ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2022, том 85, № 3, с. 196–208

ЯДРА

О СВОЙСТВАХ НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ НУКЛИДОВ ВБЛИЗИ $Z, N \sim 50$

© 2022 г. В. И. Исаков[1)*]

Поступила в редакцию 28.12.2021 г.; после доработки 28.12.2021 г.; принята к публикации 30.12.2021 г.

В работе детально исследованы свойства нечетно-нечетных предельно нейтронодефицитных ядер, непосредственно прилегающих к дважды магическому ядру ^{100}Sn. Вычислены спектры уровней и электромагнитные свойства этих ядер. Проведено сравнение полученных результатов с имеющимися немногочисленными экспериментальными данными. Рассмотрены проблема $E2$ эффективного нейтронного заряда и свойства ряда изомерных состояний в этих ядрах.

DOI: 10.31857/S0044002722030096

Нечетно-нечетные ядра представляют особый интерес для теоретического исследования, поскольку результаты расчетов очень чувствительны как к используемому подходу, так и к используемому в расчетах взаимодействию. К настоящему времени получена экспериментальная информация о таких ядрах, непосредственно прилегающих к "удаленному" дважды магическому нейтронодефицитному ядру ^{100}Sn. Ранее мы в рамках метода хаотической фазы и с использованием эффективного взаимодействия в работах [1–7] подробно исследовали ядра ^{132}Sb, ^{134}Sb, ^{130}In, ^{132}In и ^{134}In вблизи дважды магического нейтроноизбыточного ядра ^{132}Sn. Здесь мы проводим аналогичную процедуру, но для ядер окрестности ^{100}Sn на другой стороне от дорожки стабильности.

Уравнения метода хаотической фазы для ядер типа "магическое $\pm p \pm n$" либо "магическое $\pm p \mp \mp n$" могут быть получены с использованием операторной алгебры или с использованием метода функций Грина. В последнем случае энергии состояний соответствуют полюсам ω-образа двухвременной частично-частичной либо частично-дырочной функций Грина, когда в качестве неприводимого блока в соответствующих каналах используется эффективное взаимодействие ("лестничное" приближение).

В обоих случаях спектр уровней ядра типа "магическое $\pm p \pm n$" или "магическое $\pm p \mp n$" определяется решением системы уравнений

$$\begin{vmatrix} A & B \\ B & C \end{vmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} X \\ -Y \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где физический смысл входящих в систему уравнений величин X_{ab} и $Y_{a'b'}$ в случае ядер "магическое $\pm p \pm n$" таков:

$$\begin{aligned} X^J_{ab}(\omega_n^+) &= \langle JM(\omega_n^+)| \left[a_a^+ a_b^+\right]^{JM} |\tilde{0}\rangle, \\ Y^J_{a'b'}(\omega_n^+) &= \langle JM(\omega_n^+)| \left[a_{a'}^+ a_{b'}^+\right]^{JM} |\tilde{0}\rangle, \\ X^J_{ab}(\omega_n^-) &= \langle JM(\omega_n^-)| \left[a_a a_b\right]^{JM} |\tilde{0}\rangle, \\ Y^J_{a'b'}(\omega_n^-) &= \langle JM(\omega_n^-)| \left[a_{a'} a_{b'}\right]^{JM} |\tilde{0}\rangle, \\ [a_\alpha^+ a_\beta^+]^{JM} &= \sum_{m_\alpha, m_\beta} C^{JM}_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta} a^+_{l_\alpha j_\alpha m_\alpha} a^+_{l_\beta j_\beta m_\beta}, \\ [a_\alpha a_\beta]^{JM} &= \sum_{m_\alpha, m_\beta} (-1)^{l_\alpha + j_\alpha - m_\alpha + l_\beta + j_\beta - m_\beta} \times \\ &\times C^{JM}_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta} a_{l_\alpha j_\alpha - m_\alpha} a_{l_\beta j_\beta - m_\beta}. \end{aligned} \tag{2}$$

Входящие в (1) подматