^H l_N + \sum^H s_N$.

Все эти отличия вызывают различия динамики взаимодействия нуклонов Н-макушки как с α -остовом, так и друг с другом и обуславливают энергетические уровни возбуждённых состояний E^* , а также ширины этих резонансов Γ (или их постоянные времени τ).

Различная конфигурация и отличия орбиталей нуклонов Н-макушки и ориентации их спинов проявляются в таких статистических величинах, как:

– вероятности γ -переходов с верхних уровней нуклидов на нижние уровни;

– вероятности β^- -переходов ^{16}N в различные состояния $^{16}O^*$: $^{16}N \rightarrow ^{16}O^*$.

Весьма убедительную и объективную информацию об FGH-структуре $^{16}O^*$ и $^{16}N^*$ предоставляют вероятности возбуждения состояний этих изобаров в различных реакциях:

– подхват нечётного (p, d), (d, a), (d, t), (a, α), (t, a), (p, α), ($\alpha, ^7Li$), ($t, ^6Li$), ($a, ^6Li$) или чётного числа нуклонов (p, t), (p, a), (d, α), ($\alpha, ^6Li$), ($d, ^6Li$), ($t, ^7Li$), ($^{12}C, ^{16}O$);

– срыв нечётного (d, p), (d, n), (t, d), (a, d), (α, t), (α, a), (α, p), (α, n), ($^7Li, \alpha$) или чётного числа нуклонов (t, p), (t, n), (a, p), (α, d), ($^6Li, \alpha$), ($^6Li, d$), ($^7Li, t$), ($^{14}N, ^{12}C$), ($^{16}O, ^{12}C$) и др.

Эти реакции были использованы для соответствующих мишеней с нечётным (^{13}C , ^{15}N , ^{17}O , ^{19}F) или чётным числом нуклонов (^{12}C , ^{14}N , ^{18}O , ^{20}Ne).

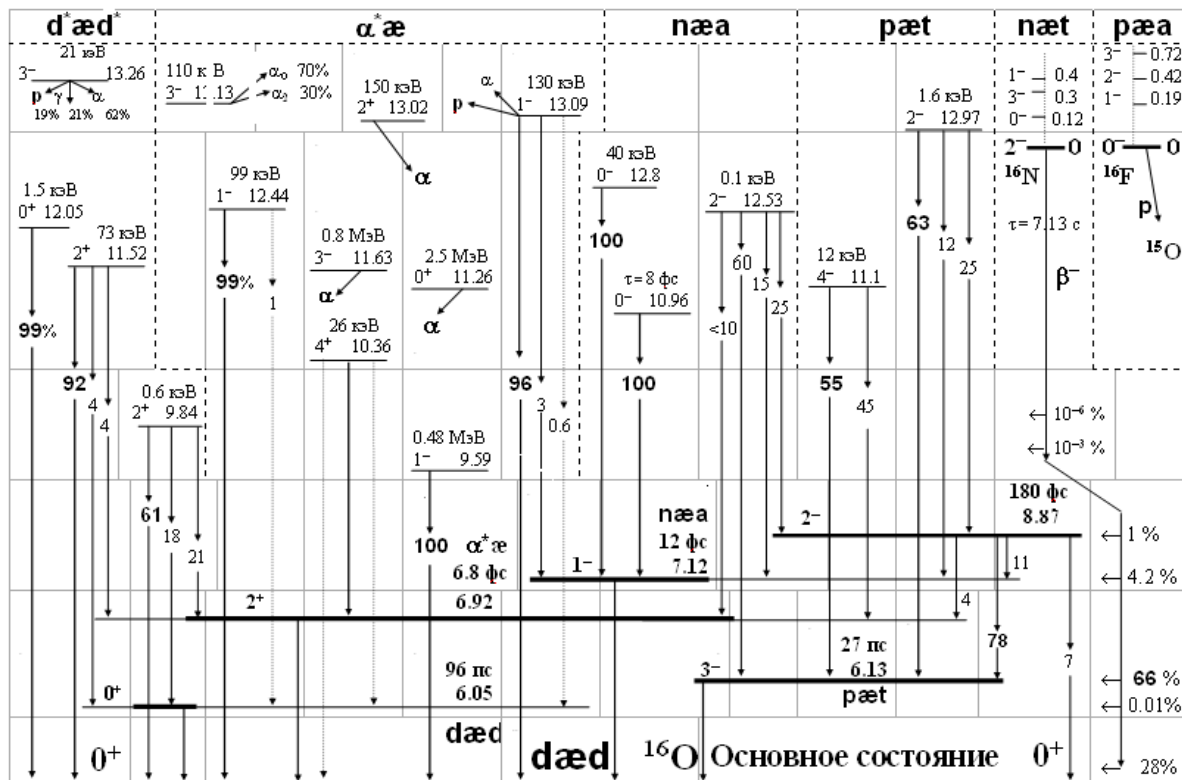


Рис. 3.3.11. Каналы γ -переходов (вероятности переходов – в %) нижних возбуждённых состояний $^{16}O^*$ и их параметры (энергия возбуждения [МэВ], моимп [\hbar] и время жизни τ или ширина резонанса Γ).

Вся совокупность экспериментальных данных приводит к выводу, что в четырех самых нижних возбуждённых состояниях $^{16}\text{O}^*$ реализованы все возможные вышеуказанные конфигурации: $^{16}\text{O}^*(0^+; 6.05)$ имеет **dæd**^{*}-конфигурацию, в которой суммы спинов двух z-полюсных дейтропов взаимно уравнивают друг друга. Следующие по возрастанию энергии возбуждённые состояния имеют **næa**-структуру [$^{16}\text{O}^*(3^-; 6.13)$]; **æa**^{*}-структуру [$^{16}\text{O}^*(2^+; 6.92)$] и **pæt**-структуру [$^{16}\text{O}^*(1^-; 7.12)$] – рис. 3.3.11.

При интерпретации вышеуказанных конфигураций у этих состояний, для их обоснования, были приняты следующие параметры и статистические характеристики:

- вероятности каналов β^- -перехода **pæt**-структуры ^{16}N : $^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}^*$ (переход в аналогичные конфигурации $^{16}\text{O}^*$ наиболее вероятен или, наоборот, очень редок);
- вероятности каналов γ -перехода с верхних уровней $^{16}\text{O}^*$ на более низкие уровни (замечим, что на вероятность γ -перехода, как неоднократно отмечено, огромное влияние оказывают и разности моимпов начального и конечного состояний);
- ширины резонансов (состояния с взаимодействием возбуждённых кластеров, включающих несколько нуклонов, например, **æa**^{*}-структура, имеют большую ширину Γ – до 1 МэВ; напротив, динамические состояния с «возбуждением» только одного нуклона, например, в **næa**- или **pæt**-конфигурациях, являются узкими резонансами, с шириной Γ порядка 1-10 кэВ).

Не исключено, что нуклид ^{16}O в силу ряда объективных условий и субъективных устремлений подвергся самому подробному, всестороннему, тотальному исследованию, по крайней мере, сопоставимому лишь с насилием над ^{12}C и ^{14}N или изотопами ^6Li , ^7Li .

Очень кратко прокомментируем некоторые результаты из огромного множества экспериментальных данных. Параметры нижних возбуждённых состояний $^{16}\text{O}^*$ (энергии E^* , моимпы j^* и ширины Γ), вероятности каналов их γ -переходов, а также вероятности каналов β^- -перехода изобара ^{16}N представлены на рис. 3.3.11.

Таблица 3.3.4
Параметры аналоговых состояний изобаров с $A=16$

	j^*	\hbar	0^-	2^-	1^-	3^-	1^+	2^+	3^+	1^+	2^+	3^+
$^{16}\text{O}^*$	E^*	МэВ	12.8	12.97	13.09	13.26	16.22	16.45	16.82	17.14	17.6	18.04
	Γ (τ)	кэВ	40	1.6	130	21		22				14
Распады			γ, \mathbf{p}	γ, \mathbf{p}	$\gamma, \mathbf{p}, \alpha$	$\gamma, \mathbf{n}, \mathbf{p}, \alpha$	$\mathbf{p}, \mathbf{p}, \alpha$					
$^{16}\text{N}^*$	E^*	МэВ	0.12	0	0.397	0.298	3.353	3.523	3.963	4.32	4.78	5.23
	Γ (τ)	кэВ	8 мкс	7.1 с	6 пс	0.1 нс	15	3	≤ 2	20	59	≤ 4
$^{16}\text{F}^*$	E^*	МэВ	0	0.42	0.19	0.72	3.76	3.86	4.37	4.66	4.98	5.45

Схема низших возбуждённых состояний изобаров с $A=16$ приведена на рис. 3.3.11, а в табл. 3.3.4 приведены параметры их аналоговых состояний с «зеркальной» структурой.

Обратим внимание на полное отсутствие резонансов нечётно-нечётных изобаров в диапазоне энергий 0.4-3.4 МэВ для $^{16}\text{N}^*$ и 0.7-3.7 МэВ для $^{16}\text{F}^*$ – табл. 3.3.4 – при наличии более десяти возбуждённых состояний $^{16}\text{O}^*$ в соответствующем диапазоне энергий. Это обусловлено тем, что нечётно-нечётные изобары могут иметь только **N(æ)3N**-структуры и принципиально не могут образовывать возбуждённые состояния с парой однокиральных нуклонов на одном из полюсов æ-остова, т.е. с **2N(æ)2N**-структурой,

В заключение, можно сделать вывод, что все экспериментальные данные неопровержимо свидетельствуют об адекватности FGH-модели реальной структуре всех нуклидов.

4.3

СТРУКТУРА СРЕДНИХ НУКЛИДОВ С $56 \geq Z \geq 20$

"Действительно, протон и нейтрон, например, взаимодействуют друг с другом через так называемые ядерные силы. С корпускулярной точки зрения, ядерное поле состоит из π -мезонов. Такое поле можно себе наглядно представить в виде "облака" π -мезонов, окружающего протоны и нейтроны. Однако это мезонное облако настолько определяет свойства протона и нейтрона, что мезоны в известном смысле почти структурно входят в протон и нейтрон и потому в этом смысле содержание понятия протона становится неотделимым от содержания понятия π -мезона. Поэтому π -мезоны "ответственны" за ядерные силы, действующие между протонами и нейтронами. Массой π -мезона определяется радиус действия этих сил. Токи мезонного "облака" вокруг протона и нейтрона определяют, по-видимому, магнитные моменты этих частиц."

М.А. Марков

В этой главе, посвященной обсуждению и описанию нуклидов с $56 \geq Z \geq 20$, методологический подход в принципе будет таким же, как и в предыдущих главах, в которых достаточно подробно рассматривались свойства и параметры лёгких нуклидов, в контексте их обусловленности кластерной FGH-структурой этих нуклидов.

Однако будут существенные концептуальные и стилистические отличия. Во-первых, будет значительно сокращена подробность рассмотрения свойств нуклидов. Невозможность тотального, последовательного перебора всех экспериментально идентифицированных нуклидов в ограниченном объёме этой главы заставляет отказаться от всеобъемлющего описания всех аспектов строения, параметров и взаимодействия всех структур.

Мы будем придерживаться мозаичного стиля, останавливая внимание лишь на наиболее важных, возможно, с субъективной точки зрения автора, особенностях, отличиях или, наоборот, закономерностях в поведении выбранных нуклидов или значениях параметров, характеризующих их состояние.

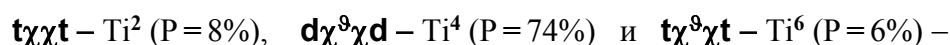
Во-вторых, без детального объяснения будут, по возможности, широко использоваться определения, понятия и представления, условные обозначения и наглядные модели, иллюстрации, которые были введены и неоднократно, подробно обсуждены и прокомментированы в предыдущих главах.

Основной целью этой главы будет выявление и подтверждение основных, самых существенных закономерностей в поведении, свойствах нуклидов, предложенных и описанных в трёх первых главах, а также рассмотрение и обсуждение всех новых черт, особенностей, обусловленных своеобразием FGH-структуры нуклидов с $Z > 21$.

Итак, после формирования $\chi\chi$ -остова при последовательном увеличении числа протонов на z -поверхностях χ -кластеров F-остова могут формироваться кластеры H-макушки различной конфигурации.

Особенности изотопов скандия ($Z=21$) были рассмотрены в гл. 3.3. Устойчивые изотопы титана с $Z=22$ и чётным A из условия симметрии структуры относительно χ -плоскости, в основном состоянии принимают конфигурации с антисимметричными **d**-дейтропами или **t**-тритопами на противоположных z -полюсах $\chi\chi$ -остова.

Три примера таких конфигураций с упаковкой $D=2, 4, 6$:



представлены на рис. 4.3.1 (третий столбец).



Заметим, что изотоп титана $^{44}\text{Ti}^0$ с нулевой нейтронной упаковкой $D=0$, хотя и имеет достаточно симметричную $\mathbf{dx}\chi\mathbf{d}$ -структуру (или трёхэтажный $\mathbf{ax}\chi\mathbf{a}$ -остов с экваториальным χ -кластером и без нейтронной упаковки), но уже является неустойчивым. Отсутствие у него нейтронной упаковки вызывает β^+ -переход $^{44}\text{Ti} - \beta^+ \rightarrow ^{44}\text{Sc}$ с достаточно большим временем полураспада $T^* = 67$ лет.

Если ^{40}Ca завершал совокупность устойчивых чётно-чётных нуклидов с $D=0$, то ^{44}Ti является первым из всех последующих нуклидов ($Z>21$), которые принципиально неустойчивы без нейтронной упаковки ($D=0$).

Конечно, это справедливо и для изотопов хрома ($Z=24$). Чётно-чётный изотоп ^{48}Cr с $\alpha\chi\chi\alpha$ -конфигурацией и $D=0$ претерпевает β^+ -переход $^{48}\text{Cr} \rightarrow ^{48}\text{V}$, а устойчивый изотоп ^{50}Cr упакован, прикручен на двух z -полюсах антисимметричными нейтронами и имеет ху-симметричную $n(\alpha\chi\chi\alpha)n$ -конфигурацию – рис. 4.3.1 (пятый столбец).

Как и все нечётно-нечётные нуклиды с $Z > 7$, нуклиды с $\chi\chi$ -остовом, имеющие чётное A нечётное Z , неустойчивы. Но если изотопы скандия имеют достаточно малое время жизни – рис. 4.3.1 (второй столбец), то $d\chi^9\chi\alpha$ -нуклид ^{50}V с тетранейтронным \mathfrak{g} -поясом ($D=4$) живет столь долго ($T^* = 1.4 \cdot 10^{17}$ лет), что встречается в естественном виде ($P=0.25\%$). Столь долгое (практически бесконечное) время жизни обусловлено двумя взаимосвязанными обстоятельствами. Во-первых, $d\chi^9\chi\alpha$ -структура ^{50}V значительно отличается от своих изобаров. Она отличается и от $t\chi^9\chi t$ -структуры ^{50}Ti (вероятность ε -захвата – $6/7$), и от $n(\alpha\chi\chi\alpha)n$ -структуры ^{50}Cr (вероятность β^- -перехода – $1/7$) – рис. 4.3.1.

Второе обстоятельство, практически запрещающее β^- -переход или ε -захват нуклида ^{50}V , это очень большое значение его моимпа. В основном состоянии оба z -полюсных, не спаренных нуклопа d -макушки ^{50}V имеют орбитал $l_n^d = l_p^d = 3$ и противоположно направленные спины – рис. 4.3.1. Тогда моимп и магним ^{50}V :

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^2 s_n = l_p + l_n + (s_p - s_n) = 3 + 3 + (1/2 - 1/2) = 6;$$

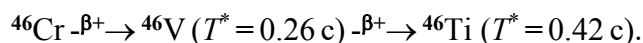
$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 3 + 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n.$$

$$\text{Экспериментальные значения: } j_{\text{эксп}} = 6, \mu_{\text{эксп}} = 3.34.$$

Так как основное состояние ближайших изобаров ^{50}V имеет $j=0$, а их первый возбуждённый уровень – $j=2$, то необходимость сохранения моимпа в обоих возможных β^- -переходе или ε -захвате обуславливает такие кинематические условия этих переходов, чтобы выполнялось требование $\Delta j = 6$ или $\Delta j = 4$.

Это требование может быть выполнено либо за счёт $\Delta j = 4$, передаваемого первичной структуре нуклида ^{50}V за счёт какого-либо внешнего воздействия (нейтрино, фотона, электрона...), либо за счёт $\Delta j = 4$, переданного от нуклонов ^{50}V продуктам его трансформации (конечному изобару, нейтрино, электрону), либо за счёт обоих факторов. Очень малая вероятность, уникальность условий, удовлетворяющих этому требованию, и удлиняет срок жизни ^{50}V до бесконечности.

Для контраста обратим внимание на совершенно противоположный случай. Три чётных изобара с $A=46$: $\alpha\chi\chi\alpha$ -структура ^{46}Cr ($D=-2$), $\alpha\chi\chi t$ -структура ^{46}V ($D=0$) и $t\chi\chi t$ -структура ^{46}Ti ($D=2$) в основном, невозбуждённом состоянии имеют аналогичную конфигурацию и поэтому одинаковый моимп $j=0$. Одинаковость конфигураций этих изобаров и равенство их моимпов создают идеальные условия для последовательных β^+ -переходов:



Контраст периодов полуперехода этих трансформаций $^{46}\text{Cr} \rightarrow ^{46}\text{V} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$ (менее одной секунды) особенно разителен в сравнении с бесконечным временем жизни до возможных переходов $^{50}\text{V} \rightarrow ^{50}\text{Cr}$ или $^{50}\text{V} \rightarrow ^{50}\text{Ti}$. Вот какое значение имеет \mathfrak{g} -пояс! Добавление только четырех нейтронов к изобарам с $A=46$ резко изменяет судьбу двух нуклидов: ^{50}V и ^{50}Cr . Очень существенно изменяется конфигурация их H -макушки и нейтронной упаковки, а потому кардинально изменяется степень их устойчивости: из совершенно негармоничных они становятся гармоничными, вечно устойчивыми структурами.

Заметим, что, если моимпы и магнимы чётно-чётных изотопов ^{20}Ca , ^{22}Ti , ^{24}Cr в основном состоянии равны нулю, то магним нечётно-нечётных изотопов ^{21}Sc и ^{23}V не может быть равен нулю. Это относится, в том числе, и к уже упомянутому $n\chi\chi p$ -нуклиду ^{42}Sc ($D=0$), а также к $a\chi\chi t$ -структуре ^{46}V ($D=0$), у которых моимп $j=0$.

(В скобках заметим, что ^{46}V в состоянии с $j=0$ не может иметь $d\chi\chi\alpha$ -структуру, так как два нуклопа на z -полюсе остова (в том числе $\chi\chi$ -остова) в невозбуждённом состоянии d -дейтропа имеют всегда сонаправленные спины и суммарный моимп $j=s_p+s_n=1$).

Нечётные изотопы вышеупомянутых нуклидов далеко не столь симметричны и гармоничны. Из нечётных изобаров с $A=45, 47, 49$ устойчивы только уже рассмотренный $\chi^9\chi p$ -нуклид ^{45}Sc ($D=3$) с $P=100\%$, а также два изотопа титана: $d\chi^9\chi p$ -нуклид ^{47}Ti ($D=3$) с $P=7.32\%$ и $n\chi^9\chi\alpha$ -нуклид ^{49}Ti ($D=5$) с $P=5.45\%$. Вся тройка этих устойчивых нуклидов имеет $\chi\chi$ -остов, стянутый Θ -поясом.

Заметим, что два неустойчивых нуклида с $A=45, 49$, имеющие Θ -пояс плюс один нуклон, живут достаточно долго: $\chi^9\chi n$ -нуклид ^{45}Ca ($T^*=164$ суток), Θ -зеркальный устойчивому изобару ^{45}Sc , и $p\chi^9\chi\alpha$ -нуклид ^{49}V ($T^*=330$ суток), Θ -зеркальный устойчивому изобару ^{49}Ti . Все другие изобары с $A=45, 47, 49$ имеют значительно меньшее время жизни (основные параметры их переходов представлены в гл. 3.1 Нуклиды).

Отметим, что одиночный нуклон на z -поверхности $\chi\chi$ -остова ощущает себя не очень уравновешенно и для устойчивости структуры нуклида в основном состоянии вынужден иметь орбитальное движение с орбиталом $l=3$. Это относится ко всем уже рассмотренным изотопам Ca ($A=41, 43, 45, 47$) и Sc ($A=41, 43, 45, 47, 49$), а также к изотопам V ($A=49, 51$) и нуклиду ^{49}Ti . Конфигурации этих нуклидов приведены в гл. 3.1 Нуклиды.

Вследствие динамической аналогии таких конфигураций моимп всех этих нуклидов одинаков и равен сумме орбитала и спина одиночного, не спаренного нуклопа:

$$j=l_n+s_n=3+1/2=7/2.$$

Магним нуклидов с чётным Z : $\mu = -\mu_n \cos\varphi_n \approx -2 \cos\varphi_n$.

Магним нуклидов с нечётным Z : $\mu = \mu_p' + \mu_p \cos\varphi_p \approx 3 + 2.8 \cos\varphi_p$.

Основные параметры этих нуклидов ($\mu_{\text{эксп}}$, φ_n) приведены в гл. 2.2 Нуклиды.

Подробное рассмотрение нечётных изотопов этих пяти семейств нуклидов 3Θ -клана, имеющих $\chi\chi$ -остов, представлено в гл. 3.1 Нуклиды.

Добавление еще одного протона принципиально деформирует $a\chi\chi\alpha$ -базис изотопов ^{24}Cr . Два z -полюсных α -кластера сплющиваются и формируют уже обсуждавшийся δ -кластер остова (сопоставьте, например, с аналогичным сплющиванием при переходе от $n\alpha\alpha$ -нуклида ^{21}Ne к $\delta\alpha t$ -нуклиду ^{21}Na).

Все изотопы семейства ^{25}Mn , состоящего в переходной Σ -группе, имеют в основном состоянии $\chi\chi$ -несимметричный $\delta\chi\chi$ -остов (или $a\alpha\chi\alpha$ -базис) с одиночным, не спаренным протоном в некоторой нейтронной упаковке. В гл. 3.1 Нуклиды представлены конфигурации изотопов ^{25}Mn с $1 < D < 5$. Из них устойчив только $n\delta\chi^9\chi d$ -изотоп $^{55}\text{Mn}^5$, имеющий Θ -пояс на $\delta\chi\chi$ -остове и два центральных, антисимметричных, z -полюсных нейтрона-заглушки (ну, и, конечно, не спаренный протон в составе дейтропа) – рис. 4.3.2.

У $\delta\chi^9\chi p$ -изотопа $^{53}\text{Mn}^3$ одиночный протон на пустой z -поверхности χ -кластера находится почти в таком же состоянии, как и у изотопов, например, скандия или ^{49}V .

Моимп и магним ^{53}Mn :

$$j=l_p+s_p=3+1/2=7/2,$$

$$\mu = \mu_p' + \mu_p^d \cos\varphi_p^d \approx 3 + 2.8 \cos\varphi_p^d \quad (\mu_{\text{эксп}} = 5.022).$$

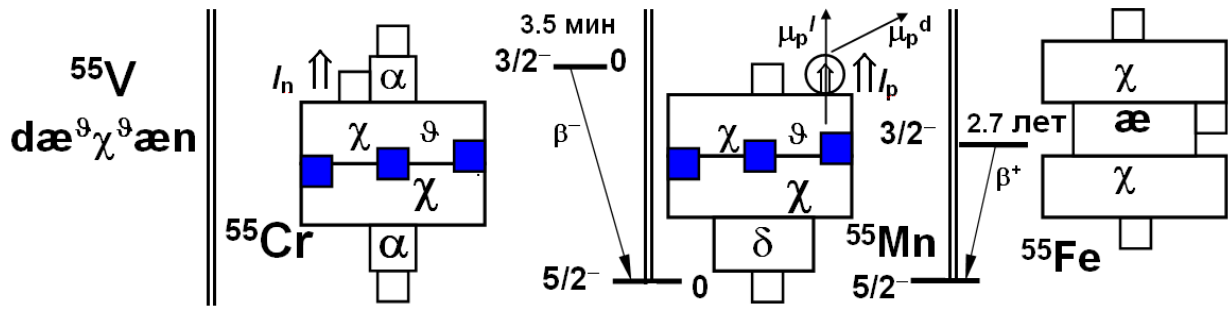


Рис. 4.3.2. Структуры основных состояний изобаров ^{55}V , ^{55}Cr , ^{55}Mn и ^{55}Fe с $A=55$

Однако в результате z -симметризации $\delta\chi\chi$ -остова (или $\alpha\alpha\chi\alpha$ -базиса) двумя z -полносными нейтронами состояние одиночного протона в основном состоянии изотопов $^{51,55}Mn$ по сравнению с состоянием протона в ^{53}Mn изменяется. У этих изотопов протон имеет орбитал $l_p=2$, и, соответственно, моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 2 + 1/2 = 5/2,$$

$$\mu = \mu_p^I + \mu_p \cos\varphi_p \approx 2 + 2.8 \cos\varphi_p.$$

У изотопа ^{51}Mn магним $\mu_{эксп} = 3.57$ ($\varphi_p \approx 56^\circ$), а у ^{55}Mn $\mu_{эксп} = 3.45$ ($\varphi_p \approx 58^\circ$).

И для $\chi\chi$ -несимметричного, «хромононого» $\delta\chi\chi$ -остова ϑ -пояс Афродиты оказывает значительное уравнивающее воздействие. Кроме констатации устойчивости ^{55}Mn не забудем и о том, что период полураспада $\delta\chi^9\chi p$ -структуры (или $\alpha\alpha\chi^9\alpha p$ -структуры) ^{53}Mn превышает миллион лет ($T^* = 3.7 \cdot 10^6$ лет!). И у нечётно-нечётного $\delta\chi^9\chi d$ -изотопа ^{54}Mn , остов которого стянут ϑ -поясом, период полуперехода не мал (порядка года).

Вследствие значительной $\chi\chi$ -несимметрии $\delta\chi\chi$ -остова основные состояния нечётно-нечётных изотопов ^{25}Mn (с чётным A) имеют значительные кинематические отличия. Их параметры подробно обсуждены в гл. 3.1 Нуклиды.

Все изотопы ^{25}Mn с $A > 55$ в результате β^- -перехода и последующих γ -переходов приобретают структуру соответствующих изотопов ^{26}Fe . Тринадцать пар протонов и столько же пар нейтронов позволяют Субстанции скомпоновать $\chi\chi$ -симметричный, очень устойчивый, $\chi\alpha\chi$ -остов с экваториальным, внутренним α -тригелом между двумя внешними χ -пентагелами. Чрезвычайная уравнированность, гармония $\chi\alpha\chi$ -остова, особая симпатия к нему Субстанции зримо, явственно проявляется в распространённости нуклидов ^{26}Fe с $Z=26$. Все устойчивые изотопы ^{26}Fe ($D=2, 4, 5, 6$) имеют очень большую распространённость относительно ближайших нуклидов. Это относится не только к относительной распространённости нуклидов в составе уникальной планеты Земля, не только к нашей родимой Солнечной системе (самому Солнцу и другим планетам), но в полной мере справедливо даже для совсем не нашёнского космического излучения, сформированного очень и очень далеко от «нашей» Галактики.

Наиболее гармоничный изотоп ^{56}Fe ($D=4$), имеет $\chi\alpha\chi$ -остов, симметрично стянутый по экваториальному α -тригелу ϑ -поясом Афродиты. Естественно, что этот изотоп имеет и наибольшую относительную распространённость ($P=91.6\%$). Его распространённость больше, чем у любого нуклида с $Z > 10$.

Но и распространённость других изотопов ^{26}Fe в природе значительна. Даже нечётный изотоп ^{57}Fe ($D=5$) распространён больше, чем любые нуклиды с нечётным A и $Z > 14$, и больше, чем все рассматриваемые в этой главе нуклиды с $Z > 21$ (кроме ^{58}Ni). Если воспользоваться персонажами античной мифологии, то несимметричные нуклиды ^{25}Mn можно назвать именем Гефеста, хромононого от рождения.

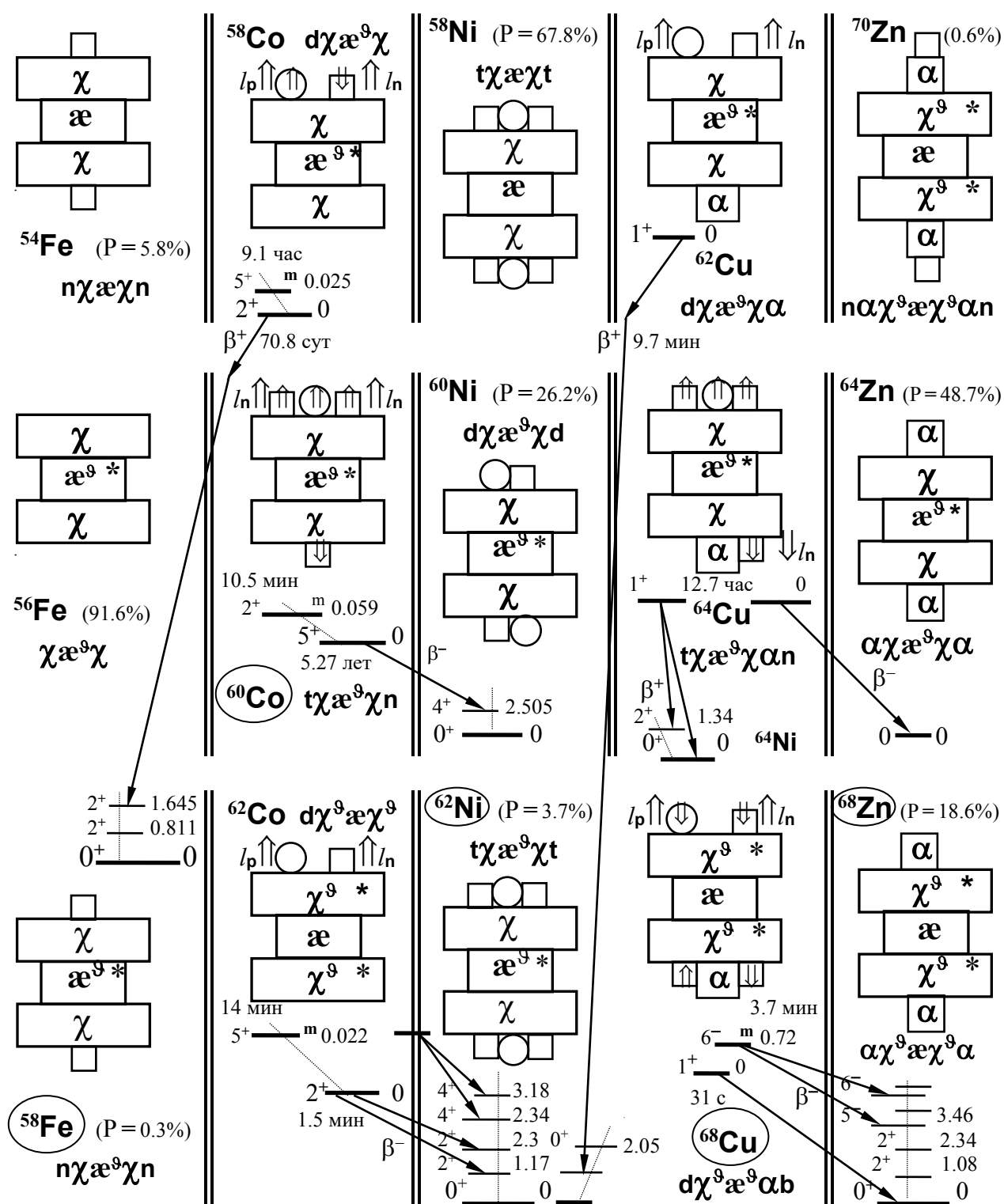


Рис. 4.3.3. Структуры основных состояний чётных изотопов
 E-клана: ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu и ^{30}Zn с $A=54-70$.

А вот симметричные, плотно сбитые нуклиды ^{26}Fe справедливо нарекать Аресом, агрессивным, бесшабашным красавцем, богом распрей и раздоров, авантюристом и сражений. Это объект Природы, который всюду возникает, везде и во всём пытается поучаствовать.

Структуры основных состояний чётных устойчивых изотопов ^{26}Fe ($A = 54, 56, 58$), имеющих трёхэтажный, симметричный $\chi\alpha\chi$ -остов с экваториальным α -кластером, представлены в левом столбце рис. 4.3.3. Добавить какую-либо дополнительную информацию к графическому, условному отображению структуры этих изотопов ^{26}Fe словами особого смысла не имеет.

Фактически это относится и к структуре основных состояний устойчивых чётных изотопов ^{28}Ni ($A = 58, 60, 62, 64$) – третий столбец рис. 4.3.3 – , а также к устойчивым чётным изотопам ^{30}Zn ($A = 64, 66, 68, 70$) – пятый столбец рис. 4.3.3.

Вся пятёрка семейств нуклидов ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu и ^{30}Zn , FGH-структуры трёх чётных изотопов которых представлены на рис. 4.3.3, имеет одинаковый $\chi\alpha\chi$ -остов. Такой своеобразный, гантелеобразный остов впервые, по мере увеличения числа протонов Z , сформирован Субстанцией для изотопов ^{26}Fe . Эта вышеуказанная пятёрка семейств изотопов составляет 3Ξ -клан в третьем периоде Ξ -ассоциации.

Структуры чётных изотопов семейств ^{28}Ni и ^{30}Zn , которые входят в 3Ξ -клан и представлены на рис. 4.3.3, сопроводим лишь очень кратким комментарием.

Во-первых, у всех отмеченных чётных нуклидов Fe, Ni и Zn совершенно одинаковый $\chi\alpha\chi$ -остов. Во-вторых, $\chi\alpha\chi$ -остов для всех этих устойчивых чётных нуклидов упакован или двумя z -полюсными нейтронами ($D = 2$), или экваториальным ϑ -поясом ($D = 4$), или и тем, и другим ($D = 6$). Одно дополнение. У максимально плоского $\chi\alpha\chi$ -базиса Fe возможности удержать два ϑ -обруча вокруг двух χ -кластеров очень велики, но не беспредельны. Изотоп ^{60}Fe ($D = 8$), имеющий $\chi^{\vartheta}\alpha^{\vartheta}\chi$ -конфигурацию, живет очень долго ($T^* = 1.5 \cdot 10^6$ лет), но, тем не менее, имеет место неизбежный переход $^{60}\text{Fe} - \beta^- \rightarrow ^{60}\text{Co}$.

Однако наращивание $\chi\alpha\chi$ -остова вдоль z -оси антисимметричными **d**- или **t**-кластерами Н-макушки в изотопах ^{28}Ni или α -кластерами в изотопах ^{30}Zn позволяет Субстанции скомпоновать устойчивые изотопы ^{28}Ni и ^{30}Zn с нейтронной упаковкой $D = 8$.

Правда, относительная распространённость этих изотопов с двумя ϑ -обручами невелика. У $d\chi^{\vartheta}\alpha^{\vartheta}\chi d$ -изотопа ^{64}Ni относительная распространённость $P = 1.16\%$, а у $\alpha\chi^{\vartheta}\alpha^{\vartheta}\chi\alpha$ -изотопа ^{68}Zn – $P = 18.6\%$ – третий столбец рис. 4.3.3.

В-третьих, упомянем и о том, что Н-макушки изотопов с одинаковыми нейтронными упаковками $D = N - Z = 2, 4, 6, 8$ совершенно идентичны, соответственно, для следующих пар нуклидов: ^{20}Ca и ^{26}Fe (первый столбец рис. 4.3.1 и 4.3.3); ^{22}Ti и ^{28}Ni (третий столбец рис. 4.3.1 и 4.3.3); ^{24}Cr и ^{30}Zn (второй столбец рис. 4.3.1 и пятый – рис. 4.3.3).

И еще один штрих. Если $na\chi\chi an$ -конфигурация ^{50}Cr ($D = 2$) еще устойчива, то более z -вытянутая $na\chi\alpha\chi an$ -конфигурация ^{62}Zn ($D = 2$) без ϑ -пояса уже неустойчива и совершает β^+ -переход $^{62}\text{Zn} - \beta^+ \rightarrow ^{62}\text{Cu}$ с периодом полуперехода $T^* = 9.2$ час.

Если идентификация или интерпретация (первое подразумевает экспериментальный аспект, а второе – аспект феноменологического описания) структуры основных состояний чётно-чётных изотопов Fe, Ni и Zn не вызывает особых трудностей (и моимп, и магним этих состояний равны нулю), то интерпретация конфигурации нечётно-нечётных нуклидов связана с целым рядом проблем. Среди них назовём проблемы точного измерения (идентификации) кинематических величин, характеризующих состояние нуклидов (моимп, магним и т.д.). Интерпретация экспериментальных данных, в свою очередь, неизбежно усложнена необходимостью перебора всех возможных вариантов незапрещенных конфигураций и их проверкой на соответствие значениям моимпов, магнимов, каналов β -, γ -переходов, реакциям резонансного возбуждения и т.д.

Вышесказанное проиллюстрировано обсуждением вариантов FGH-структуры некоторых нечётно-нечётных нуклидов кобальта и меди в гл. 3.1 Нуклиды. Рассмотрим пример.

Знаменитый изотоп ^{60}Co (первые эксперименты группы Ц. Ву 1957 г. по проверке сохранения СР-чётности в β -переходах, в которых были использованы для проверки высказанных «чисто гипотетических» предположений о несохранении СР-чётности в β -переходах именно β -распады ^{60}Co) в основном состоянии имеет $\mathbf{t}\chi\mathbf{a}^9\chi\mathbf{n}$ -конфигурацию.

Оба нейтрона z -полюсного t -триптопа имеют орбитал $l_n^t=2$ и направления спинов, указанные во второй строке рис. 4.3.3. Тогда моимп и магним ^{60}Co :

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^4 s_n = 2*2 + (3*1/2 - 1/2) = 5;$$

$$\mu = \mu_p - 2\mu_n^t \cos\varphi_n^t + \mu_n \cos\varphi_n \approx 2.8 - 2*2 \cos\varphi_n^t + 2 \quad (\mu_{\text{эксп}} = 3.78).$$

Этот изотоп также имеет изомерное состояние. Характерно, что β^- -переход долгоживущего изобара ^{60}Fe с вероятностью 100% идет именно в это изомерное состояние $^{60}\text{Co}^m(2^+; 52.8 \text{ кэВ})$. Из предпосылки чётности Н-макушки изомерного состояния, образуемого в результате β^- -перехода $^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co}^m(2^+)$ исходной чётной $\chi^9\mathbf{a}^9\chi$ -структуры ^{60}Fe , в качестве вероятной рассмотрим $2n\chi\mathbf{a}^9\chi\mathbf{d}$ -конфигурацию $^{60}\text{Co}^m(2^+)$ – рис. 4.3.4.

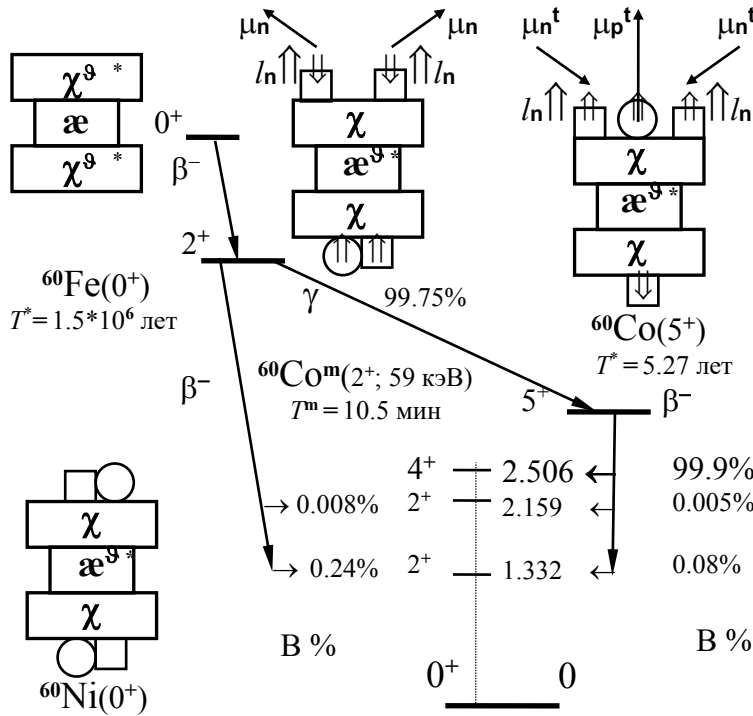


Рис. 4.3.4. Структуры чётных изобаров с $A=60$

Если предположить, что орбиталы пары нейтронов $l_n=1$, то при указанной на рис. 4.3.4 ориентации спинов четырех нуклонов Н-макушки имеем моимп и магним $^{60}\text{Co}^m(2^+)$:

$$j = \Sigma^2 l_n + \Sigma^4 s_n = 2*1 + 2*1/2 - 2*1/2 = 2;$$

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_p^d \cos\varphi_p^d - \mu_n^d \cos\varphi_n^d + 2\mu_n \cos\varphi_n \approx \\ &\approx 2.8 \cos\varphi_p^d - 2 \cos\varphi_n^d + 2*2 \cos\varphi_n. \end{aligned}$$

Экспериментальные значения:

$$j_{\text{эксп}} = 2, \quad \mu_{\text{эксп}} = 4.4.$$

Из основного состояния $^{60}\text{Co}(5^+)$ совершается с подавляющей вероятностью (99.9%) β^- -переход в возбуждённое состояние $^{60}\text{Ni}^*(4^+; 2.506 \text{ МэВ})$, которое, возможно, имеет аналогичную $\mathbf{t}\chi\mathbf{a}^9\chi\mathbf{p}$ -конфигурацию, и с очень малой вероятностью в две $\mathbf{d}\chi\mathbf{a}^9\chi\mathbf{d}$ -структуры: $^{60}\text{Ni}^*(2^+; 1.332 \text{ МэВ})$ и $^{60}\text{Ni}^*(2^+; 2.159 \text{ МэВ})$. А из изомерного состояния $^{60}\text{Co}^m(2^+)$ β^- -переход с очень малой вероятностью (0.25%) идет только на два указанных состояния $^{60}\text{Ni}^*(2^+)$ – рис. 4.3.4.

Однако в подавляющем большинстве случаев из изомерного состояния $^{60}\text{Co}^m(2^+)$ с вероятностью 99.75% совершается γ -переход: $^{60}\text{Co}^m(2^+) \rightarrow ^{60}\text{Co}(5^+)$.

Как следует из рассмотрения несимметричной динамической структуры, как основного $^{60}\text{Co}(5^+)$, так и изомерного состояния $^{60}\text{Co}^m(2^+)$, никакого нарушения Р-симметрии в β^- -переходах даже при их принудительной поляризации принципиально нет.

Обратим внимание на характерную особенность нечётно-нечётных нуклидов начала 3 периода с «незанятыми» z -поверхностями внешних χ -кластеров их остовов и с $D=0$. В основном состоянии этих нечётно-нечётных изотопов их моймп $j=0$: $^{42}\text{Sc}(0; 0)$, $^{46}\text{V}(0; 0)$, $^{50}\text{Mn}(0; 0)$, $^{54}\text{Co}(0; 0)$.

Следовательно, в основном состоянии они имеют **pFn**-структуру: $^{42}\text{Sc}(0; 0)$, $^{50}\text{Mn}(0; 0)$, $^{54}\text{Co}(0; 0)$ –, или **tFa**-конфигурацию – $^{46}\text{V}(0; 0)$. В таких **pFn**-структурах одиночные, не спаренные, не входящие в остов протон и нейтрон, вкрученные в F-остов на его противоположных z -полюсах, имеют обязательно противоположные по направлению спины: $j=s_n-s_p=1/2-1/2=0$. Поэтому проекции псевдовекторов магнимов на z -ось нуклида, как протона, так и нейтрона, имеют одинаковое направление:

$$\mu = \mu_p \cos \varphi_p + \mu_n \cos \varphi_n \approx 2.8 \cos \varphi_p + 2 \cos \varphi_n.$$

А это означает, что имеется ситуация «experimentum crucis»: в «общепринятой» ядерной физике считается, что если суммарный моймп любого (в том числе, основного) состояния нуклида равен нулю, то его магним тоже должен быть равен нулю. Если же в экспериментах будет достоверно установлено, что магним основных состояний $^{42}\text{Sc}(0; 0)$, $^{50}\text{Mn}(0; 0)$, $^{54}\text{Co}(0; 0)$ не равен нулю, то должен быть сделан вывод, что концепты и установки общепринятой ядерной физики не соответствуют действительной FGH-структуре нуклидов и дают суждения, не адекватные реальным свойствам и параметрам нуклидов.

Основные особенности нечётных нуклидов с $\chi\chi\chi$ -остовом, которые составляют пятёрку семейств изотопов 3Ξ -клана Ξ -ассоциации, обусловлены, как структурой их одинакового остова, так и общими закономерностями формирования их персональных чётных G-упаковок и нечётных H-макушек. Фактически состав и параметры H-макушек (**n**, **p**, **d**, **t**, **a**) у нечётных нуклидов 3Ξ -клана в основных чертах аналогичны составу и параметрам H-макушек нечётных нуклидов 3Θ -клана, а также нечётных нуклидов с $20 \geq Z$ рассмотренных в двух предыдущих главах.

Конкретные особенности FGH-структур и кинематических параметров нечётных изотопов семейств Ξ -клана: ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu и ^{30}Zn с $A=57-67$ –, с той или иной степенью подробности рассмотрены и обсуждены в гл. 3.1 Нуклиды..

Добавление одного протона к ($\alpha\chi\chi\alpha$)-базису 30Zn плюс некоторое количество нейтронов G-упаковки сплюсчивает эту z -вытянутую структуру α -целочисленного базиса. Все изотопы 31Ga имеют «переходный», χ -несимметричный $\delta\chi\chi$ -остов плюс не спаренный z -полюсный протоп H-макушки и некоторое число нейтронов G-упаковки.

Для полноты рассмотрения свойств нуклидов переходной Υ -группы в гл. 3.1 Нуклиды представлены вероятные структуры основных состояний, нижние возбуждённые уровни двух изотопов 31Ga и каналы их β^+ -перехода: $\text{Ga} -\beta^+ \rightarrow \text{Zn}$.

Добавление еще одного протона к «переходной» $\delta\chi\chi^9\chi p$ -структуре ^{65}Ga позволяет Субстанции скомпоновать χ -симметричную $n\chi\chi\chi n$ - или $n\chi\chi\chi\chi n$ -структуру ^{66}Ge – рис. 4.3.4. Однако оба изотопа ^{65}Ge ($D=1$), ^{66}Ge ($D=2$), а также ^{65}Ga ($D=3$), ^{66}Ga ($D=4$) имеют недостаточную G-нейтронную упаковку для своего остова и совершают последовательный β^+ -переход $\text{Ge} -\beta^+ \rightarrow \text{Ga} -\beta^+ \rightarrow \text{Zn}$.

Тридцать два протона в совокупности с $N > 32$ нейтронами позволяют Субстанции скомпоновать и накрутить $\chi\chi\chi\chi$ -остов, состоящий из двух пар: пары экваторальных χ -пентагелов и пары χ -тригелов –, и симметричный относительно χ -плоскости. Однако для устойчивости этого четырёхэтажного остова только одного Θ -пояса уже недостаточно. Это и закономерно – этажерка из четырёх χ - и χ -крестов, чтобы плотно прикрутить кластеры и не развалиться, требует к Θ -поясу, как минимум, еще дополнительную пару z -полюсных заглушек-нейтронов, с двух сторон антивинчивающих крестов.

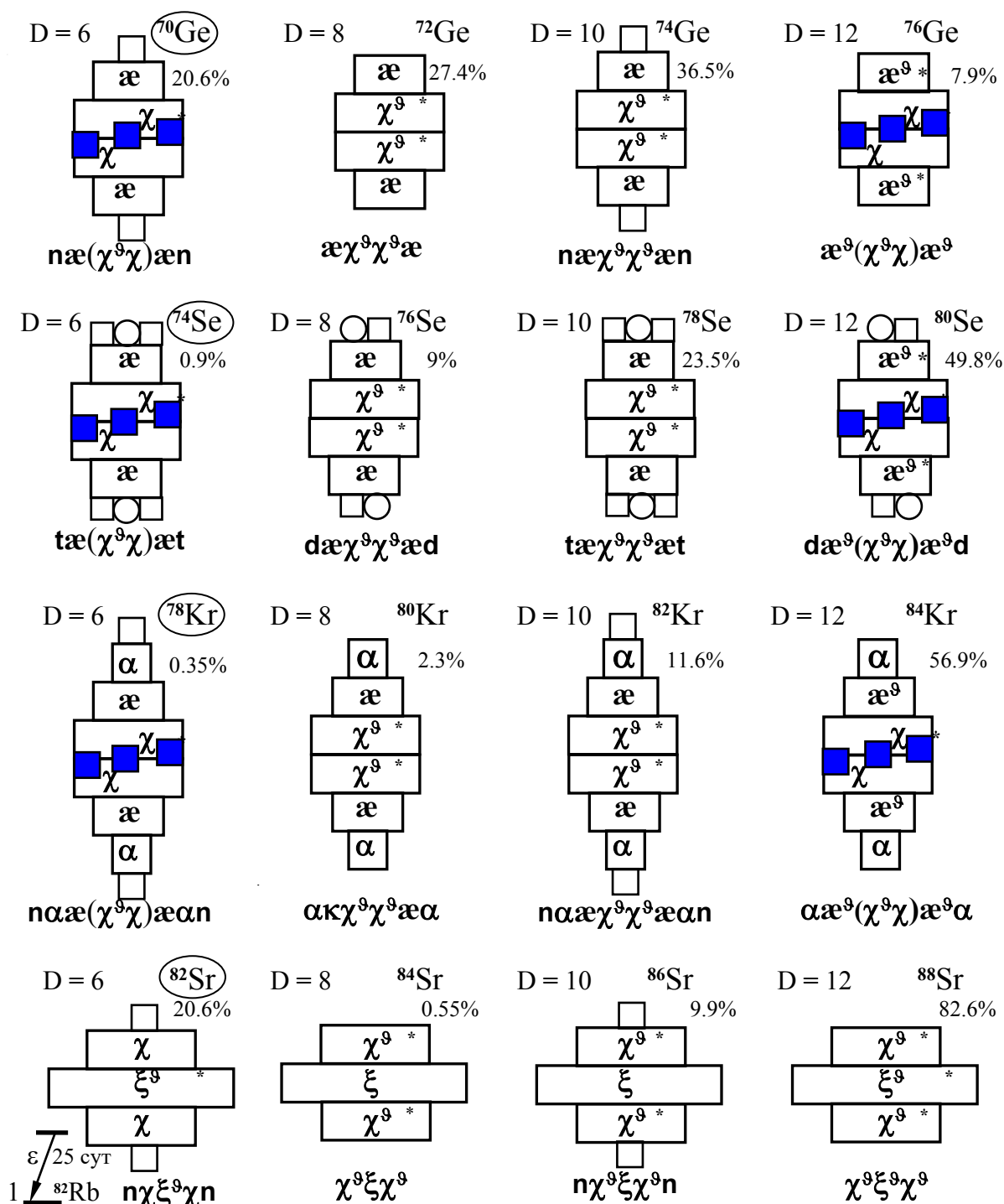


Рис. 4.3.5. Структуры и относительные распространённости изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr , ^{38}Sr с нейтронной упаковкой $D = 6, 8, 10, 12$

Это относится не только к $n\alpha\chi^9\chi\alpha n$ -нуклиду ^{70}Ge , но и к $t\alpha\chi^9\chi\alpha t$ -нуклиду ^{74}Se , и к $n(\alpha\alpha\chi^9\alpha\alpha)n$ -нуклиду ^{78}Kr , которые имеют минимальные значения A среди устойчивых изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr . Структура этих нуклидов с минимальной для устойчивых изотопов нейтронной упаковкой $D=6$ представлена в первом столбце рис. 4.3.5. Заметно, что относительная распространённость самых лёгких устойчивых изотопов ^{70}Ge , ^{74}Se , ^{78}Kr регулярно уменьшается с ростом Z и для ^{78}Kr она очень мала – $P=0.35\%$.

А какова структура наиболее распространённых изотопов для семейств нуклидов с $\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}$ -остовом, какова наиболее элегантная нейтронная одежда, которая больше всего «нравится» природе, которая наиболее гармонична с её точки зрения? Недолго думая, можно «догадаться», что это структура максимально симметрична и относительно z -оси, и относительно экваториальной χ -плоскости $\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}$ -остова.

Для изотопов ^{34}Se и ^{36}Kr , имеющих достаточную z -высоту и обладающих центрирующими стабилизаторами внешних z -поверхностей $\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}$ -остова в составе **d**-, **t**- или α -кластеров, такой наиболее гармоничной структурой будет конфигурация с экваториальным \mathfrak{g} -поясом, расположенным строго посередине между двумя χ -кластерами, в обрамлении еще двух χ -симметричных \mathfrak{g} -обручей вокруг двух внешних \mathfrak{a} -кластеров. Такими структурами являются:

$\mathbf{d}\mathfrak{a}^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\mathfrak{a}\mathbf{d}$ -изотоп $^{80}\text{Se}^{12}$ ($P = 49.8\%$) и

$\mathbf{\alpha}\mathfrak{a}^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\mathfrak{a}\mathbf{\alpha}$ -изотоп $^{84}\text{Kr}^{12}$ ($P = 56.8\%$) –

четвертый столбец рис. 4.3.5.

Правда, $\mathfrak{a}^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\mathfrak{a}$ -изотоп $^{76}\text{Ge}^{12}$ с тремя \mathfrak{g} -обручами имеет не очень большую распространённость ($P = 7.9\%$), но это обусловлено тем, что z -осевая вытянутость собственно $\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}$ -остова без **d**-, **t**- или α -макушек на его z -поверхностях относительно невелика и для такого «голого» остова более соразмерны нейтронные упаковки меньшего состава:

$\mathfrak{a}^{\mathfrak{g}}\chi\chi^{\mathfrak{g}}\mathfrak{a}$ -изотоп $^{72}\text{Ge}^8$ ($P = 27.4\%$) и

$\mathbf{n}\mathfrak{a}^{\mathfrak{g}}\chi\chi^{\mathfrak{g}}\mathfrak{a}\mathbf{n}$ -изотоп $^{74}\text{Ge}^{10}$ ($P = 36.5\%$) –

первая строка рис. 4.3.5.

Остальные чётно-чётные устойчивые изотопы ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr с $D = 6, 8, 10, 12$ представлены на рис. 4.3.5, где, дополнительно к условному обозначению структур, приведена их относительная распространённость P . Заметим, что кроме структур, указанных на рис. 4.3.5, z -вытянутые ^{34}Se и ^{36}Kr имеют еще и устойчивые

$\mathbf{t}\mathfrak{a}^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\mathfrak{a}\mathbf{t}$ -изотоп $^{82}\text{Se}^{14}$ ($P = 9.2\%$) и

$\mathbf{n}\mathfrak{\alpha}\mathfrak{a}^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\mathfrak{a}\mathbf{n}$ -изотоп $^{86}\text{Kr}^{14}$ ($P = 17.4\%$),

у которых три \mathfrak{g} -обруча упаковки дополнены двумя z -полюсными нейтронами.

Итак, после формирования ($\mathfrak{\alpha}\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}\mathfrak{\alpha}$)-базиса для изотопов ^{36}Kr достигнут предел в наращивании структуры вдоль z -оси на $\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}$ -остове при последовательном увеличении числа протонов от $Z = 32$ до $Z = 36$.

Как меняется структура F-остова при прибавлении еще одного α -кластера (при увеличении числа протонов до $Z = 38$)? Ответ подсказывает аналогия – так же, вероятно, как это было с максимально z -вытянутой структурой ^{18}Ag . Согласно этому предположению, для $Z = 38$ и $N > Z$ происходит уплотнение, сплющивание вдоль оси z нуклидов их α - и \mathfrak{a} -кластеров и преобразование в более «плоский», α -целочисленный кластер ξ . При этом формируется и гораздо более плоский $\chi\xi\chi$ -остов в нейтронной упаковке с $D = N - Z$.

Таким образом, из еще одного прибавленного α -кластера, а также двух z -полюсных α -кластеров и двух \mathfrak{a} -кластеров ($\mathfrak{\alpha}\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}\mathfrak{\alpha}$)-базиса ^{36}Kr Субстанция формирует z -симметричный χ -плоский крест, включающий девять α -подструктур (нечётное! число, обеспечивающее его z -осевую симметрию), который в дальнейшем будем называть «нонагелом» и обозначать буквой « ξ » (ξ -нонагел).

Следовательно, изотопы ^{38}Sr имеют «плоский», трёхэтажный $\chi\xi\chi$ -остов, сплюснутый особенно в сравнении со стройной α -шестиразмерной по z -оси ($\alpha\alpha\chi\chi\alpha\alpha$)-фигурой изотопов ^{36}Kr . Естественно, что столь резкое сплющивание остова по z -оси, уменьшение его этажности уменьшает допустимую вариативность устойчивых конфигураций изотопов при изменении их нейтронной упаковки.

Шесть нейтронов уже не могут навсегда стабилизировать $\chi\xi\chi$ -остов и $n\chi\xi^3\chi n$ -изотоп $^{82}\text{Sr}^6$ претерпевает ε -захват: $^{82}\text{Sr} \xrightarrow{\varepsilon} ^{82}\text{Rb}$. Наиболее гармоничен, конечно, $\vartheta\chi\xi^3\chi\vartheta$ -изотоп $^{88}\text{Sr}^{12}$ ($P = 82.6\%$) с тремя тетранейтронами: ϑ -кушак на экваториальном ξ -нонагеле плюс две z -полюсные ϑ -крышки – рис. 4.3.5, нижняя строка. Заметим, что трёхэтажный $\chi\xi\chi$ -остов настолько сплюснут, что уже 14 нейтронам упаковки на нем гармонично разместиться нет возможности.

Изотоп $^{90}\text{Sr}^{14}$ с $n\chi^8\xi^3\chi^3n$ -конфигурацией нейтроноизбыточен, а потому неустойчив и совершает β^- -переход ($^{90}\text{Sr} \xrightarrow{\beta^-} ^{90}\text{Y}$), хотя и ^{82}Se , и ^{86}Kr с той же нейтронной упаковкой $D = 14$, как уже упоминалось, устойчивы. Структуры других устойчивых чётных изотопов ^{38}Sr представлены на рис. 4.3.5 – нижняя строка.

Если интерпретация структуры основного состояния чётно-чётных нуклидов не вызывает особых сомнений, то реконструкция структуры нуклидов с нечётным A не так однозначна, гораздо более вариативна и кроме простого перебора возможных структур N -макушек вызывает необходимость учета кинематических величин (моимп, магним и т.д.), а также других экспериментальных данных.

Начнем со структуры изотопов ^{31}Ga . Ранее упоминалось, что изотопы ^{31}Ga с $D = 3$ и 4 неустойчивы – нейтронная упаковка в составе только одного ϑ -пояса еще недостаточна. Поэтому $^{65}\text{Ga}^3$ и $^{66}\text{Ga}^4$ после β^+ -переходов ($^{65,66}\text{Ga} \xrightarrow{\beta^+} ^{65,66}\text{Zn}$), в конечном счете, преобразуются в структуры с наиболее гармоничной, элегантной нейтронной одеждой: $^{65}\text{Cu}^7$ (два ϑ -обруча) и $^{66}\text{Zn}^6$ (ϑ -пояс плюс две z -полюсные нейтронные заглушки).

Совершенно ясно, что ($\alpha\chi\alpha\chi\alpha$)-базис ^{30}Zn , сверх меры обвешанный нейтронами упаковки, должен изменить свою структуру, а для этого наиболее доступный (для нуклоно стабильных структур – единственный) способ – это β^- -переход. Действительно, нейтроно избыточные нуклиды $^{69}\text{Cu}^{11}$ и $^{69}\text{Zn}^9$ посредством последовательного β^- -перехода преобразуются в устойчивую структуру $^{69}\text{Ga}^7$.

Обратим внимание, что из всех возможных структур с нечётным $A = 69$ устойчивой является только одна – $^{69}\text{Ga}^7$, имеющая $\delta\chi^3\chi^3\alpha\vartheta$ -конфигурацию с двумя ϑ -обручами на двух χ -кластерах. Все остальные структуры с $A = 69$ испытывают неудобство либо от избытка нейтронов (Cu^{11} и Zn^9 – оба с β^- -переходом), либо от их недостатка (Se^1 , As^3 , Ge^5 – все с β^+ -переходом или ε -захватом).

Другие особенности структуры нечётных изобаров с $A = 69$, некоторые особенности спектров их β^- - или β^+ -переходов, спектр их возбуждённых состояний, а также каналы их релаксации достаточно подробно рассмотрены и обсуждены в гл. 3.2 Нуклиды

Как было обсуждено для нуклидов, рассмотренных ранее, их нечётный состав (нечётное число нуклонов $A = Z + N$) накладывает очень большие ограничения на состав нейтронной упаковки их устойчивых изотопов. Каков же состав нейтронной упаковки нечётных устойчивых изотопов ^{31}Ga , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{34}Se , ^{35}Br , ^{36}Kr , ^{37}Rb , ^{38}Sr ?

Вероятная конфигурация всех устойчивых изотопов указанных нуклидов с $38 \geq Z \geq 31$ (их основных или нижних возбуждённых состояний) без подробного обоснования представлена на рис. 4.3.6. В качестве дополнительной информации на рис. 4.3.6 приведены относительная распространённость нечётных устойчивых изотопов и основные параметры распада остальных неустойчивых изотопов.

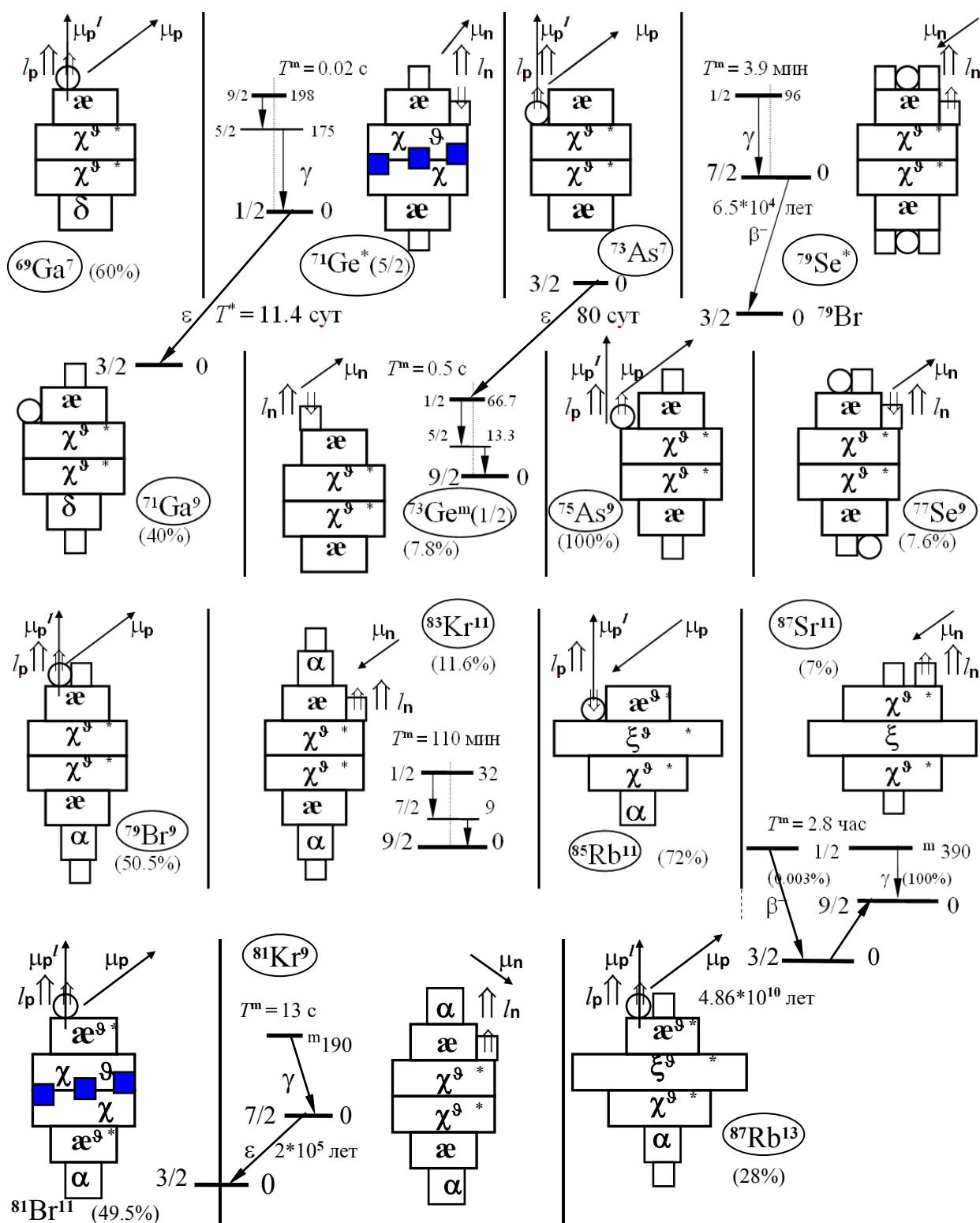


Рис. 4.3.6. Структуры состояний нечётных изотопов ^{31}Ga , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{34}Se , ^{35}Br , ^{36}Kr , ^{37}Rb , ^{38}Sr с $A = 69-87$

Несколько комментариев к структурам, представленным на рис. 4.3.6. Во-первых, отметим, что в глаза бросается аналогия структур двух пар: Cl-Br, K-Rb. В первой паре нуклидов (^{17}Cl - ^{35}Br) структура еще не достигла абсолютно симметричного, максимально z-вытянутого ($\alpha\alpha\alpha\alpha$)-базиса ^{18}Ar и ($\alpha\chi\chi\chi\alpha$)-базиса ^{36}Kr .

А во второй паре в результате добавления еще одного протона «сверх того» нуклиды (^{19}K - ^{37}Rb) приобрели «деформированную», грушевидную, наполовину сплюсненную конфигурацию. Если у ^{17}Cl и ^{19}K по два устойчивых изотопа (Cl^1 , Cl^3 и K^1 , K^3 – см. гл. 4.2-4.3), то и у ^{35}Br и ^{37}Rb тоже два устойчивых изотопа с почти одинаковой распространенностью – рис. 4.3.6. У $\mathbf{d}(\mathfrak{x}^9\chi\chi^9\mathfrak{x}\alpha)\mathbf{n}$ -изотопа $^{79}\text{Br}^9$ два \mathfrak{D} -обруча на $(\mathfrak{x}\chi\chi\mathfrak{x}\alpha)$ -базисе, а у $\mathbf{p}(\mathfrak{x}^9\mathfrak{x}^9\chi\mathfrak{x}\alpha)\mathbf{n}$ -изотопа $^{81}\text{Br}^{11}$ – три \mathfrak{D} -обруча. Отметим, что оба устойчивых изотопа $^{85}\text{Rb}^{11}$ и $^{87}\text{Rb}^{13}$ имеют по три \mathfrak{D} -обруча на грушевидном $\xi\chi\mathfrak{x}\alpha$ -($\mathfrak{x}\xi\chi\alpha$)остове – рис. 4.3.6 (третья и четвертая строки).

Все сказанное относительно грушевидного, χ -несимметричного остова ^{37}Rb можно отнести и к двум устойчивым изотопам χ -несимметричной, «деформированной» структуры ^{31}Ga с той лишь разницей, что оба устойчивые $(\delta\chi^9\chi^9\mathfrak{x})\mathbf{p}$ -изотоп $^{69}\text{Ga}^7$ и $\mathbf{d}(\delta\chi^9\chi^9\mathfrak{x})\mathbf{n}$ -изотоп $^{71}\text{Ga}^9$ имеют по два \mathfrak{D} -обруча на двух экваториальных χ -кластерах – первый столбец рис. 4.3.6.

Все нуклиды с чётным Z имеют только по одному устойчивому изотопу с нечётным A . В своей структуре они имеют по два \mathfrak{D} -обруча плюс один нейтрон ($^{73}\text{Ge}^9$, $^{77}\text{Se}^9$) или еще плюс пара z -полюсных антисимметричных нейтронов ($^{83}\text{Kr}^{11}$, $^{87}\text{Sr}^{11}$). Единственный устойчивый нечётный изотоп имеет и мышьяк – $^{75}\text{As}^9$. Конфигурация всех этих изотопов представлена на рис. 4.3.6.

Очень важный факт, который необходимо отметить. Это неодинаковость моимпов основных состояний чётно-нечётных (^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr , ^{38}Sr) по сравнению с моимпами нечётно-чётных (^{31}Ga , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb) нуклидов. В то же время моимпы основных состояний нечётно-чётных нуклидов у многих изотопов (при нечётном $Z = \text{const}$) одинаковы, и их магнимы достаточно близки по своим значениям.

Так, для указанных на рис. 4.3.6 изотопов ^{69}Ga , ^{71}Ga , ^{73}As , ^{75}As , ^{79}Br , ^{81}Br , ^{87}Rb , а также и для многих других изотопов ^{31}Ga , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb моимп основного состояния нуклидов $j = 3/2$. Можно предположить, что в этих случаях чётное число нейтронов упаковки находится строго в антисимметричных состояниях и они попарно компенсируют друг друга. Тогда моимп указанных нуклидов в одночастичной модели определяется только одним не спаренным протоном: при $l_p = 1$ моимп $j = l_p + s_p = 1 + 1/2 = 3/2$, а их магним: $\mu = \mu_p' + \mu_p \cos\varphi_p \approx 1 + 2.8 \cos\varphi_p$. Экспериментальные значения магнимов изменяются от $\mu_{\text{эксп}} = 1.85$ (^{67}Ga , ^{97}Rb) до $\mu_{\text{эксп}} = 2.7$ (^{71}Ga , ^{87}Rb). Экстремальные значения измерены для «деформированных», χ -несимметричных остовов ^{31}Ga и ^{37}Rb с большим избытком или недостатком нейтронов упаковки. Близко к максимальным значениям имеют магнимы «гармоничных» изотопов с максимальной устойчивой нейтронной упаковкой.

Для более симметричных, z -вытянутых изотопов ^{35}Br (хотя трудно ввести достаточно объективный критерий «более» или «менее» симметричности) или менее симметризованных нейтронной упаковкой изотопов ^{31}Ga и ^{37}Rb значения магнимов группируются около среднего значения $\mu_{\text{эксп}} = 2-2.3$ (нуклиды ^{69}Ga , ^{79}Br , ^{81}Br , ^{81}Rb , ^{89}Rb , ^{91}Rb).

У нечётных изотопов ^{31}Ga , ^{33}As , ^{35}Br в основном состоянии моимп $j = 3/2$ (кроме $^{71}\text{As}^{5(5/2)}$ и $^{69}\text{As}^{3(5/2)}$). Это убедительно свидетельствует о том, что в основном состоянии всех упомянутых нечётных нуклидов не спаренный протон должен находиться в аналогичных динамических условиях с орбиталом $l_p = 1$ и моимпом $j = l_p + s_p = 3/2$. Возможное расположение этого не спаренного протона для обсуждения представим в двух вариантах. Во-первых, протон может иметь орбитальное движение с $l_p = 1$ на z -поверхности внешнего \mathfrak{x} -кластера $\mathfrak{x}\chi\chi\mathfrak{x}$ -остова – первый столбец рис. 4.3.6, на котором дополнительно дана ориентация спина, орбитала и магнима протона для ^{71}Ga , ^{79}Br , ^{81}Br .

Однако, не исключен и другой вариант – орбитальное движение протона с $l_p = 1$ вокруг \mathfrak{x} -кластера на z -поверхности внутреннего χ -кластера.

Этот второй вариант проиллюстрирован в третьем столбце рис. 4.3.6, на котором дана ориентация спина, орбитала и магнима протона для изотопов ^{33}As . Выбор только одного из этих двух предложенных вариантов или обоснование справедливости обоих вариантов (но для изотопов с различной конфигурацией) требует более глубокого исследования с постановкой специально ориентированных экспериментов.

К штриховым контурам добавим только один мазок (информацию к размышлению). Среди уже рассмотренных нуклидов в подобном состоянии с $l_p = 1$; $j = l_p + s_p = 3/2$; $\mu_{\text{эксп}} = 2-2.4$ – одиночный протон находится в нечётных изотопах $^{21,23}\text{Na}$ (имеют $\delta\alpha$ -остов), рассмотренных в гл. 4.2-4.3, и $^{63,65}\text{Cu}$ (имеют $\alpha\chi\alpha\alpha$ -базис).

Завершая обзор нечётно-чётных нуклидов, обратим внимание на то, что грушевидный $\alpha\chi\xi\alpha$ -базис изотопов ^{37}Rb , несомненно, обеспечивает гораздо большую вариативность состояния не спаренного протона при разной нейтронной упаковке.

Действительно, при наличии только одного ϑ -пояса на ξ -нонагеле протон имеет орбитал $l_p = 2$. Для $\alpha\chi^{\vartheta}\xi\alpha p$ -изотопа $^{77}\text{Rb}^3$ моимп и магним:

$$j = l_p - s_p = 3/2; \quad \mu = \mu_p' - \mu_p \cos\varphi_p \approx 2 - 2.8 \cos\varphi_p \approx 0.63 \quad (\text{при } \varphi_p \approx 60^\circ).$$

Для $n\alpha\chi^{\vartheta}\xi\alpha d$ -изотопа $^{79}\text{Rb}^5$ при том же $l_p = 2$ моимп $j = l_p + s_p = 5/2$ (спин меняет только свою ориентацию относительно орбитала не спаренного протона), а магним:

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos\varphi_p \approx 2 + 2.8 \cos\varphi_p \approx 3.37 \quad (\text{при том же значении } \varphi_p \approx 60^\circ).$$

При нейтронной упаковке $D = 7, 13, 15, 17, 23$ изотопы ^{37}Rb имеют вышеупомянутые $l_p = 1$; $j = 3/2$. А вот для $D = 9, 11$ (два ϑ -обруча) и $D = 19, 21$ (пять ϑ -обручей) изотопы Rb имеют протон с орбиталом $l_p = 3$, моимпом $j = l_p - s_p = 5/2$. Магним этих изотопов Rb ($A = 83, 85, 93, 95$):

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos\varphi_p \approx 3 - 2.8 \cos\varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} \approx 1.33-1.43).$$

Взаимная ориентация орбитала и спина одиночного протона для устойчивых изотопов $^{85}\text{Rb}(5/2)$ и $^{87}\text{Rb}(3/2)$ условно показана в третьей строке рис. 4.3.6.

Характерно, что и для одиночного протона, размещенного на одной из «голых» z -поверхностей $\alpha\chi\chi\alpha$ -остова, не имеющих d -, t - или α -кластеров, это состояние является энергетически наиболее экономным.

У $p(\alpha\chi^{\vartheta}\chi\alpha)$ -изотопа $^{69}\text{As}^3$, $d(\alpha\chi^{\vartheta}\chi\alpha)n$ -изотопа $^{71}\text{As}^5$ в основном состоянии не спаренный протон имеет такие же орбитал $l_p = 3$ и моимп $j = l_p - s_p = 5/2$, а магним этих изотопов As находится в тех же пределах, что и для вышеупомянутых изотопов $\text{Rb}(5/2)$:

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos\varphi_p \approx 3 - 2.8 \cos\varphi_p.$$

Правда, при уплотнении нейтронной упаковки это состояние протона уже не остается энергетически наиболее экономным. Так, для изотопа $^{73}\text{As}^7$ с двумя ϑ -обручами (первая строка рис. 4.3.6) основное состояние имеет $j = 3/2$ и лишь в возбуждённом состоянии $^{73}\text{As}^*(5/2; 67 \text{ кэВ})$ протон имеет $l_p = 3$ и $j = l_p - s_p = 5/2$.

Еще одна особенность спектра возбуждённых состояний рассматриваемых нуклидов с нечётным числом протонов нуждается в обсуждении. Этой особенностью является наличие у некоторых нечётных изотопов Br и Rb «изомерных» состояний. К их рассмотрению мы вернемся чуть ниже, в контексте обсуждения изомерных состояний чётно-нечётных изотопов ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr , ^{38}Sr .

Предварительно определимся с самой концепцией «изомерии». Изомерными состояниями нуклидов исторически были названы такие возбуждённые состояния, β -переход

или γ -переход из которых происходит с «достаточно» большим периодом полуперехода T^m . Естественно, что понятие: достаточно большой период T^m – является растяжимым и легко подвергается субъективным трактовкам. Как и многие другие множества, выделяемые на основе некоторых свойств, признаков, определяемые качественными критериями, множество изомерных состояний нуклидов формируется в «результате исторического развития», по взаимной договоренности и «всеобщему согласию» научной общественности или по пионерскому предложению признанных корифеев науки. Учитывая, что изомерные состояния экспериментально были установлены с необходимой достоверностью Б. Курчатовым, И. Курчатовым, Л. Мысовским и Л. Русиновым в 1935 г. в опытах с ^{80}Br ($T^* = 17.7$ мин), его состоянием $^{80}\text{Br}^m$ (86 кэВ; $T^m = 4.4$ часа) и его изотопами ^{82}Br ($T^* = 35.3$ часа) и ^{78}Br ($T^* = 6.5$ мин), остановимся на основных аспектах изомерии, из уважения к историческим фактам, на примере нуклидов с $Z = 32-38$.

Бросая ретроспективный взгляд на рассмотренные ранее нуклиды и их возбуждённые состояния, среди которых неоднократно уже встречались изомерные состояния, можно сформулировать некоторые качественные признаки «изомерии», а также выявить условия её потенциальной возможности, определить сопутствующие ей или связанные с ней количественные соотношения, ограничения.

Сошлемся сначала на наиболее яркие из уже рассмотренных изомерных нуклидов. Как было обсуждено, достаточно ярко изомерные свойства проявляются в структурах нечётно-нечётных нуклидов с «плоским» остовом. У них обе ничем не занятые z -поверхности может занять пара нейтрон-протон в двух конфигурациях. Например, в основном состоянии ^{26}Al имеет **dææ**-структуру, а в изомерном $^{26}\text{Al}^m$ (229 кэВ) – **pææn**-структуру. Или, наоборот, ^{42}Sc в основном состоянии имеет **pχχп**-структуру, а в изомерном состоянии $^{42}\text{Sc}^m$ (618 кэВ) – **dχχ**-структуру.

Принципиальное отличие этих конфигураций сопровождается, во-первых, очень большим отличием их моимпов: для двух состояний ^{26}Al разность $\Delta j = 5$, а для двух состояний ^{42}Sc разность $\Delta j = 7$. А, во-вторых, разность энергетических уровней основного и изомерного состояний сравнительно невелика: для ^{26}Al энергия $E^m = 229$ кэВ, а для ^{42}Sc энергия $E^m = 618$ кэВ. Наконец, нередко эти два обстоятельства сопровождаются тем, что между основным и изомерным состояниями других промежуточных («средних» между ними) состояний с промежуточными значениями моимпа и энергии нет.

Все вышеописанные условия и обстоятельства в их совокупности и взаимосвязи обуславливают внешние признаки изомерии: длительное время существования нуклида в изомерном, так называемом метастабильном состоянии, если оно высвечивается только в результате γ -перехода, а также дополнительно имеет «свой», изомерные каналы β -перехода, не совпадающие с каналами β -перехода основного состояния (если из изомерного состояния осуществляется β -переход).

Итак, обобщая обсуждение изомерных состояний нуклидов, еще раз повторимся: изомерия обусловлена потенциальной возможностью структуры F-остова, которую он предоставляет нуклонам Н-макушки для того, чтобы занимать две различные его z -поверхности, принимать принципиально различные конфигурации, но при этом отличающиеся друг от друга очень небольшим («очень небольшим»? – опять очень субъективно, но что поделаешь...) энергетическим порогом E^m . Вышесказанное полностью относится ко всем уже упомянутым в предыдущих главах изомерам и, нужно ожидать, что и ко всем другим, еще не рассмотренным изомерам.

Поэтому необходимо вскрыть потенциальную возможность, которую предоставляет тот или иной F-остов для реализации принципиально разных конфигураций (состояний) нуклонами Н-макушки, отличающихся небольшим энергетическим порогом.

Основная же особенность рассматриваемых в этой главе изомеров в том, что в отличие от всех предыдущих, это нуклиды с чётным Z и нечётным A . Эта совокупность нечётных нуклидов с чётным Z исторически получила название «остров изомерии» (первый). Каковы же особенности конфигурации $\mathfrak{a}\chi\chi\mathfrak{a}$ -остова, обеспечивающие необходимые (или достаточные) условия изомерии?

Начнем с конкретных примеров. Для нуклида ^{71}Ge не спаренный, «лишний» нейтрон на уравновешенной, антисимметричной $\mathfrak{n}(\mathfrak{a}\chi^9\chi\mathfrak{a})\mathfrak{n}$ -структуре (остов в шестинейтронной упаковке) может занять место либо на z -поверхности внешнего \mathfrak{a} -кластера, либо на оставшейся незанятой z -поверхности внутреннего χ -кластера (первые две строки второго столбца рис. 4.3.6). Такие две возможности для этого конкретно упакованного нуклида ($D=7$) реализованы некоторыми состояниями, отличающимися энергиям и моимпами.

В основном состоянии ^{71}Ge орбитал не спаренного нейтрона $l_n=1$, а спин ему противоположен. Тогда моимп и магним:

$$j=l_n-s_n=1-1/2=1/2; \quad \mu=\mu_n \cos\varphi_n (\mu_{\text{эксп}}=0.546).$$

В другом состоянии $^{71}\text{Ge}^m(198 \text{ кэВ})$, имеющем другую конфигурацию (другую z -поверхность для местонахождения не спаренного нейтрона), этот нейтрон имеет орбитал $l_n=4$ и сонаправленный с ним спин. Тогда моимп и магним:

$$j^m=l_n+s_n=4+1/2=9/2; \quad \mu^m=-\mu_n \cos\varphi_n.$$

А вот между этими двумя состояниями в спектре возбуждённых уровней имеется еще одно состояние – $^{69}\text{Ge}^*(5/2; 175 \text{ кэВ})$. Для этого состояния можно предложить два варианта. Во-первых, можно констатировать, что моимп нейтрона на этом уровне равен моимпу нейтрона в основном состоянии изотопа $^{69}\text{Ge}(5/2; 0)$ – рис. 4.3.6. Отсюда можно сделать заключение, что оно «конфигурационно» подобно положению нейтрона на поверхности \mathfrak{a} -кластера в основном состоянии изобара $^{71}\text{Ge}(1/2; 0)$, имеющего на два \mathfrak{g} -пояса меньше.

Естественно, что из изомерного состояния $^{71}\text{Ge}^m(9/2; 198 \text{ кэВ})$ сначала совершается γ -переход в промежуточное состояние $^{71}\text{Ge}^m(9/2) \xrightarrow{\gamma} ^{71}\text{Ge}^*(5/2)$. И лишь с этого промежуточного уровня совершается γ -переход в основное состояние $^{71}\text{Ge}^*(5/2) \xrightarrow{\gamma} ^{71}\text{Ge}(1/2)$. Конечно, время высвечивания этого промежуточного состояния $\tau \approx 78 \text{ нс}$ неизмеримо меньше времени жизни изомерного состояния T^m .

Однако, небольшая разница энергий изомерного и промежуточного состояний $\Delta E=E^m-E_1^*=23.5 \text{ кэВ}$ и достаточно большая разность моимпов этих состояний $\Delta j=2$ обуславливает метастабильный характер изомерного уровня, хотя и не впечатляет своей длительностью $T^m=0.02 \text{ с}$. Это обстоятельство, в свою очередь, не исключает и другой вариант для $^{71}\text{Ge}^*(5/2)$ – аналогичное местоположение нейтрона на z -поверхности χ -кластера и для изомерного $^{71}\text{Ge}^m(9/2)$, и для промежуточного $^{71}\text{Ge}^*(5/2)$ состояний. Такая конфигурация промежуточного состояния у $^{71}\text{Ge}^*(5/2)$ для полноты картины представлена на рис. 4.3.6, первая строка.

Уплотнение упаковки до двух \mathfrak{g} -обручей на двух экваториальных χ -кластерах и отсутствие двух антисимметричных нейтронов на z -полюсах ($\mathfrak{a}^9\chi\chi^9\mathfrak{a})\mathfrak{n}$ -изотопа ^{73}Ge меняет относительное расположение двух рассмотренных конфигураций. В основном состоянии ^{73}Ge орбитал $l_n=4$; моимп и магним:

$$j=l_n+s_n=4+1/2=9/2, \quad \mu=-\mu_n \cos\varphi_n.$$

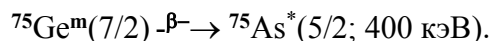
А в изомерном состоянии $^{73}\text{Ge}^m(1/2; 66.7 \text{ кэВ})$ орбитал не спаренного нейтрона $l_n=1$, а спин ему противоположен. Тогда моимп и магним:

$$j=l_n-s_n=1-1/2=1/2, \quad \mu=\mu_n \cos\varphi_n - \text{рис. 4.3.6, вторая строка.}$$

Но и в этом случае между этими двумя состояниями имеется промежуточный уровень $^{73}\text{Ge}^*(5/2)$. Уплотнение нейтронной упаковки удлинит время жизни $T^m = 0.53$ с, на длительность которого в сторону уменьшения T^m действует увеличение разницы энергий возбуждённых уровней $\Delta E = E^m - E_1^* = 54.4$ кэВ. Эта разница является энергией γ -кванта, излучаемого при переходе на промежуточный уровень $^{73}\text{Ge}^*(5/2; 13.3$ кэВ), с которого, в свою очередь, совершается γ -переход в основное состояние с $\tau \approx 78$ мкс – рис. 4.3.6.

Уплотнение упаковки еще на два нейтрона для ^{75}Ge конфигурационно воссоздает z -полносную структуру (два антисимметричных нейтропа) Н-макушки изотопа вышерассмотренного ^{71}Ge . Естественно, что и относительное энергетическое соотношение состояний с $j = 1/2$ и $j = 9/2$ этих двух изотопов одинаково. В основном состоянии у ^{75}Ge , как и у ^{71}Ge , орбитал не спаренного нейтрона $l_n = 1$, а спин ему противоположен. Тогда $j = l_n - s_n = 1 - 1/2 = 1/2$, а магнимы достаточно близки: $\mu = \mu_n \cos \phi_n$ ($^{75}\mu_{\text{ксп}} = 0.51$).

Уплотнение упаковки остова еще на ϑ -обруч сказывается в том, что, в отличие от $^{71}\text{Ge}^m(9/2; 198$ кэВ), в изомерном состоянии $^{75}\text{Ge}^m(139.7$ кэВ) нейтрон имеет орбитал $l_n = 3$ (а не 4, как у $^{71}\text{Ge}^m$), а спин ему сонаправлен. Тогда $j^m = l_n + s_n = 3 + 1/2 = 7/2$, а дополнительная упаковка остова сказывается, во-первых, в том, что увеличивается время $T^m = 47.7$ с, а, во-вторых, в том, что кроме γ -перехода сразу в основное состояние с $E_\gamma = 139.7$ кэВ ($B = 99.7\%$), с небольшой вероятностью ($B = 0.03\%$) совершается β^- -переход изомерного состояния $^{75}\text{Ge}^m(7/2)$ только в одно из возбуждённых состояний $^{75}\text{As}^*$:



Конечно, β^- -переход из основного состояния $^{75}\text{Ge}(1/2)$ совершается на другие уровни: наиболее часто в основное состояние $^{75}\text{As}(3/2; 0)$ ($B = 87.1\%$), и в возбуждённое состояние $^{75}\text{As}^*(3/2; 264.6$ кэВ) ($B = 11.5\%$). Среди других пяти уровней $^{75}\text{As}^*$, которые заселяются в итоге β^- -перехода: $^{75}\text{Ge}(1/2) - \beta^- \rightarrow ^{75}\text{As}^*$ – с малой вероятностью ($B < 1\%$), наименьшую вероятность (0.001%) имеет именно тот единственный уровень $^{75}\text{As}^*(5/2; 400$ кэВ), который высвечивается в β^- -переходе изомерного состояния $^{75}\text{Ge}^m(7/2)$.

Рассмотренные изомерные состояния с $j = 1/2$ и $j = 7/2$ ($9/2$) трёх изотопов $\text{Ge}^{7,9,11}$ в той или иной степени (вариации значений: $4 \geq \Delta j \geq 2$; $400 \geq \Delta E^m \geq 20$ кэВ; вариации T^m от нескольких секунд до нескольких часов) аналогичны и для многих нечётных изотопов ^{30}Zn , ^{34}Se , ^{36}Kr , ^{38}Sr . Такая пара состояний (основное и изомерное) имеет место у этих семейств нуклидов с $D = 1$ (^{69}Se), $D = 5$ (^{73}Se , ^{77}Kr), $D = 7$ (^{71}Ge , ^{79}Kr), $D = 9$ (^{69}Zn , ^{73}Ge , ^{77}Se , ^{81}Kr , ^{85}Sr), $D = 11$ (^{71}Zn , ^{75}Ge , ^{79}Se , ^{83}Kr , ^{87}Sr), $D = 13$ (^{77}Ge , ^{81}Se , ^{85}Kr), $D = 15$ (^{79}Ge , ^{83}Se).

Из этого перечня видно, что изомерными состояниями обладают все наиболее устойчивые чётно-нечётные изотопы ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{36}Kr с нечётными $15 \geq D \geq 5$, имеющие бочкообразный $\text{æ}\chi\chi\text{æ}$ -остов в нейтронной упаковке D . Бросается в глаза и то, что максимальное число изотопов с изомерными состояниями имеют нуклиды с $D = 9$ и 11 , то есть нуклиды, обязательно имеющие по два ϑ -обруча, начиная с ^{30}Zn и включительно по ^{38}Sr .

Подробное рассмотрение FGH-структуры и параметров состояний изотопов, составляющих семейства нуклидов 3Ξ -клана (^{32}Ge , ^{33}As , ^{34}Se , ^{35}Br , ^{36}Kr), также семейство ^{37}Rb переходной Ψ -группы, приведено в гл. 3.2 Нуклиды.

В частности, достаточно подробно обсуждены свойства основных и возбуждённых (в том числе, изомерных) состояний изобаров с $A = 77$, $A = 79$ и $A = 85$ в гл. 3.2 Нуклиды. Для иллюстрации уникальности свойств динамических FGH-структур нуклидов 3Ξ -клана при разном числе протонов и нейтронов в гл. 3.2 Нуклиды также обращено особое внимание на свойства и параметры состояний нечётно-нечётных изотопов ^{33}As , ^{35}Br и ^{37}Rb .

Дальнейшее увеличение числа протонов, начиная с исходного значения $Z=38$, приводит к наращиванию структуры нуклидов вдоль z -оси на уже сформированном, «плоском» $\chi\xi\chi$ -остове. Не останавливаясь на особенностях состава нейтронной упаковки этого остова в изотопах ^{38}Sr , рассмотренных ранее (см. рис. 4.3.5, 4.3.6), задержим внимание на степени сходства, похожести структур $\chi\xi\chi$ -остова ^{38}Sr и $\chi\chi$ -остова ^{20}Ca . Оба этих остова имеют по два «внешних» χ -кластера, которые предоставляют свои z -поверхности для расположения нуклонов Н-макушек при формировании нуклидов с $Z > 20$ и $Z > 38$.

Заметим, что остовы изотопов ^{38}Sr и ^{20}Ca являются рекордсменами Z по степени «сплюснутости» структур вдоль z -оси (конечно, исключая плоский æ -тригел ^6C , не имеющий других кластеров). Если в качестве критерия сплюснутости взять отношение α -размеров α -целочисленных остовов z_α/x_α , то $\chi\xi\chi$ -остов ^{38}Sr имеет наименьший показатель $z_\alpha/x_\alpha = 3/5$, а $\chi\chi$ -остов ^{20}Ca имеет второй показатель $z_\alpha/x_\alpha = 2/3$. Подавляющее большинство нуклидов, начиная с двухэтажной ææ -этажерки ^{12}Mg , имеет $z_\alpha/x_\alpha \geq 1$. Идентичность двух внешних χ -кластеров создает все условия для некоторой аналогии состояния нуклонов Н-макушек с одинаковым составом и для $\chi\xi\chi$ -остова ^{38}Sr , и для $\chi\chi$ -остова ^{20}Ca . Но... Но наличие дополнительного, внутреннего, экваториального ξ -нонагела, который скрепляется, цементируется двумя внешними χ -пентагелами вкупе с внешней нейтронной упаковкой видоизменяет, трансформирует эту «аналогию» до неузнаваемости.

Вот первое отличие. Абсолютно голый $\chi\chi$ -остов изотопа $^{40}\text{Ca}^0$, имея почти одинаковые α -размеры относительно своего центра симметрии «О» по всем трем осям (половинная высота остова: $z^\circ_\alpha = 2/2$; поперечные размеры: $x^\circ_\alpha = y^\circ_\alpha = 3/2$), причем $3/2 \geq z^\circ_\alpha, x^\circ_\alpha, y^\circ_\alpha$, великолепно уравновешен, прилажен, отрегулирован и его плотная структура очень гармонична без всякой нейтронной упаковки.

Это очень выпукло проявляется в относительной распространенности изотопа $^{20}\text{Ca}^0$ в сравнении с распространенностью других пяти устойчивых изотопов ^{20}Ca с $D=2, 3, 4, 6$ и 8 (см. гл. 1.10). Голый трёхэтажный $\chi\xi\chi$ -остов изотопа $^{38}\text{Sr}^0$, имея α -размеры относительно своего центра симметрии, большие или равные $3/2$ ($z^\circ_\alpha = 3/2, x^\circ_\alpha = y^\circ_\alpha = 5/2$), без нейтронной упаковки неустойчив.

Замечание. В дальнейшем тексте α -целочисленную этажность F-остовов нуклидов будем обозначать наряду с z_α буквой $f = z_\alpha$. Так, для остовов Mg , Ca этажность $f=2$, для остовов Si , Fe – $f=3$, Ar , Mo – $f=5$. Если параметры структуры, пространственной конфигурации нуклидов будут привлекаться к рассмотрению в контексте с z_α - или x_α -, y_α -размерами α -целочисленных остовов, то будут использоваться соответствующие индексы осей измерения: $f_z(z_\alpha)$, $f_x(x_\alpha)$.

Для уравновешивания, саморегулирования, связывания своих ξ - и χ -кластеров устойчивым изотопам ^{38}Sr обязательно нужна существенная («гармоничная») нейтронная упаковка. Симметричные, тетранейтронные ϑ -обручи этой упаковки симметрично заполняют ниши, уступы голого остова, сглаживая, округляя его внешний, пограничный слой, прикручивая, сшивая примыкающие поверхности его ξ - и χ -кластеров. Большая часть нейтронной упаковки при этом выполняет функцию экваториального или меридиальных ϑ -обручей, симметрично охватывающих в xy -плоскости цилиндр F-остова с z -осевой симметрией, утопающих в нишах между крестообразными выступами его кластеров.

Учитывая важное значение ϑ -обручей, охватывающих по периметру в xy -плоскости остова нуклидов, и их особую роль в стабилизации и устойчивости структуры нуклидов, в дальнейшем тексте периметрическую упаковку, то есть совокупность таких ϑ -целочисленных обручей, будем обозначать буквой G .

Выбор этой буквы навеян разнообразными функциями выделенной части нейтронов в FGH-структуре нуклидов, ее размещением и своеобразной пространственной асимметрией, α -смещением положения нейтронов каждого её тетранейтронного \mathfrak{D} -обруча.

С разных сторон это можно приблизительно выразить, описать, уточнить такими терминами, понятиями-разъяснениями: покров (garment), наряд, одеяние (garb), кожух, защита, ограждение (guard), оковы, кандалы (gyve), пояс, кушак (girdle), обвязка (girt), сжатие, зажатие, хватка, удержание (grasp, grip), затычка, заглушка (gag), внешние очертания (gabarit), клей (glue), «греческий крест» (gammadion)...

Малой буквой g будем обозначать целое число \mathfrak{D} -обручей. Так, для нуклида $^{56}\text{Fe}^4$ (рис. 4.3.3) $g = 1$, для $^{80}\text{Kr}^8$ (рис. 4.3.5) $g = 2$, для $^{96}\text{Mo}^{12}$ (рис. 4.3.7) $g = 3$ и т.д.

Часть нейтронов упаковки, которые остались вне \mathfrak{D} -целочисленных обручей и число которых равно $3 \geq D - 4g$, размещается на внешней части, в основном на z -поверхностях остова (выполняя роль z -полюсных заглушек), в меру своих возможностей уравнивая или, наоборот, раскачивая, разбалтывая его. Конечно, роль z -полюсных заглушек, регуляторов, стабилизаторов «плоского» остова великолепно исполняют z -полюсные α -, \mathfrak{t} -, \mathfrak{d} -кластеры, которые вместе с нейтронами в своем составе имеют и протоны, а для некоторых нечётно-чётных нуклидов и одиночные, взвинченные, «шальные» протоны.

Структура устойчивых и некоторых неустойчивых изотопов $_{38}\text{Sr}$ с различной нейтронной упаковкой представлена на рис. 4.3.7, 3.3.3.

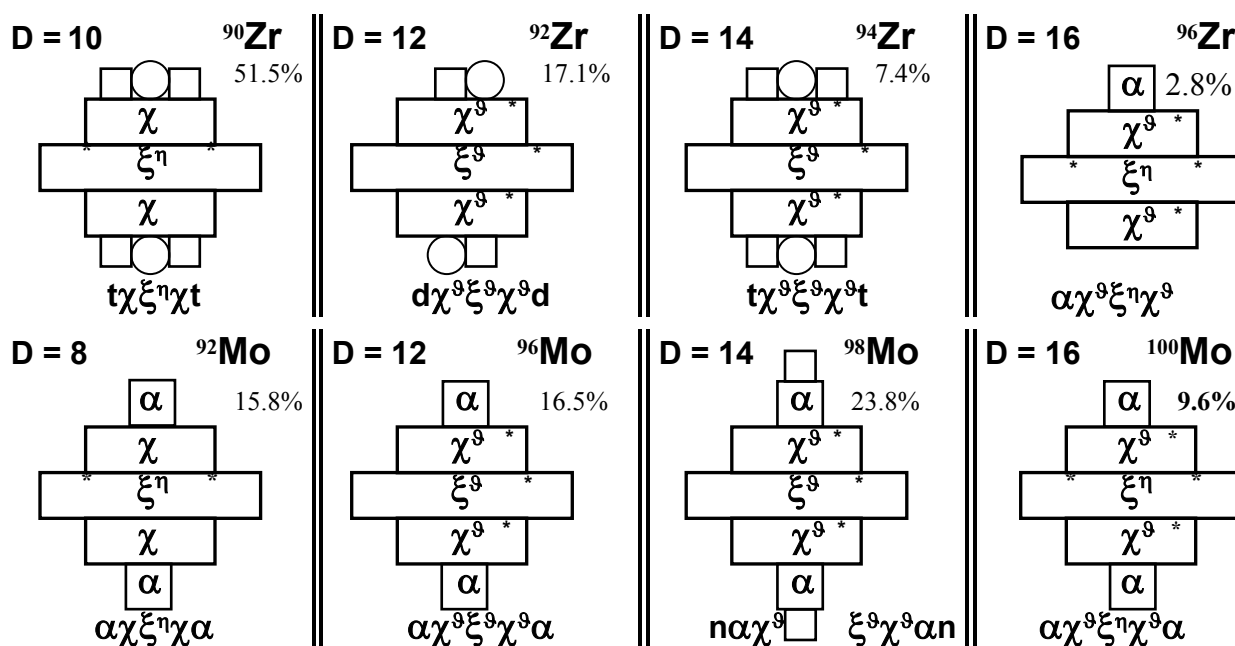


Рис. 4.3.7. Структуры и относительные распространённости устойчивых чётных изотопов $_{40}\text{Zr}$, $_{42}\text{Mo}$ с нейтронной упаковкой $D = 8, 10, 12, 14, 16$.

Структура чётно-чётных устойчивых изотопов $_{40}\text{Zr}$ и $_{42}\text{Mo}$ представлена на рис. 4.3.7. Перед изотопами $_{40}\text{Zr}$ с чётными $D = 10, 12, 14, 16$ всегда стоит дилемма выбора структуры Н-макушки. Ведь на $\chi^{\mathfrak{g}}\xi^{\mathfrak{g}}\chi$ -остове (скручен двумя \mathfrak{D} -обручами) есть возможность антисимметрично разместить пару \mathfrak{d} - или \mathfrak{t} -кластеров на его противоположных z -полюсах: $^{90}\text{Zr}^{10}$, $^{92}\text{Zr}^{12}$, $^{94}\text{Zr}^{14}$ – рис. 4.3.7. Но можно в исключительных, стесненных, вынужденных условиях поступиться принципом полной, абсолютной ху-симметрии и из двух протонов скомпоновать α -кластер, но только на одной z -поверхности остова.

Такая гипотетическая конфигурация представлена на рис. 4.3.7 структурой ${}^{96}\text{Zr}^{16}$ с тремя ϑ -обручами и дополнительно ϑ -крышкой на той z -поверхности, которая не занята α -кластером.

А какая из структур, представленных на рис. 4.3.7 (первая строка), наиболее гармонична, то есть имеет наибольшую относительную распространённость? И вновь обратимся к аналогии. Трёхэтажный $\chi\xi\chi$ -остов с парой **d**- или **t**-заглушек изотопов ${}^{40}\text{Zr}$ невольно напоминает тоже трёхэтажный $\chi\alpha\chi$ -остов изотопов ${}^{28}\text{Ni}$ – рис. 4.3.3. Эта аналогия трёхэтажных структур с парами **d**- или **t**-заглушек трансформируется в аналогию распространённости изотопов ${}^{28}\text{Ni}$ и ${}^{40}\text{Zr}$. У обоих семейств нуклидов устойчивый изотоп с наименьшей упаковкой имеет наибольшую относительную распространённость: ${}^{58}\text{Ni}^{12}$ (68%) и ${}^{90}\text{Zr}^{10}$ (51%), а затем при последовательном увеличении нейтронной упаковки на два нейтрона распространённость их устойчивых изотопов постепенно уменьшается.

Еще один штрих сходства. У трёх предшествующих ${}^{28}\text{Ni}$ и ${}^{40}\text{Zr}$ семейств нуклидов с чётным Z наибольшую распространённость имеют изотопы с упаковкой, большей на два нейтрона, то есть имеющие 1 или 3 ϑ -пояса ($D=4$ или $D=12$).

Это относится к ${}^{22}\text{Ti}^4$ ($P=74\%$), ${}^{24}\text{Cr}^4$ ($P=84\%$), ${}^{26}\text{Fe}^4$ ($P=92\%$) (все эти наиболее распространённые изотопы имеют ϑ -пояс Афродиты). Это относится и к ${}^{34}\text{Se}^{12}$ ($P=50\%$), ${}^{36}\text{Kr}^{12}$ ($P=57\%$), ${}^{38}\text{Sr}^{12}$ ($P=83\%$), все имеющие в составе нейтронной упаковки ровно по три ϑ -обруча. Такое отличие нейтронной упаковки для наиболее распространённых изотопов свидетельствует о больших стабилизационных возможностях двух антисимметричных, взаимно перпендикулярных в xy -плоскости z -полюсных **t_x**- и **t_y**-тритопов именно для трёхэтажных $\chi\alpha\chi$ -остова ${}^{28}\text{Ni}$ и $\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi$ -остова ${}^{40}\text{Zr}$. Это как бы крест, разнесенный на противоположные z -поверхности своими перпендикулярными поперечинами.

Прибавление к структуре ${}^{40}\text{Zr}$ еще двух протонов дает Природе великолепный шанс. И Природа воспользовалась им. Сформированный Субстанцией ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базис, в различной нейтронной упаковке для нескольких устойчивых изотопов ${}^{42}\text{Mo}$, представленных на рис. 4.3.7 (вторая строка), уникален и по некоторым параметрам является абсолютным рекордсменом среди всех нуклидов.

В чем же уникальность ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базиса изотопов ${}^{42}\text{Mo}$? Неповторимость этой структуры в том, что она абсолютно xyz -симметрична относительно трёх взаимно перпендикулярных осей. Она имеет одинаковые α -размеры во всех трёх направлениях $z_{\alpha}=x_{\alpha}=y_{\alpha}=5$ и с полным основанием может быть названа квазисферической. Ее пятиэтажный остов по экватору имеет ξ -нонагел с α -пятикратными x -, y -поперечинами. Столь xyz -симметричную структуру можно сопоставить только со столь же квазисферической **dad**-структурой ${}^{16}\text{O}$ ($z_{\alpha}=x_{\alpha}=y_{\alpha}=2$). Но пожалуй, констатацией квазисферичности можно и ограничить круг их аналогий – их отличия слишком велики и носят качественный характер.

У Природы была еще одна возможность слепить квазисферическую $\alpha\chi\alpha$ -структуру ($z_{\alpha}=x_{\alpha}=y_{\alpha}=3$). Однако, как было рассмотрено в гл. 1.7, Природа «пошла другой дорогой». Квазисферической $\alpha\chi\alpha$ -структуре Субстанция категорически предпочла энергетически более экономный $\alpha\alpha\alpha$ -остов изотопов ${}^{14}\text{Si}$.

А в чем же проявляется уникальность ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-фигуры, которую за ее совершенство, безупречную симметрию можно с полным основанием назвать Аполлоном? Во-первых, совершенной фигуре Аполлона подходит нейтронная одежда в очень широком диапазоне – от двух ϑ -кушаков ($\alpha\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi\alpha$)-изотопа ${}^{92}\text{Mo}^8$ до их квартета в ($\alpha^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha$)-изотопе ${}^{100}\text{Mo}^{16}$ – рис. 4.3.7. Повторяется до сих пор самый большой диапазон нейтронной упаковки $\Delta D = D_{\text{макс}} - D_{\text{мин}} = 8$ для устойчивых изотопов ${}^{20}\text{Ca}$ ($8 \geq D \geq 0$), который имеет место также для ${}^{34}\text{Se}$ и ${}^{36}\text{Kr}$. Это первый признак совершенства ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-фигуры Аполлона.

Второй признак – пара устойчивых изотопов с нечётным A – $^{95}\text{Mo}^{11}$ ($P=15.7\%$) и $^{97}\text{Mo}^{13}$ ($P=9.5\%$). Такая пара до сих пор встречалась среди нуклидов с чётным Z только у почти сферического ^{22}Ti . Например, у сверхстройной, сверхизящной Анадиомены, имеющей такую же α -пятикратную z -высоту ($\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha$)-фигуры ^{18}Ar , таких устойчивых изотопов совсем нет, а у других предшествующих нуклидов с чётным Z имеется только по одному изотопу с нечётным A . Если к четырем изотопам, представленным во второй строке рис. 4.3.7, добавить еще один устойчивый изотоп $^{98}\text{Mo}^{14}$ ($P=23.8\%$), то получим третий признак уникальности остова – семь устойчивых изотопов ^{42}Mo .

Такое большое число устойчивых изотопов встречается впервые, но, как известно, не является рекордным. А вот четвертый признак совершенства ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-фигуры Аполлона является абсолютно рекордным. Наибольшая распространённость устойчивого изотопа $^{98}\text{Mo}^{14}$ ($P=23.8\%$) очень невелика, а наименьшая распространённость изотопа $^{94}\text{Mo}^{10}$ ($P=9\%$) совсем не мала. Остальные пять устойчивых изотопов ^{42}Mo , включая и два изотопа с нечётным A , конечно, имеют $9\% < P < 23.8\%$. Абсолютно рекордными являются не только столь малое значение $P_{\text{макс}}=23.8\%$ и столь большое значение $P_{\text{мин}}=9\%$, но и близость, приближенное равенство значений относительной распространённости P для всех (всех без исключения!) семи устойчивых изотопов ^{42}Mo . Вот что значит гармоничный, совершенный, симметричный ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базис! Аполлону не просто подходит любая «нейтронная одежда» с $16 \geq D \geq 8$, ему нравится любая из них, он убежден, что безупречно выглядит в любой из них, что в любой из них он неотразим. Для Субстанции все семь устойчивых изотопов ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базиса равноправны, они равно симпатичны ей и она создала, породила их в равном количестве.

Забегая далеко вперед, в структуру атомов, укажем и пятый признак совершенства, симметрии ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базиса. Предельно симметричные, например, ($\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$)-изотоп $^{96}\text{Mo}^{12}$ или $n(\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha)n$ -изотоп $^{98}\text{Mo}^{14}$ предельно симметрично «поляризуют» окружающую их «глюонную» и «валентную» периферию. Поэтому и электроны, окутывающие эти ядра атома ^{42}Mo , занимают в этой ядерной периферии «выделенные» им места с очень высокой точностью, их энергетическое состояние отличается очень высокой стабильностью, очень малым допуском на «энергию связи» электронов. Особенно это относится к состоянию электронов, наиболее близко расположенных к ядру, наиболее интенсивно взаимодействующих с его полем, то есть электронов К- и L-оболочки. Точность, стабильность энергетического состояния электронов К- и L-оболочки должна неизбежно проявляться в рекордной прецизионности рентгеновского излучения этих изотопов в соответствующем диапазоне, то есть К- и L-линий рентгеновского спектра.

А каковы конфигурации и свойства нечётно-чётных и чётно-нечётных нуклидов? Все устойчивые нуклиды $^{89}\text{Y}^{11}$, $^{91}\text{Zr}^{11}$, $^{93}\text{Nb}^{11}$ и $^{95}\text{Mo}^{11}$ имеют $D=11$ и других устойчивых изотопов у ^{39}Y , ^{40}Zr и ^{41}Nb больше нет, а у ^{42}Mo , как уже было сказано, есть и второй устойчивый изотоп $^{97}\text{Mo}^{13}$.

Из этого наипростейшего перебора устойчивых структур нуклидов на $\chi\xi\chi$ -остове отчетливо видно: все нуклиды с $42 \geq Z \geq 38$, имеющие $g=f=3$ (число ϑ -обручей $g=3$ равно этажности остова $f=3$), устойчивы. Это относится не только к ^{88}Sr (рис. 4.3.5), ^{92}Zr , ^{94}Zr , ^{96}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo (рис. 4.3.7), но и к единственным устойчивым изотопам ^{89}Y и ^{93}Nb (рис. 4.3.8). Это соотношение позволяет сформулировать вывод: каждый α -целочисленный ξ -, χ -, α -кластер для устойчивости f -этажного остова нуждается в охватывающих его ϑ -обручах, число которых g равно этажности остова или близко к нему. Например, для всех устойчивых изотопов ^{38}Sr , ^{40}Zr , ^{42}Mo имеет место ограничение: $f+1 \geq g \geq f-1$.

Нечётно-чётные изотопы ^{39}Y и ^{41}Nb отличаются удивительным постоянством своих моимпов независимо от состава их нейтронной упаковки. Это означает, что их не спаренный протон при любом значении D находится в «почти» одинаковых условиях.

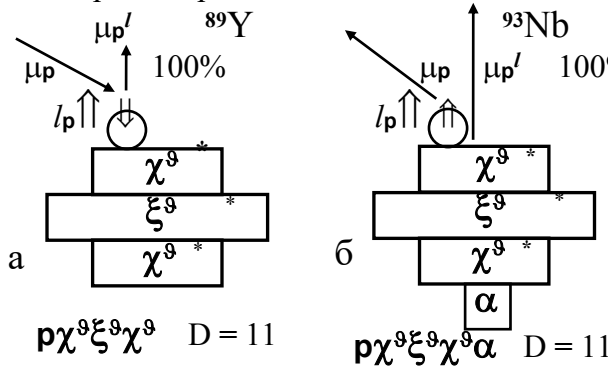


Рис. 4.3.8. Структуры устойчивых изотопов ^{39}Y и ^{41}Nb

Все нечётно-чётные изотопы ^{39}Y имеют $j = 1/2$. Для примера, на рис. 4.3.8 представлена $p\chi^9\xi^9\chi^9$ -структура единственного устойчивого изотопа $^{89}\text{Y}^{11}$. Согласно рис. 4.3.8а при $l_p = 1$ моимп и магним этих изотопов:

$$j = l_p - s_p = 1 - 1/2 = 1/2,$$

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos\varphi_p \approx 1 - 2.8 \cos\varphi_p.$$

$$\text{Для } ^{89}\text{Y}^{11} \quad \mu_{\text{эксп}} = -0.137,$$

$$\text{для } ^{91}\text{Y}^{13} \quad \mu_{\text{эксп}} = -0.16.$$

Постоянство моимпа $j = 1/2$ при любой нейтронной упаковке изотопов ^{39}Y свидетельствует о том, что изменение конфигурации нейтронной упаковки лишь изменяет угол наклона z -оси одиночного, не спаренного протона, не изменяя его орбитала $l_p = 1$ и ориентацию спина s_p относительно орбитала.

Все нечётно-чётные изотопы ^{41}Nb , в отличие от плоского $\chi\xi\chi$ -остова ^{39}Y , имеют $\alpha\chi\xi\chi$ -базис, в котором одна z -поверхность $\chi\xi\chi$ -остова имеет α -заглушку. Наличие α -заглушки изменяет динамическое состояние $\alpha\chi\xi\chi$ -базиса. Это приводит к тому, что все изотопы ^{41}Nb с нечётным A имеют в основном состоянии моимп $j = 9/2$.

Для примера, на рис. 4.3.8б представлена $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9p$ -структура единственного устойчивого изотопа $^{93}\text{Nb}^{11}$, который, как и $^{89}\text{Y}^{11}$, имеет три ϑ -обруча и одиночный протон на z -поверхности остова. Для компенсации, уравнивания z -полюсного α -кластера протон на другой z -поверхности имеет вращательное движение с $l_p = 4$ – рис. 4.3.8б.

Тогда моимп и магним изотопов ^{41}Nb :

$$j = l_p + s_p = 4 + 1/2 = 9/2,$$

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos\varphi_p \approx 4 + 2.8 \cos\varphi_p.$$

$$\text{Для } ^{93}\text{Nb}^{11} \quad \mu_{\text{эксп}} = 6.17, \text{ а для } ^{95}\text{Nb}^{13} \quad \mu_{\text{эксп}} = 6.14.$$

Нуклид $^{99}\text{Mo}(1/2)$ с $D = 15$ уже не имеет возможности на $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базисе не только обвязать $\chi\xi\chi$ -остов тремя ϑ -обручами ($g = f = 3$), но и на бесконечно долгое время разместить еще три нейтрона. Один из трех нейтронов Н-макушки является лишним и следует неизбежный β^- -переход: $^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99}\text{Tc}^*$ – с наибольшей вероятностью ($B = 82\%$) в изомерное состояние $^{99}\text{Tc}^m(1/2; 142.6 \text{ кэВ})$.

Изомерное состояние $^{99}\text{Tc}^m(1/2; 142.6 \text{ кэВ})$ с $T^m = 6$ час высвечивается γ -переходом или непосредственно в основное состояние $^{99}\text{Tc}(9/2)$, или через промежуточный уровень $^{99}\text{Tc}^*(7/2; 140.6 \text{ кэВ})$. Во втором случае один из двух γ -квантов каскадного перехода имеет энергию $E_\gamma = 2 \text{ кэВ}$. Чтобы ощутить, как мала эта энергия, сопоставим ее с энергией рентгеновского излучения атома ^{43}Tc . Энергия фотона К-линии ^{43}Tc больше, чем энергия $E_\gamma = 2 \text{ кэВ}$, в 10 раз и фотоны всех L-линий атома ^{43}Tc больше 2 кэВ. Такой каскадный переход с $E_\gamma = 2 \text{ кэВ}$ и $E_\gamma = 140.6 \text{ кэВ}$ является одним, если не уникальным, то из достаточно редких примеров своеобразия различных конфигураций нуклидов. Но и переходом в основное состояние злключения $^{99}\text{Tc}(9/2)$ не заканчиваются.

Почему? Ведь кадровый состав ${}^{99}\text{Tc}^{13}$ позволяет скомпоновать, на первый взгляд, достаточно уравновешенную $\text{t}\chi^9\xi^9\chi^9\delta$ -структуру с $g=f=3$.

Согласно одночастичному варианту с протоном моимп и магним ${}^{99}\text{Tc}(9/2)$:

$$j = l_p + s_p = 4 + 1/2 = 9/2 \quad (\text{при } l_p = 4);$$

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos\varphi_p \approx 4 + 2.8 \cos\varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} = 5.69).$$

Столь большое значение магнима основного состояния нуклида является хотя и косвенным, но достаточно информативным признаком недостаточной гармонии его структуры. Действительно, хоть и с очень большим периодом полуперехода $T^* = 2.1 \cdot 10^5$ лет, но неизбежно идет β^- -переход: ${}^{99}\text{Tc}(9/2) \rightarrow {}^{99}\text{Ru}(5/2)$. Все изотопы ${}_{43}\text{Tc}$ «смертельно больны» при любом значении D. Это означает, что в любом G-бандаже $\chi\xi\chi\delta$ -остов изотопов ${}_{43}\text{Tc}$ страдает врождённой патологией. Эта врождённая патология вызвана несовместимостью α -двукратного δ -кластера с $\chi\xi\chi$ -остовом, которую можно выразить числами – соотношением α -размеров кластеров остова в плоскости, перпендикулярной z -оси.

Сопоставим: для базиса ${}_{42}\text{Mo}$ это соотношение α -состава его кластеров выражается последовательностью только нечётных чисел: $1(\alpha)-5(\chi)-9(\xi)-5(\chi)-1(\alpha)$, а для x - и y -размеров: $1(\alpha)-3(\chi)-5(\xi)-3(\chi)-1(\alpha)$. Обе эти числовые совокупности: $1-5-9-5-1$ или $1-3-5-3-1$ – несомненно, даже чисто внешне «ритмичны», естественны.

А вот та же последовательность для $\chi\xi\chi\delta$ -остова изотопов ${}_{43}\text{Tc}$ с чётной двойкой: $5(\chi)-9(\xi)-5(\chi)-2(\delta)$ – аритмична, неестественна. Несовместимость α -чётного δ -кластера с $\chi\xi\chi$ -остовом обусловлена и тем, что δ -кластер, включающий по четвёрке протонов и нейтронов, не может иметь центрального, z -осевого «внутреннего» α -кластера, который бы намертво накрутил, завернул δ -кластер на центральную α -ось $\chi\xi\chi$ -остова.

Итак, что же происходит в результате β^- -перехода: ${}^{99}\text{Tc}(9/2) \rightarrow {}^{99}\text{Ru}(5/2)$? Преобразование нейтрона в протон позволяет дополнительно к $\chi\xi\chi$ -остову сформировать æ -кластер и скомпоновать $\text{æ}\chi\xi\chi$ -остов изотопов ${}_{44}\text{Ru}$. У $\text{æ}\chi\xi\chi$ -остова ${}_{44}\text{Ru}$ все четыре этажа, все его кластеры имеют центральный, z -осевой внутренний α -кластер. Эти z -осевые α -кластеры формируют z -стержень, на который и накручиваются все ξ -, χ -, æ -кластеры остова.

Кстати, и числовая последовательность состава этого остова: $3(\text{æ})-5(\chi)-9(\xi)-5(\chi)$ – состоит только из нечётных чисел и, конечно, более «ритмична», чем последовательность $\chi\xi\chi\delta$ -остова изотопов ${}_{43}\text{Tc}$. Заметим, что в процессе β^- -перехода ни один из нейтронов F-остова или G-упаковки, конечно, не преобразуется в протон, все они жёстко вкручены, впаяны в одну из квартетных структур. Все дело в том, что «аритмичный» $\chi\xi\chi\delta$ -остов не обеспечивает абсолютную устойчивость нейтронам H-макушки изотопов ${}_{43}\text{Tc}$.

В изотопах ${}_{44}\text{Ru}$ остовом является $\text{æ}\chi\xi\chi$ -структура и в связи с этим утверждением нужно упомянуть и о сомнениях автора. В аналогичной ситуации при переходе ${}_{25}\text{Mn} \rightarrow {}_{26}\text{Fe}$ вновь образованный æ -кластер на основании убедительных аргументов был автором помещен между двумя χ -кластерами и к обсуждению был предложен $\chi\text{æ}\chi$ -остов изотопов ${}_{26}\text{Fe}$. Такая аналогия подталкивала к рассмотрению и $\chi\text{æ}\xi\chi$ -структуры остова ${}_{44}\text{Ru}$, также не обладающей χ -симметрией. Не имея ни необходимого, ни достаточного количества аргументов «за» или «против» $\chi\text{æ}\xi\chi$ -структуры остова ${}_{44}\text{Ru}$, автор всё-таки решился довериться чисто эстетическому, субъективному восприятию.

Поэтому в дальнейшем тексте и соответствующих рисунках будет рассматриваться только $\text{æ}\chi\xi\chi$ -остов с внешним æ -кластером. А окончательный ответ должна дать Природа, ее ответы на специально поставленные эксперименты и, конечно, правильная интерпретация её ответов.

В качестве одного из наивных предложений можно порекомендовать исследование вероятностей реакции подхвата \mathfrak{ae} -кластера изотопов ^{44}Ru с минимальной нейтронной упаковкой. Впрочем, при разной нейтронной упаковке не исключена и вероятность компоновки двух структур: $\mathfrak{ae}\chi\xi\chi$ -остов для небольших значений D и $\chi\mathfrak{ae}\xi\chi$ -остов для изотопов с избытком упаковочных нейтронов.

Какова «симпатия» или «антипатия» Природы к такой, явно несимметричной структуре $\mathfrak{ae}\chi\xi\chi$ -остова ^{44}Ru и других нуклидов с этим остовом (^{45}Rh , ^{46}Pd , ^{47}Ag и ^{48}Cd)?

У Природы нет других критериев, кроме уже неоднократно упомянутых критериев гармонии и симметрии. Поэтому нуклиды с несимметричным $\mathfrak{ae}\chi\xi\chi$ -остовом в естественной смеси элементов распространены гораздо реже, чем нуклиды, имеющие более симметричный базис. На зависимости относительной распространённости чётно-чётных нуклидов от массового числа A отчётливо виден резкий спад распространённости чётно-чётных нуклидов при увеличении A от 90 (^{90}Zr и ^{90}Mo) до 100 (^{100}Mo и ^{100}Ru).

Все чётно-чётные изотопы ^{44}Ru имеют близкую по величине и наименьшую среди нуклидов с $A < 140$ относительную распространённость. Согласно введенному выше критерию распространённости нуклидов минимальное значение P для семейства нуклидов убедительно свидетельствует о минимальной степени симметрии их остова (конечно, в том диапазоне массового числа A для нуклидов, где наблюдается минимум P).

Итак, $\mathfrak{ae}\chi\xi\chi$ -остов при различных нейтронных упаковках $D = \text{var}$ позволяет скомпоновать изотопы ^{44}Ru . При дальнейшем увеличении числа протонов от $Z=44$ до $Z=48$ наращивание FGH-структуры нуклидов производится вдоль z -оси на z -поверхностях одного и того же $\mathfrak{ae}\chi\xi\chi$ -остова.

Структуры чётно-чётных устойчивых изотопов ^{44}Ru , ^{46}Pd , ^{48}Cd с наибольшей и наименьшей нейтронной упаковкой представлены на рис. 4.3.9. Для $\mathfrak{ae}\chi\xi\chi$ -остова ^{44}Ru такой наименьшей упаковкой является пара \mathfrak{g} -бандажей: $\chi^{\mathfrak{g}}\xi^{\mathfrak{g}}\chi\mathfrak{ae}$ -изотоп $^{96}\text{Ru}^8$ ($P=5.6\%$), а наибольшей – четыре \mathfrak{g} (три \mathfrak{g} -бандажа G -упаковки и еще одна z -полюсная \mathfrak{g} -крышка): $\mathfrak{g}\chi^{\mathfrak{g}}\xi^{\mathfrak{g}}\chi^{\mathfrak{g}}\mathfrak{ae}$ -изотоп $^{104}\text{Ru}^{16}$ ($P=18.5\%$).

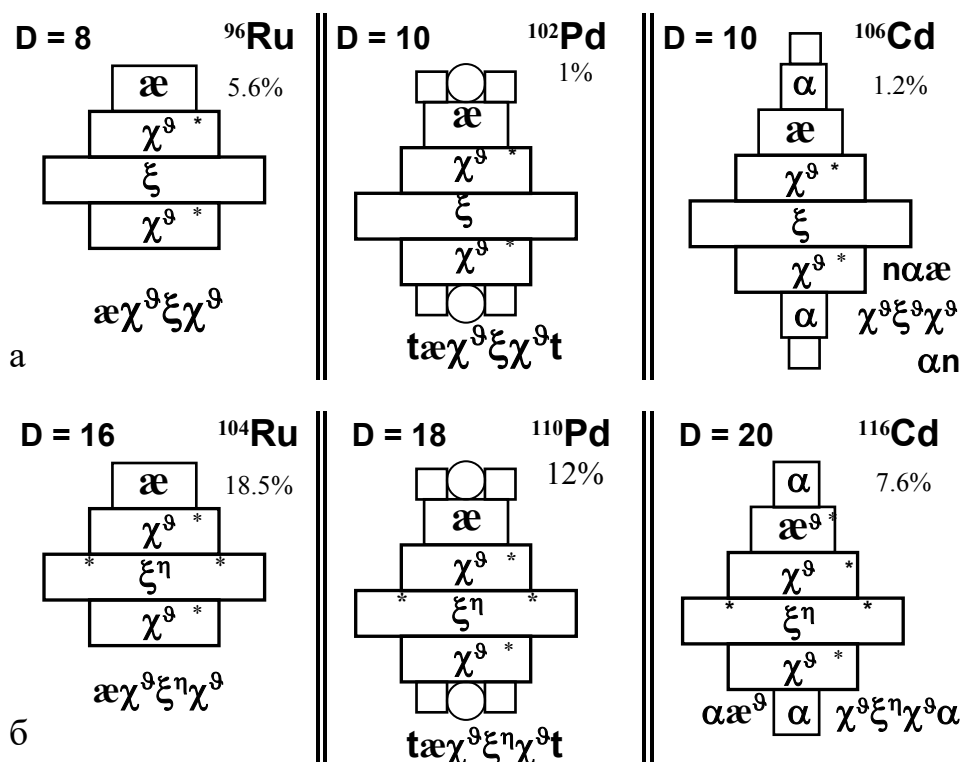


Рис. 4.3.9. Структуры и относительные распространённости устойчивых чётных изотопов ^{44}Ru , ^{46}Pd , ^{48}Cd : (а) с минимальной нейтронной упаковкой $D=8, 10$

(б) с максимальной нейтронной упаковкой $D=16, 18, 20$

Семь устойчивых изотопов ^{44}Ru имеют совершенно одинаковые значения $D = 8, 10, 11, 12, 13, 14, 16$ с семью устойчивыми изотопами ^{42}Mo . Если для квазисферической ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-фигуры ^{42}Mo была хороша любая одежда, то для более приземистого, плотно сбитого, несимметричного $\alpha\chi\xi\chi$ -валуна ^{44}Ru , пожалуй, более справедливо противоположное суждение. А именно: никакая нейтронная упаковка не в состоянии придать изящество, стройность обжато́му ей $\alpha\chi\xi\chi$ -валуну, как-то выделиться некоторой гармоничной упаковке из других, дать повод Природе в чём-то предпочесть именно эту, а не другую упаковку. Природа не смогла явно выразить свою симпатию ни одному из изотопов ^{44}Ru , все они имеют небольшую и достаточно равную распространённость:

$P_{\text{макс}} = 31.6\%$ – для $n\chi^{\theta\xi^{\theta}}\chi^{\theta}\alpha n$ -изотопа $^{102}\text{Ru}^{14}$,

$P_{\text{мин}} = 1.9\%$ – для $n\chi^{\theta\xi^{\theta}}\chi^{\theta}\alpha n$ -изотопа $^{98}\text{Ru}^{10}$.

У чётно-чётных изотопов ^{46}Pd есть, по крайней мере, три возможности скомпоновать уравновешенные структуры F-остова из 23 α -кластеров: $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ (α -кластер на χ -кластере, в какой-то степени уравнивающий α -кластер на противоположном χ -кластере); $d\alpha\chi\xi\chi d$ (два d -дейтрона на противоположных z -полюсах $\alpha\chi\xi\chi$ -остова) и, наконец, $\delta\chi\xi\chi\delta$ (два антисимметричных δ -кластера на $\chi\xi\chi$ -остове).

Выскажем тривиальное предположение, что все эти структуры остовов ^{46}Pd реализуются у изотопов с различной упаковкой D в основном или, в крайнем случае, в каких-то возбуждённых состояниях. Выскажем гипотезу, что в основном состоянии все устойчивые изотопы ^{46}Pd имеют $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -базис, состоящий только из α -численных кластеров с нечётной α -кратностью (1-5-9-5-3). На выбор именно этой структуры остова в основном состоянии изотопов ^{46}Pd повлияли вышесказанные соображения о «несовместимости» α -чётного δ -кластера с α -нечётными ξ - и χ -кластерами остова и о тенденции уравнивания структуры базисов не только относительно z -оси, но и относительно xy -плоскости. Третий вариант: $d\alpha\chi\xi\chi d$ -структура (или $t\alpha\chi\xi\chi t$ – рис. 4.3.9) уступает $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -базису по двум аспектам. Во-первых, она менее xy -симметрична, во-вторых, она включает пару протонов, входящих в состав двух d -дейтронов Н-макушки, а потому не входящих в состав ни одного α -целочисленного кластера остова. Однако, нет никакого сомнения, что $d\alpha\chi\xi\chi d$ - или $t\alpha\chi\xi\chi t$ -структура (плюс G-упаковка) играют значительную роль в возбуждённых состояниях изотопов $^{44}\text{Ru}^*$ при различных сочетаниях орбиталов и взаимной ориентации орбиталов и спинов нуклонов Н-макушки.

Устойчивые чётные изотопы ^{46}Pd имеют значения $D = 10, 12, 14, 16, 18$ и на рис. 4.3.9 представлена конфигурация одного из возбуждённых состояний устойчивых изотопов ^{46}Pd с наибольшей – $^{110}\text{Pd}^{18}$ – и наименьшей упаковкой – $^{102}\text{Pd}^{10}$.

Из всех чётных изотопов ^{46}Pd , с точки зрения Природы, равно гармоничны и уравнишены:

$n\alpha\chi^{\theta\xi^{\theta}}\chi^{\theta}\alpha n$ -изотоп $^{106}\text{Pd}^{14}$ ($P = 27.3\%$);

$\alpha\chi^{\theta\xi^{\theta}}\chi^{\theta}\alpha$ -изотоп $^{108}\text{Pd}^{16}$ ($P = 26.7\%$),

имеющие G-упаковку с $g = 3$.

Устойчивые изотопы ^{48}Cd имеют более симметризованный двумя z -полюсными α -кластерами ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базис, включающий шесть « α -этажей» ($f = 6$). Поэтому у такого шестизэтажного базиса ^{48}Cd имеются большие возможности для вариации упаковки, обеспечивающей устойчивость его изотопов. Изотопы ^{48}Cd устойчивы при значениях $D = 10, 12, 14, 15, 16, 17, 18, 20$.

На рис. 4.3.9. представлены конфигурации устойчивых чётных изотопов ^{48}Cd с наименьшей – $^{106}\text{Cd}^{10}$ – и наибольшей упаковкой – $^{116}\text{Cd}^{20}$. Обратим внимание, что у устойчивых изотопов ^{48}Cd диапазон упаковок, обеспечивающих устойчивость, достиг пока максимального значения $\Delta D = 20 - 10 = 10$, и число устойчивых изотопов достигло восьми (тоже пока максимальное число).

Возбуждённые уровни чётных изотопов ^{44}Ru , ^{46}Pd и ^{48}Cd с первых экспериментов вызвали пристальное внимание, их своеобразие послужило поводом для их использования в качестве «неопровержимого аргумента», примера проявления некоторых общепризнанных, «великих» принципов. Они неоднократно цитировались во многих статьях, монографиях, учебниках и приобрели статус рафинированного, классического примера «вибрационных колебаний поверхности сферических нуклидов» (или их совокупности с одно- или двухчастичными колебаниями).

Подробное рассмотрение и обсуждение возбуждённых состояний этих чётно-чётных нуклидов представлено в гл. 3.4 Нуклиды.

Среди чётно-нечётных нуклидов стабильны изотопы:

$n'n\chi^9\xi^9\chi^9\alpha n$ -изотоп $^{99}\text{Ru}^{11}$, $n'\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -изотоп $^{101}\text{Ru}^{13}$;

$n'\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -изотоп $^{105}\text{Pd}^{13}$;

$n'n\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\alpha n$ -изотоп $^{111}\text{Cd}^{15}$; $n'\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9\alpha$ -изотоп $^{113}\text{Cd}^{17}$.

Все стабильные нечётные изотопы Ru^{13} , Pd^{13} и Cd^{15} имеют G-упаковку с $g=3$, стягивающую все три ξ - и χ -кластера остова. Шестиэтажный $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базис ^{48}Cd достаточно вытянут вдоль z -оси, что позволяет этому α -кратному базису составить почти устойчивый изотоп Cd^{17} с G-упаковкой ($g=4$), охватывающей все четыре кластера $\alpha\chi\xi\chi$ -остова.

FGH-структура основного состояния стабильных нечётных изотопов Ru^{13} , Pd^{13} и Cd^{15} , а также их моймп и магним рассмотрены в гл. 3.4 Нуклиды.

И у нечётно-чётных нуклидов с $\alpha\chi\xi\chi$ -остовом состав G-упаковки резко изменяет моймп изотопов ^{45}Rh и ^{47}Ag . Изотопы ^{45}Rh с $13 \geq D$ в основном состоянии имеют $j=1/2$. Для иллюстрации на рис. 4.3.10а представлена $t\chi^9\xi^9\chi^9\alpha$ -конфигурация основного состояния единственного стабильного изотопа $^{103}\text{Rh}^{13}$. Согласно ориентации орбиталей и спинов, представленной на рис. 4.3.10, при $l_n=1$ моймп и магним $^{103}\text{Rh}^{13}$:

$$j = \sum^2 l_n^t - \sum^3 s_n = 2 \cdot 1 - 3 \cdot 1/2 = 1/2;$$

$$\mu = -\mu_p^t + 2 \cdot \mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx -2.8 + 2 \cdot 2 \cos \varphi_n^t \quad (\mu_{\text{эксп}} = -0.088).$$

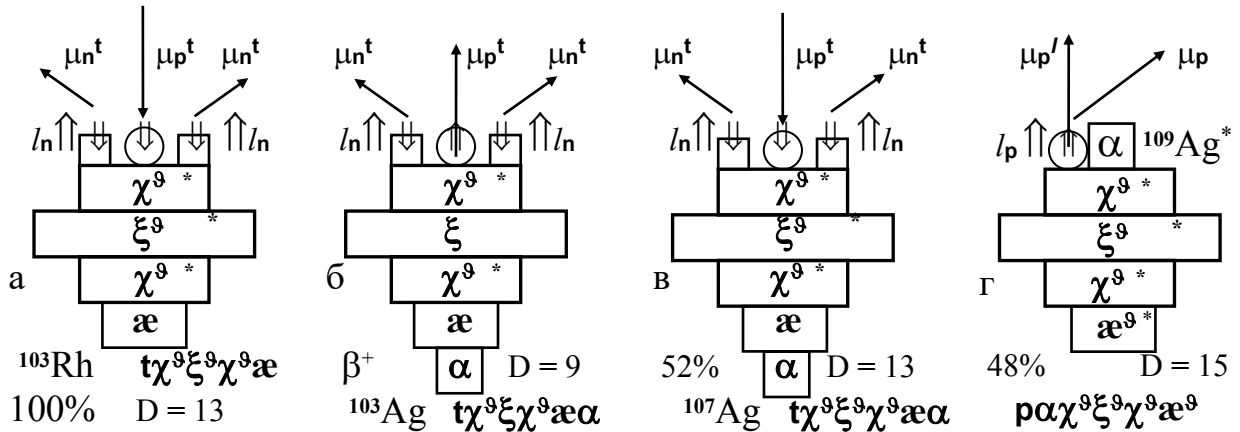


Рис. 4.3.10. Структуры и относительные распространённости нечётных изобаров ^{103}Rh (а), ^{103}Ag (б) и устойчивых нечётных изотопов ^{107}Ag (в), ^{109}Ag (г)

При $D \geq 15$ нечётные изотопы ^{45}Rh имеют в основном состоянии моимп $j = 7/2$. Например, $\text{p}\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9$ -изотоп $^{105}\text{Rh}^{15}$ с $g = f = 4$ в основном состоянии при орбитале одиночного протопа $l_p = 3$ имеет моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 3 + 1/2 = 7/2.$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p \approx 3 + 2.8 \cos \varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} = 4.34).$$

У нечётных изотопов ^{47}Ag с $(\alpha\chi\xi\chi\mathfrak{a})$ -базисом последовательность моимпов при увеличении нейтронной упаковки обратная. У изотопов ^{47}Ag с $9 \geq D$ в основном состоянии моимп $j = 7/2$ или $j = 9/2$. Например, $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9\mathfrak{t}$ -конфигурация $^{103}\text{Ag}^9$ с $g = 2$ в основном состоянии при орбитале $l_n^t = 2$ имеет моимп и магним – рис. 4.3.10б:

$$j = \Sigma^2 l_n^t + \Sigma^3 s_n = 2*2 + (1/2 - 2*1/2) = 7/2;$$

$$\mu = \mu_p^t + 2*\mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx 2.8 + 2*2 \cos \varphi_n^t \quad (\mu_{\text{эксп}} = 4.47).$$

Изотопы ^{47}Ag с более плотной упаковкой $D \geq 11$ в основном состоянии имеют моимп $j = 1/2$. Например, $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9\mathfrak{t}$ -конфигурация $^{107}\text{Ag}^{13}$ с $g = 3$ в основном состоянии при орбитале $l_n^t = 1$ имеет моимп и магним, как у $^{103}\text{Rh}^{13}$, – рис. 4.3.10в:

$$j = \Sigma^2 l_n^t - \Sigma^3 s_n = 2*1 - 3*1/2 = 1/2;$$

$$\mu = -\mu_p^t + 2*\mu_n^t \cos \varphi_n^t \approx -2.8 + 2*2 \cos \varphi_n^t \quad (\mu_{\text{эксп}} = -0.1137).$$

Зато в первом возбуждённом состоянии у изотопов ^{47}Ag моимп $j_1^* = 7/2$. Например, $\text{p}\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9\mathfrak{t}$ -конфигурация $^{109}\text{Ag}^*(7/2; 88 \text{ кэВ})$ с $g = 4$ при орбитале одиночного протопа $l_p = 3$ имеет моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 3 + 1/2 = 7/2.$$

$$\mu = \mu_p^l + \mu_p \cos \varphi_p \approx 3 + 2.8 \cos \varphi_p \quad (\mu_{\text{эксп}} = 4.4).$$

Обратим внимание на стабильные изотопы $^{107}\text{Ag}^{13}$ ($P = 51.8\%$) и $^{109}\text{Ag}^{15}$ ($P = 48.2\%$). У этих изотопов не только одинаковая распространённость, не только одинаковые значения $j = 1/2$ и близкие значения магнимов ($\mu^{13} = -0.114$ и $\mu^{15} = -0.131$) в основном состоянии. У них и низшие возбуждённые состояния имеют идентичные кинематические параметры. Полная идентичность параметров нижних возбуждённых состояний двух изотопов вызывает предположение, что в основном состоянии $^{107}\text{Ag}^{13}$ имеет $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9\mathfrak{t}$ -конфигурацию – рис. 4.3.10а –, а $^{109}\text{Ag}^{15}$ имеет $\text{b}\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9\mathfrak{t}$ -конфигурацию, которая отличается от предыдущей только антисимметричной парой нейтронов ($\mathbf{b} = 2\mathbf{n}$) около α -кластера.

Два аргумента в поддержку этого предположения дают два нуклида: ^{103}Rh и ^{111}Ag . Нуклид ^{103}Rh имеет точно такой же $\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9$ -остов в точно такой же G-упаковке ($g = 3$) – рис. 4.3.10а –, что и $^{107}\text{Ag}^{13}$ (конечно, за вычетом z -полюсного α -кластера). И параметры нижних возбуждённых состояний ^{103}Rh и ^{107}Ag в очень большой степени аналогичны.

Второй аргумент даёт $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9\mathfrak{t}$ -изотоп ^{111}Ag . Три его нуклона z -полюсного \mathfrak{t} -триптопа также находятся почти в таких же состояниях на $\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}^9$ -остове, как и его изотоп ^{107}Ag (конечно, с прибавкой ещё одного \mathfrak{t} -обруча вокруг \mathfrak{a} -кластера остова). И параметры первых пяти возбуждённых уровней ^{111}Ag в большой степени аналогичны параметрам уровней ^{107}Ag и ^{109}Ag .

Важное замечание. Рассмотрение моимпов и магнимов нижних возбуждённых состояний изотопов ^{45}Rh и ^{47}Ag показывает, что экспериментальные значения магнимов при $j = 7/2$ могут соответствовать и \mathfrak{t} -составу Н-макушки (магним ^{103}Ag и рис. 4.3.10б), и одиночному z -полюсному протопу (магним $^{109}\text{Ag}^*$ и рис. 4.3.10г).

Какая из двух возможных конфигураций Н-макушки (при $\mathbf{t} = \mathbf{npr}$ или при \mathbf{p}) имеет место, в каких состояниях, какой G-упаковке? Ответ на эти вопросы должен быть получен у Природы. В связи с этой проблемой упомянем два иллюстрирующих её штриха.

В возбуждённых состояниях нечётных изотопов $^{107}\text{Ag}^*(3/2)$, $^{109}\text{Ag}^*(3/2)$, $^{103}\text{Rh}^*(3/2)$ магним $\mu_{\text{эксп}} = 0.95$. Это экспериментальное значение не противоречит ни \mathbf{t} -тритопу, ни z -полусному протопу. Так, при \mathbf{t} -макушке моимп и магним:

$$j = \Sigma^3 s_{\mathbf{n}} = 3 * 1/2 = 3/2;$$

$$\mu = \mu_{\mathbf{p}}^{\mathbf{t}} - 2 * \mu_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}} \cos \varphi_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}} \approx 2.8 - 2 * 2 \cos \varphi_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}}.$$

А в конфигурации с одиночным протопом моимп и магним:

$$j = l_{\mathbf{p}} - s_{\mathbf{p}} = 2 - 1/2 = 3/2.$$

$$\mu = \mu_{\mathbf{p}}^{\mathbf{l}} - \mu_{\mathbf{p}} \cos \varphi_{\mathbf{p}} \approx 2 - 2.8 \cos \varphi_{\mathbf{p}}.$$

Как видим, и в данном случае ситуация аналогичная с $j = 7/2$.

Но вот два противоположных примера. В возбуждённом состоянии с большим моимпом $j = 15/2$ изотоп $^{105}\text{Ag}^*(15/2; 1734 \text{ кэВ})$ имеет магним $\mu_{\text{эксп}} = 3.75$, что однозначно свидетельствует о \mathbf{t} -макушке в $\alpha\chi^{\mathfrak{g}}\xi^{\mathfrak{g}}\chi\mathfrak{a}\mathbf{t}$ -структуре этого состояния

Действительно, при $l_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}} = 4$ моимп и магним:

$$j = \Sigma^2 l_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}} + \Sigma^3 s_{\mathbf{n}} = 2 * 4 + 1/2 - 2 * 1/2 = 15/2;$$

$$\mu = \mu_{\mathbf{p}}^{\mathbf{t}} + 2 \mu_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}} \cos \varphi_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}} \approx 2.8 + 2 * 2 \cos \varphi_{\mathbf{n}}^{\mathbf{t}} \quad (\mu_{\text{эксп}} = 3.75).$$

Зато в возбуждённом состоянии $^{95}\text{Rh}^*(17/2; 2236 \text{ кэВ})$ магним $\mu_{\text{эксп}} = 10.8$, что однозначно свидетельствует о \mathbf{p} -макушке в $\mathbf{p}\chi\xi^{\mathfrak{g}}\chi\mathfrak{a}$ -структуре этого состояния.

Действительно, при $l_{\mathbf{p}} = 8$ моимп и магним:

$$j = l_{\mathbf{p}} + s_{\mathbf{p}} = 8 + 1/2 = 17/2.$$

$$\mu = \mu_{\mathbf{p}}^{\mathbf{l}} + \mu_{\mathbf{p}} \cos \varphi_{\mathbf{p}} \approx 8 + 2.8 \cos \varphi_{\mathbf{p}}.$$

Все нечётно-нечётные нуклиды ^{45}Rh , ^{47}Ag и ^{49}In достаточно недолговечны. Структура и параметры наиболее устойчивых из них рассмотрены в гл. 3.4 Нуклиды.

Подчеркнём, что нечётные изотопы ^{99}Nb , ^{99}Tc , ^{99}Rh и чётные изотопы ^{110}Rh , ^{110}Ag , ^{110}In обладают изомерными состояниями. Наличие таких состояний для нуклидов с нечётным Z является закономерностью. Изомерия нуклидов с нечётным Z обусловлена теми же условиями и причинами, которые рассматривались и обсуждались ранее.

Однако с увеличением Z происходит усложнение структуры нуклидов: рост этажности их F-остовов; увеличение α -состава его кластеров: $\mathfrak{a}(3\alpha)$, $\chi(5\alpha)$, $\xi(9\alpha)$ —, что увеличивает «площадь» их z -поверхности; увеличение числа \mathfrak{g} -обручей их G-упаковки.

Все эти факторы в их совокупности, взаимосвязи и взаимообусловленности и создают условия не спаренным нуклонам Н-макушки для того, чтобы иметь резко отличающиеся конфигурации при почти равных энергиях связи. Усложнение структуры F-остова, G-упаковки, увеличение площади z -поверхности остова и их количества, появление большого числа уступов и ниш на периферии остова — все это создает условия для образования конфигураций, все более резко отличающихся друг от друга, но, тем не менее, находящихся на близких энергетических уровнях (имеют примерно равную энергию связи).

Кинематически резкое отличие конфигураций прежде всего и наиболее отчётливо проявляется в значительном отличии их моимпов $\Delta j = 3, 4, 5$. Нужно еще раз подчеркнуть, что значительное отличие моимпов двух близких по энергии состояний $\Delta j = |j^{\text{м}} - j_0|$ свидетельствует не просто, например, о разном орбитале $l_{\mathbf{n}}$ одного не спаренного нуклона.

Нет, как показывают эксперименты, «просто» разный орбитал нуклонов в одинаковой конфигурации чётко проявляется во «вращательных» сериях спектров возбуждённых состояний нуклидов и время релаксации, высвечивания различных уровней таких серий спектров γ -фотонами никогда не проявляется в качестве «изомерного».

Напротив, можно сказать, что изомерное состояние радикально отличается от нижележащих состояний именно своей конфигурацией, структурой или своего F-остова, или G-упаковки, или H-макушки. А резкое отличие моимпов $|j^m - j_0|$ изомерного и нижележащего (основного) состояний нуклида является естественным выражением несходства, различия двух конфигураций нуклида с очень близкими энергетическими уровнями.

Подробное рассмотрение и обсуждение этого суждения о принципиально «конфигурационном» различии основных и изомерных состояний нуклидов, которое отчётливо и достоверно проявляется в экспериментах, представлено в гл. 3.4 Нуклиды.

Обсуждая свойства нечётных нуклидов нельзя не упомянуть о таком проявлении конфигурационных особенностей несимметрии их нейтронной упаковки, как сечение захвата нейтронов. Например, как показало тщательное масс-спектрографическое исследование, основной вклад в процесс поглощения нейтронов изотопами Cd вносит только один изотоп — ^{113}Cd . Сечение поглощения тепловых нейтронов изотопом ^{113}Cd достигает $2 \cdot 10^4$ барн — это одно из максимальных значений среди всех нуклидов. По этому показателю ^{113}Cd заслуженно может быть назван «пожирателем нейтронов». Большое сечение поглощения нейтронов и достаточный диапазон их энергий (0.01-0.15 эВ), в котором сечение почти постоянно, позволяет выдвинуть такое толкование. «Воронка», образуемая не спаренным нейтроном на периферии ху-несимметричного, z-вытянутого, стянутого четырьмя ϑ -обручами $\alpha\alpha^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\alpha$ -базиса, вследствие большой его этажности ($f=6$), очень энергетически «широка», но вследствие достаточного симметрирования ($g=4$) ху-несимметричного (непарного α -кластера) не очень интенсивно закручена.

В эту широкую «воронку» обязательно попадут нейтроны, оказавшиеся на большом расстоянии от ее центра (базиса нуклида), но чтобы попасть в резонанс с пространственно-временными параметрами этой воронки (период или длина волны), нейтрон должен иметь небольшую скорость, которая и обеспечивает его кинетические параметры, «резонирующие» с параметрами z-осевой воронки нуклида. Ибо, имея достаточно большую кинетическую энергию (больше 0.2 эВ) и, соответственно, жёсткую «кинетическую» периферию, нейтрон, проскользнув по периферии этой воронки, не сможет «зацепиться» за неё гармониками своей периферии и беспрепятственно покинет ее пределы. Что и проявляется в резком уменьшении сечения захвата нейтронов при энергии, большей 0.2 эВ.

Изобары вышерассмотренного нуклида ^{113}Sn и ^{113}Sb с $Z \geq 50$ имеют недостаточно плотную нейтронную упаковку для своих остовов и испытывают β^+ -переход или ε -захват. Какова же структура остова $_{50}\text{Sn}$, имеющего ровно 50 протонов? Прибавление к 48 протонам ($\alpha\chi\xi\chi\alpha$)-базиса $_{48}\text{Cd}$ еще пары протонов позволяет Природе из двух z-полюсных α -кластеров плюс две дополнительные пары ($p+n$) скомпоновать еще один α -кластер и сформировать ху-симметричный $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов изотопов $_{50}\text{Sn}$.

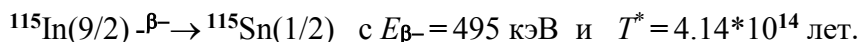
Для иллюстрации единственности абсолютно устойчивого изобара с нечётным $A = \text{const}$ приведем параметры β^- -перехода ^{115}In . Изотоп ^{115}In с $p'(\alpha^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\xi^{\vartheta}\chi^{\vartheta}\delta)b$ -конфигурацией в основном состоянии имеет одиночный протон в том же кинематическом состоянии, что и его изотоп ^{113}In . Его орбитал $l_p = 4$, моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 9/2;$$

$$\mu = \mu_{p'} + \mu_p \cos \varphi_p \approx 4 + 2.8 \cos \varphi_p.$$

И в изомерных состояниях $^{113}\text{In}^m$ и $^{115}\text{In}^m$ их параметры близки.

Но распространённость ^{115}In в естественной смеси изотопов – 95.7%, а распространённость ^{113}In – всего 4.3%. И тем не менее имеет место β^- -переход:



Вне всякого сомнения, этот уникальный феномен является раритетом, парадоксом «симпатий» и «меркантильных» расчетов Природы. Поначалу, в процессе штамповки и сборки изотопов ^{49}In Природа сгоряча, на скорую руку отдала предпочтение изотопу ^{115}In ($P = 96\%$). Но устоявшись, остепенившись, чуток поостыв, Природа точно установила, что ^{115}Sn является более экономной структурой, чем ^{115}In , что при возможном β^- -переходе: $^{115}\text{In}(9/2) - \beta^- \rightarrow ^{115}\text{Sn}(1/2)$ – можно получить в совокупности аж $E_{\beta^-} = 495$ кэВ и...

Покупатели, купившие на бирже 10 кг чистого индия за очень немалую сумму любых денег и решившие придержать товар до предполагаемого подорожания, должны иметь в виду: через 10^{14} лет в их записке, невзирая на любые запоры, сейфы, замки и решетки, останется только 5 кг индия, а другую половину природа совершенно бесконтрольно, безотчётно заменит на 5 кг почти дармового олова. Впрочем, коммерсантов можно утешить: точно также природа поступит и с тем индием, который не только не был куплен, но даже и не был включен в сферу производственно-экономических отношений.

Все изотопы ^{49}In с $D \geq 14$ испытывают β^- -переход: $^{49}\text{In} - \beta^- \rightarrow ^{50}\text{Sn}$. Как уже упоминалось, при этом β^- -переходе $\delta\chi\xi\chi\alpha$ -остов изотопов ^{49}In преобразуется в $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов изотопов ^{50}Sn . Этот $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов имеет этажность $f = 5$ и x, y -размеры его экваториального ξ -нонагела $x^\alpha = y^\alpha = f = 5$. Это чрезвычайно симметричная и гармоничная, «бочкообразная» структура, что отчётливо проявляется даже в ритме её α -числовой последовательности: $3(\alpha)-5(\chi)-9(\xi)-5(\chi)-3(\alpha)$. Этот $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов в некоторых аспектах можно сопоставить с остовами уже рассмотренных нуклидов с меньшими Z . По идентичности двух внешних α -кластеров $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов можно сопоставить с $\alpha\alpha\alpha$ -остовом ^{14}Si и $\alpha\chi\chi\alpha$ -остовом ^{32}Ge . Остов ^{50}Sn отличается от остова ^{32}Ge «только» наличием экваториального ξ -нонагела, впервые сформированного в структуре остова ^{38}Sr . Несмотря на всю условность такого сопоставления, отметим, что идентичность двух внешних α -кластеров этих χy -симметричных бочкообразных F-остовов сказывается в очень многих аспектах поведения и свойствах атомов ^{14}Si , ^{32}Ge и ^{50}Sn .

Формально пятиэтажный остов ^{50}Sn можно сопоставить с пятиэтажным $(\alpha\chi\xi\chi\alpha)$ -базисом ^{42}Mo . У этих двух структур при соотношении $x^\alpha = y^\alpha = f = 5$ очень уравновешенная, гармоничная структура, что позволяет им прикрутить к себе G-упаковку в очень широком диапазоне и при этом сохранить абсолютную устойчивость. Если по абсолютной квазисферичности гармоничный остов ^{42}Mo можно было назвать Аполлоном, то ^{50}Sn по совокупности своих уникальных свойств вполне обоснованно может быть назван Зевсом.

Формируемый Субстанцией из 50 пар протонов и нейтронов α -целочисленный, плотно сбитый, симметричный и гармоничный $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов с этажностью $f = x^\alpha = y^\alpha = 5$ предоставляет очень широкие возможности для вариации его нейтронной G-упаковки.

Все чётные нуклиды с этим $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом – ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe – имеют абсолютно наибольшее число своих устойчивых изотопов (10, 8 и 9, соответственно). По этому показателю с ними не может соперничать ни один клан изотопов. Правда, ^{48}Cd тоже имеет в естественной смеси 8 изотопов, но один из них, хоть и с очень долгим периодом ($9.3 \cdot 10^5$ лет), но претерпевает β^- -переход: $^{113}\text{Cd} - \beta^- \rightarrow ^{113}\text{In}$.

И даже на этом фоне уникальной триады совокупность устойчивых изотопов ^{50}Sn впечатляет. На $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остове формируется десять (10!) устойчивых изотопов с $D = 12, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 22$ и 24 – это абсолютный рекорд.

Остов ^{50}Sn абсолютно устойчив в G-упаковке с числом \mathfrak{G} -обручей от $g=3$ до $g=6$. По диапазону $24 \geq D \geq 12$ ($\Delta D = 12$) совокупность устойчивых изотопов ^{50}Sn также уникальна, по этому показателю с ней можно сопоставить только совокупность устойчивых изотопов ^{54}Xe , также имеющих $\Delta D = 12$ ($28 \geq D \geq 16$). Остов ^{50}Sn уникален еще одним штрихом. Только $\mathfrak{a}\chi\xi\chi\mathfrak{a}$ -остов имеет три нечётных устойчивых изотопа с $A=115$ ($P=0.35\%$), $A=117$ ($P=7.6\%$), $A=119$ ($P=8.6\%$) – это тоже абсолютный рекорд.

Конфигурации устойчивых изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe с максимальной и минимальной нейтронной упаковкой представлены на рис. 4.3.11 (там же приведена относительная распространённость этих изотопов). Для сопоставления на рис. 4.3.11 представлена конфигурация устойчивых изотопов ^{56}Ba с наименьшей ($D=18$) и наибольшей ($D=26$) упаковкой. Остов ^{56}Ba формируется в результате «сплющивания» всех «внешних» \mathfrak{a} - и α -классов предшествующего z -вытянутого $\alpha\mathfrak{a}(\chi\xi\chi)\mathfrak{a}\alpha$ -базиса ^{54}Xe и образования из них совместно еще с одним добавочным квинтетом $2(\mathfrak{p}+\mathfrak{n})$ второго ξ -нонагела.

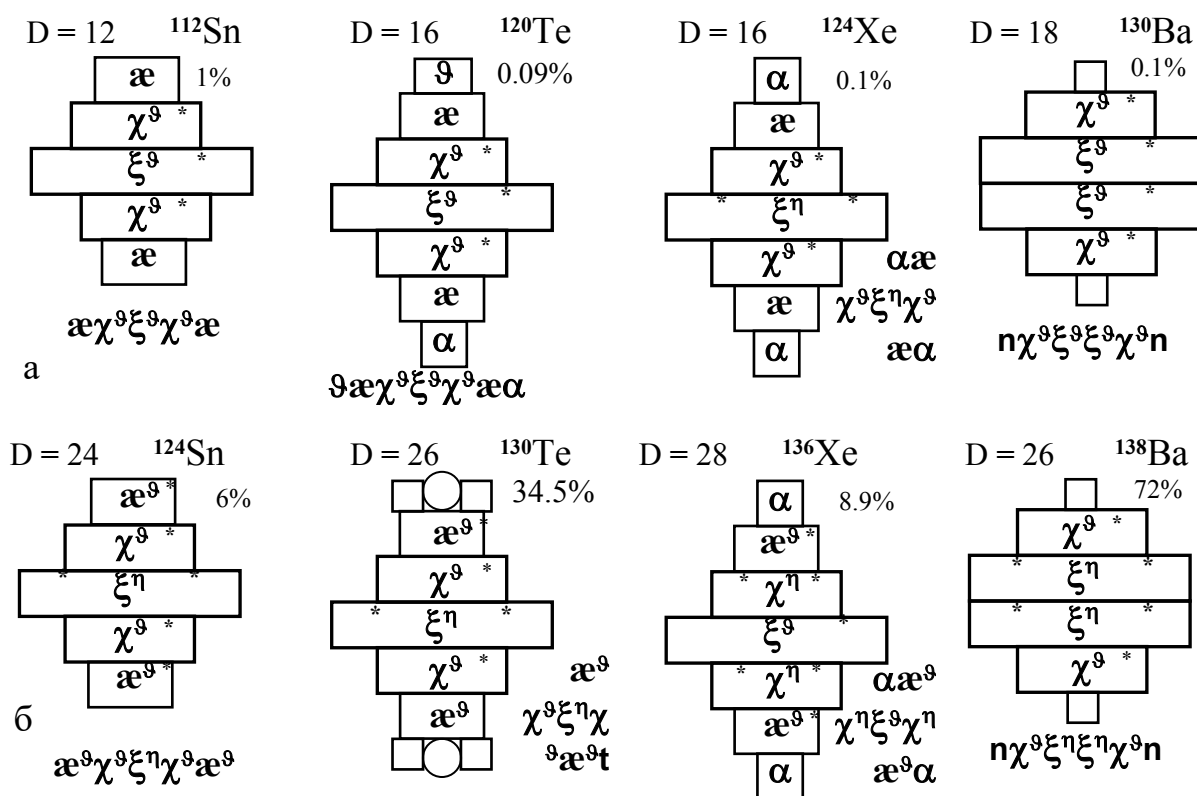


Рис. 4.3.11. Структуры и относительные распространённости устойчивых чётных нуклидов:
(а) изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe , ^{56}Ba с минимальной нейтронной упаковкой $D = 12, 16, 18$;
(б) изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe , ^{56}Ba с максимальной нейтронной упаковкой $D = 24, 26, 28$

В результате этого сплющивания $\chi\xi\xi\chi$ -остов изотопов ^{56}Ba имеет сравнительно небольшую этажность $f=4$ и, конечно, гораздо меньшие возможности оставаться абсолютно устойчивым при вариации нейтронной упаковки. У $\chi\xi\xi\chi$ -остова ^{56}Ba «всего» семь устойчивых изотопов с $D = 18, 20, 22, 23, 24, 25$ и 26 . Структура $\chi\xi\xi\chi$ -остова ^{56}Ba , безусловно, имеет общие черты и сопоставима с «плоскими» $\chi\chi$ -остовом ^{20}Ca и $\chi\xi\chi$ -остовом ^{38}Sr . От $\chi\xi\chi$ -остова ^{38}Sr $\chi\xi\xi\chi$ -остов ^{56}Ba отличается «только» еще одним, вторым внутренним ξ -нонагелом. Оставив на «потом» рассмотрение и обсуждение общих черт в параметрах, поведении нуклидов и атомов ^{38}Sr и ^{56}Ba , обратим внимание на большое сходство зависимости относительной распространённости устойчивых нуклидов Sr и Ba от значения D .

И у Sr, и у Ba относительная распространённость медленно и плавно возрастает с ростом D и имеет максимальное значение при максимальном D. – рис. 3.6.3, 6.7. В отличие от большинства соседних семейств нуклидов с чётным Z у них относительная распространённость наиболее тяжёлых изотопов значительно больше, чем всех других изотопов: у $^{88}\text{Sr}^{12}$ – P = 83%, у $^{138}\text{Ba}^{26}$ – P = 72%.

Возвращаясь к нуклидам с $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом, в который уже раз встречаемся с аналогичной проблемой интерпретации структуры нуклидов, имеющих к ξ -, χ -, α -целочисленному остову дополнительно α -кластер. С этой проблемой пришлось иметь дело при обсуждении конфигураций Ni, Zr, Pd и т.п.

И при рассмотрении ^{52}Te интерпретация конфигурации его изотопов также достаточно неочевидна. К обсуждению представлены две наиболее вероятные структуры: $\vartheta\alpha\chi^9\xi^9\chi^9\alpha\alpha$ -конфигурация Te^{16} и $t\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9t$ -конфигурация Te^{26} – рис. 4.3.11. Понятно, что в основном, невозбуждённом состоянии чётно-чётных изотопов ^{52}Te формируется наиболее гармоничная, симметричная, энергетически наиболее экономная структура. Структура с парой одинаковых по составу дейтропов (**d-d**) на двух z-полюсах или парой (**q-q**), или тритонов (**t-t**), как, например, в вышеприведенной конфигурации Te^{26} , ху-симметрична, но два протона Н-макушки не вкручены в единую α -целочисленную структуру. Другая конфигурация с z-полюсным α -кластером (например, в вышеприведенной конфигурации Te^{16}), ху-несимметрична. Однозначная идентификация конфигурации изотопов ^{52}Te нуждается в дополнительных, специально организуемых экспериментах.

Не исключено, что при разных упаковках в низшем возбуждённом состоянии изотопы ^{52}Te принимают разные конфигурации z-полюсной макушки (**t-t** или α). В возбуждённых состояниях чётных изотопов ^{52}Te не исключены конфигурации с парой δ -кластеров, которые могут быть сформированы из несимметричной пары ($\alpha+\alpha \Rightarrow \delta+\delta$)-кластеров. Все такого рода конфигурации имеют нулевой моимп.

Изотопы ^{54}Xe с ($\alpha\alpha\chi\xi\chi\alpha\alpha$)-базисом, как и изотопы ^{50}Sn , имеют большие возможности для формирования устойчивых структур при разных D. Клан ^{54}Xe насчитывает девять устойчивых изотопов с D = 16, 18, 20, 21, 22, 23, 24, 26 и 28. Если ^{50}Sn за свою уникальность может быть назван Зевсом и, подобно Зевсу, может принимать очень много обликов, то стройная ($\alpha\alpha\chi\xi\chi\alpha\alpha$)-фигура с f = 7 вполне заслуживает имени Афина.

Как известно, горделивые атомы Хе незаметны в «земной» жизни и почти не участвуют в химических реакциях. Однако в образе Паллады (^{46}Pd) Афина подобно Киприде, хоть и редко, но встречается в «земной» жизни. Правда, в отличие от Киприды (^{29}Cu) Паллада ведет себя более гордо, высокомерно, независимо и заслуженно причислена к благородным металлам.

Вглядываясь в конфигурацию наиболее тяжёлых устойчивых изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe и ^{56}Ba – рис. 4.3.11 –, можно сделать вывод, что пара ху-широких ξ -нонагелов в своих нишах (между поверхностями, параллельными z-оси) и на своих уступах (на ху-поверхностях, перпендикулярных z-оси) может удержать не только квартет (ϑ -обруч), но и все восемь нейтронов на один ξ -нонагел. Можно сказать и в противоположном ключе: для поддержания устойчивости, стабильности в структуре нуклида каждому ξ -нонагелу требуется обвязка в составе восьми нейтронов. В дальнейшем обвязку из восьми попарно несимметричных нейтронов будем обозначать греческой буквой η (октонейтронная η -обвязка). Тогда, изотоп $^{136}\text{Xe}^{28}$ можно обозначать **b**($\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9\alpha$)**b**-конфигурацией, изотоп $^{138}\text{Ba}^{26}$ – **n**($\chi^9\xi^9\eta\xi^9\chi^9$)**n**-конфигурацией – рис. 4.3.11.

Как уже упоминалось, семейство ^{50}Sn имеет три устойчивых изотопа с нечётным A, а ^{52}Te , ^{54}Xe и ^{56}Ba – по два.

Конфигурации устойчивых чётно-нечётных нуклидов: $n(\alpha\chi^9\xi\eta\chi^9\alpha)$ -изотоп ^{117}Sn , $n(\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9\alpha)$ -изотоп ^{125}Te , $n(\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9\alpha)$ -изотоп ^{129}Xe и $n(\chi^9\xi\eta\xi\eta\chi^9)$ -изотоп ^{137}Ba представлены на рис. 4.3.12. Упаковки этих устойчивых изотопов последовательно возрастают: устойчивые чётно-нечётные изотопы ^{50}Sn имеют $D = 15, 17, 19$, ^{52}Te – $D = 19, 21$, ^{54}Xe – $D = 21, 23$, а ^{56}Ba – $D = 23, 25$.

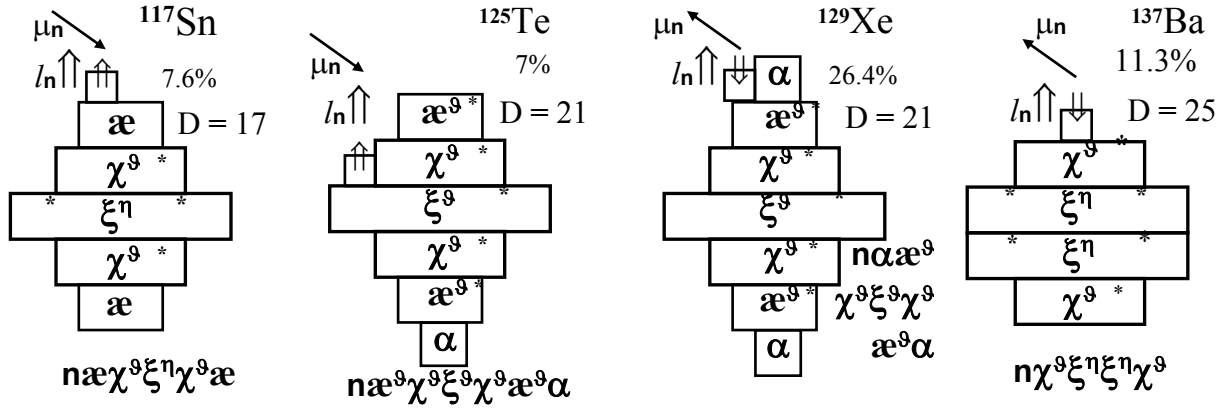


Рис. 4.3.12. Структуры и относительные распространённости устойчивых чётно-нечётных изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe , ^{56}Ba

Устойчивость изотопов с нечётным A является вторым (после относительной распространённости P чётно-чётных изотопов) объективным и очень весомым, убедительным критерием гармоничности, согласованности F -остова и G -упаковки, их взаимного соответствия. Согласно этому критерию, $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остову с этажностью $f=5$ в наибольшей степени соответствует $g=4$ или 5 – рис. 4.3.12.

Многочисленные изотопы ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe с нечётным A дают хорошую возможность проследить за изменением состояния одиночного нейтрона на одном и том же остове, но при разной упаковке. Сопоставление параметров нуклидов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe с одинаковыми упаковками D позволяет выявить зависимость состояния не спаренного нейтрона от изменения остова, то есть наличия или отсутствия на его z -полюсах α -заглушек.

Рассмотрение и обсуждение кинематических параметров (моимпов и магнимов) основных и возбуждённых состояний чётно-нечётных изотопов ^{50}Sn , ^{52}Te , ^{54}Xe в контексте их зависимости от FGH -структуры проведено в гл. 3.5 Нуклиды.

Нечётно-чётные нуклиды с $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остовом и нечётным Z в основном состоянии отличаются постоянством своих кинематических параметров и удивительной синхронностью изменения их последовательности.

Моимпы основного и первого возбуждённого состояний нечётных изотопов ^{51}Sb , ^{53}I и ^{55}Cs приведены в табл. 4.3.1. Абсолютно устойчивы только два изотопа ^{121}Sb и ^{123}Sb ($D=19$ и 21) и только по одному изотопу ^{127}I ($D=21$) и ^{133}Cs ($D=23$). Естественно, что для нуклидов ^{51}Sb и ^{53}I , имеющих $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остов, наиболее гармонична упаковка с $g=f=5$. Конфигурации основных и возбуждённых состояний устойчивых изотопов $^{123}\text{Sb}(7/2)$ ($\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9$ -остов) и $^{127}\text{I}(5/2)$ ($\alpha\alpha^9\chi^9\xi^9\chi^9\alpha^9$ -остов) приведены на рис. 4.3.13.

В основном состоянии $^{123}\text{Sb}(7/2)$ одиночный протон на z -поверхности χ -кластера – рис. 4.3.13а – имеет орбитал $l_p=4$, моимп и магним:

$$j = l_p - s_p = 4 - 1/2 = 7/2,$$

$$\mu = \mu_p^l - \mu_p \cos\varphi_p \approx 4 - 2.8 \cos\varphi_p.$$

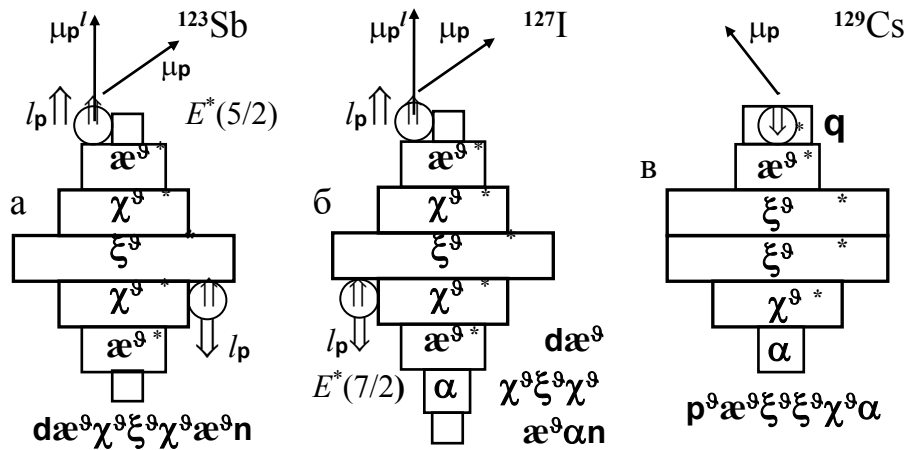


Рис. 4.3.13. Структуры нечётных изотопов ^{123}Sb , ^{127}I , ^{129}Cs (для ^{123}Sb и ^{127}I дополнительно приведен вариант противоположной ориентации l_p и s_p не спаренного протона)

В первом возбуждённом состоянии $^{123}\text{Sb}^*(5/2)$ (обозначено на рис. 4.3.13а – $E_1^*(5/2)$) тот же одиночный протон, но уже на z -поверхности внешнего ae^9 -кластера имеет орбитал $l_p = 2$, а моимп и магним:

$$j = l_p + s_p = 2 + 1/2 = 5/2,$$

$$\mu = \mu_p' + \mu_p \cos \varphi_p \approx 2 + 2.8 \cos \varphi_p.$$

Для другого устойчивого изотопа ^{121}Sb , имеющего $p(ae^9\chi^9\xi^9\chi^9ae^9)$ -структуру, отличающуюся от ^{123}Sb только отсутствием двух антисимметричных z -полюсных нейтронов, состояния с $j = 5/2$ и $j = 7/2$ изменяют свою последовательность. Для изотопов ^{51}Sb с $19 \geq D$ основное состояние имеет $j = 5/2$ и $\mu \approx 2 + 2.8 \cos \varphi_p$. А для изотопов ^{51}Sb с $D \geq 21$ основное состояние имеет $j = 7/2$ и $\mu \approx 4 - 2.8 \cos \varphi_p$.

Таблица 4.3.1

Моимпы двух нижних состояний изотопов ^{51}Sb , ^{53}I , ^{55}Cs с нечётным A

D	^{51}Sb			^{53}I			^{55}Cs		
	Нукл.	Осн.	1 возб.	Нукл.	Осн.	1 возб.	Нукл.	Осн.	1 возб.
11	^{113}Sb	5/2	7/2				^{121}Cs	3/2	9/2
13	^{115}Sb	5/2	7/2	^{119}I	5/2		^{123}Cs	1/2	5/2
15	^{117}Sb	5/2	7/2	^{121}I	5/2	7/2	^{125}Cs	1/2	5/2
17	^{119}Sb	5/2	7/2	^{123}I	5/2	7/2	^{127}Cs	1/2	5/2
19	^{121}Sb	5/2	7/2	^{125}I	5/2	7/2	^{129}Cs	1/2	5/2
21	^{123}Sb	7/2	5/2	^{127}I	5/2	7/2	^{131}Cs	5/2	7/2
23	^{125}Sb	7/2	5/2	^{129}I	7/2	5/2	^{133}Cs	7/2	5/2
25	^{127}Sb	7/2	5/2	^{131}I	7/2	5/2	^{135}Cs	7/2	5/2
27	^{129}Sb	7/2	5/2	^{133}I	7/2	5/2	^{137}Cs	7/2	5/2
29	^{131}Sb	7/2	5/2	^{135}I	7/2	5/2	^{139}Cs	7/2	
31	^{133}Sb	7/2	5/2				^{141}Cs	7/2	

В первом возбуждённом состоянии $^{127}\text{I}^*(7/2)$ такой же одиночный протон имеет орбитал $l_p = 4$, моимп и магним:

$$j = l_p - s_p = 4 - 1/2 = 7/2,$$

$$\mu = \mu_p' - \mu_p \cos \varphi_p \approx 4 - 2.8 \cos \varphi_p.$$

Аналогия кинематического состояния протона в основном и возбуждённых состояниях нечётных изотопов 51Sb и 53I и синхронное изменение их моимпов $5/2 \Rightarrow 7/2$ при $g=f=5$ ($D=19 \Rightarrow 21$ для Sb и $D=21 \Rightarrow 23$ для I) представлены в табл. 4.3.1.

Из систематики магнимов нечётных изотопов 51Sb и 53I остановим внимание только на двух фактах. Во-первых, бросается в глаза очень малая зависимость величины магнимов от упаковки при достаточно заметной зависимости от структуры базиса. Для изотопов $51\text{Sb}(5/2)$ $\mu_{\text{эксп}} \approx 3.4$, а для изотопов $53\text{I}(5/2)$ $\mu_{\text{эксп}} \approx 2.8$.

Во-вторых, на фоне постоянства магнимов при $D=\text{var}$ резкое уменьшение магнимов ^{117}Sb и ^{121}I на $\Delta\mu \approx 0.7$ и $\Delta\mu \approx 0.6$, соответственно, по сравнению с магнимами соседних изотопов свидетельствует о достаточно своеобразном состоянии $\mathfrak{a}^9\chi^9\xi^9\chi^9\mathfrak{a}$ -остова в четырёхкратной \mathfrak{g} -стяжке. Это своеобразное состояние остова в G -упаковке с $g=4$ обуславливает и состояние одиночного протона с увеличенным углом наклона φ_{p} его z_{p} -оси.

Изотопы 55Cs уже не могут иметь $\mathfrak{a}\chi\xi\chi\mathfrak{a}$ -остов. И совершенно аналогично преобразованию структур $\text{K} \Rightarrow \text{Rb}$ происходит частичное «сплющивание» одной из половин предшествующего $(\mathfrak{a}\mathfrak{a}\chi\xi\chi\mathfrak{a}\mathfrak{a})$ -базиса 54Xe и формирование ху-несимметричного $\alpha\chi\xi\xi\mathfrak{a}$ - ($\mathfrak{a}\mathfrak{a}\xi\xi\chi$ - или $\mathfrak{a}\mathfrak{a}\chi\xi\xi$ -) базиса.

Этот $\alpha\chi\xi\xi\mathfrak{a}$ -базис изотопов 55Cs отличается от $\alpha\chi\xi\mathfrak{a}$ -базиса 37Rb (рис. 4.3.6) только вторым, дополнительным ξ -нонагелом. Несимметрия $\alpha\chi\xi\xi\mathfrak{a}$ -базиса изотопов 55Cs не может быть сглажена, нивелирована никакой G -упаковкой. Поэтому, в отличие от изотопов 51Sb и 53I с симметричным $\mathfrak{a}\chi\xi\chi\mathfrak{a}$ -остовом, изотопы 55Cs при разной упаковке $35 \geq D \geq 11$ – табл. 4.3.1 – демонстрируют удивительное разнообразие моимпов основных состояний: $j=1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$.

Обратим внимание на изотопы 55Cs с $19 \geq D \geq 13$. В основном состоянии все они имеют моимп $j=1/2$. Структура одного из них – ^{129}Cs с $D=19$ – представлена на рис. 4.3.13в. При отсутствии орбитального вращения протона его моимп $j=s_{\text{p}}=1/2$ и, соответственно, магним $\mu=\mu_{\text{p}}\cos\varphi_{\text{p}}$. Экспериментальные значения $\mu_{\text{эксп}}$ изотопов $55\text{Cs}(1/2)$ с увеличением D возрастают от $\mu^{13}=1.34$ до $\mu^{19}=1.49$.

При $D=21$ моимп основного состояния ^{131}Cs $j=5/2$, а при $31 \geq D \geq 23$ моимп основного состояния изотопов 55Cs $j=7/2$. Состояния одиночного протона при $j=5/2$ и $j=7/2$ аналогичны состояниям протона в изотопах 51Sb и 53I , представленным на рис. 4.3.13а и б.

Некоторые другие подробности обсуждения параметров возбуждённых состояний нечётно-чётных изотопов 51Sb , 53I и 55Cs представлены в гл. 3.5 Нуклиды.

Есть ли какие-нибудь особенности возбуждённых состояний чётно-чётных изотопов 50Sn , 52Te , 54Xe и 56Ba ? Для примера часто обсуждают возбуждённые состояния чётных изобаров с $A=124$. Триада изобаров Sn , Te , Xe с одинаковым массовым числом $A=124$ является одной из редких триад устойчивых изобаров. В учебниках и монографиях обычно приводится пять устойчивых триад изобаров: $A=50$ ($\text{Ti}^6\text{-V}^4\text{-Cr}^2$), $A=96$ ($\text{Zr}^{16}\text{-Mo}^{12}\text{-Ru}^8$), $A=124$ (Sn^{24} , Te^{20} , Xe^{16}), $A=130$ (Te^{26} , Xe^{22} , Ba^{18}), $A=136$ (Xe^{28} , Ba^{24} , Ce^{20}). В первых двух триадах установлено, что один из трёх изобаров радиоактивен, хотя и с очень большим периодом полуперехода. Оказалось, что ^{50}V распадается с $T^*=6*10^{15}$ лет (рис. 4.3.1), а ^{96}Zr распадается с $T^*=3.5*10^{17}$ лет.

Поэтому истинно устойчивых триад изобаров только три: с $A=124, 130, 136$.

Структуры нуклидов ^{124}Sn , ^{130}Te , ^{136}Xe , имеющих наиболее плотные упаковки D в своих триадах, представлены на рис. 4.3.11. На этом же рисунке представлены структуры их изобаров ^{124}Xe и ^{130}Ba , которые имеют наименее плотные упаковки D в своих триадах.

Все эти триады устойчивых чётных изобаров включают от трёх до одного нуклида с $\mathfrak{a}\chi\xi\chi\mathfrak{a}$ -остовом (Sn , Te , Xe), а изотопы 54Xe участвуют во всех трёх триадах.

Да и само существование этих триад целиком и полностью обязано рекордным диапазонам $\Delta D = 12$, которыми обладают кланы устойчивых изотопов Sn и Xe и о которых говорилось ранее. Рассмотрение спектра возбуждённых состояний изобаров Sn, Te, Xe с $A = 124$ и их особенностей, а также суждения о характере влияния на него структуры $\alpha\chi\xi\chi\alpha$ -остова представлено в гл. 3.5 Нуклиды.

Среди нуклидов Sn изотоп ^{132}Sn с $\alpha^8\chi^7\xi^7\chi^7\alpha^8$ -конфигурацией имеет предельно плотную упаковку с $G = 32$. Очень трудно разорвать, разделить какой-либо ϑ -обруч этой упаковки и раскрутить нейтроны вокруг z -оси даже до минимального значения $j = 2$ — это требует большой энергии возбуждения относительно основного состояния.

Составляющая E^*_G энергии возбуждения E^* этого нуклида составляет её большую долю. Как показали эксперименты, $^{132}E_1^*(2^+) = 4041$ кэВ и это значение почти равно энергии других возбуждённых уровней. Энергетическая щель между первым возбуждённым уровнем $^{132}E_1^*$ и другими уровнями исчезла. Отношение $E^*(4^+)/E_1^*(2^+)$ для ^{132}Sn равно 1.093 вместо обычного 1.7-1.8 для других изотопов $_{50}\text{Sn}$. Хотя и в меньшей степени, но такая же ситуация зафиксирована и для других нуклидов с предельно плотной упаковкой остова. Максимальные энергии первого возбуждённого состояния, превышающие энергии аналогичных состояний соседних чётных изотопов на 300-400 кэВ, имеют нуклид $^{134}\text{Te}^{30}$ с $\alpha\alpha^8\chi^8\xi^8\chi^8\alpha\alpha$ -конфигурацией, нуклид $^{136}\text{Xe}^{28}$ с $(\alpha\alpha^8\chi^7\xi^8\chi^7\alpha\alpha)$ -конфигурацией, а также нуклид $^{138}\text{Ba}^{26}$ с $\alpha(\chi^8\xi^7\xi^7\chi^8)\alpha$ -конфигурацией.

Очень характерна и другая выборка — резкое уменьшение энергии первого возбуждённого состояния изотопов $_{50}\text{Sn}$, $_{52}\text{Te}$, $_{54}\text{Xe}$, $_{56}\text{Ba}$ при прибавлении еще двух нейтронов сверх «предельно плотной» упаковки. Такие два нейтрона переводятся в первое возбуждённое состояние этих нуклидов с намного меньшими затратами энергии:

$$\Delta_{52}E_1^{32*}(\text{Te}) = E_1^{32*}(2^+) - E_1^{30*}(2^+) = 688 - 1279 = -591 \text{ кэВ};$$

$$\Delta_{54}E_1^{30*}(\text{Xe}) = E_1^{30*}(2^+) - E_1^{28*}(2^+) = 588 - 1313 = -725 \text{ кэВ};$$

$$\Delta_{56}E_1^{28*}(\text{Ba}) = E_1^{28*}(2^+) - E_1^{26*}(2^+) = 602 - 1436 = -834 \text{ кэВ}.$$

Другие особенности параметров возбуждённых состояний чётно-чётных изотопов $_{50}\text{Sn}$, $_{52}\text{Te}$, $_{54}\text{Xe}$ и $_{56}\text{Ba}$ рассмотрены в гл. 3.5 Нуклиды.

Нечётно-нечётные изотопы $_{51}\text{Sb}$, $_{53}\text{I}$ и $_{55}\text{Cs}$ не отличаются большой стабильностью, период полураспада наиболее долгоживущих изотопов $_{51}\text{Sb}$ и $_{53}\text{I}$ составляет несколько дней и лишь один изотоп ^{134}Cs имеет достаточно долгий срок жизни $T^* = 2$ года. Особенности возбуждённых состояний этих изотопов рассмотрены в гл. 3.5 Нуклиды.

Глава 5.3
ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ FGH-СТРУКТУРЫ НУКЛИДОВ

Глава 6.3
СТРУКТУРА ТЯЖЁЛЫХ НУКЛИДОВ с $88 \geq Z \geq 56$

Глава 7.3
СТРУКТУРА СВЕРХТЯЖЁЛЫХ НУКЛИДОВ с $Z \geq 100$

Эта книга осталась незавершённой, и публикуется как черновик.

burtaev.org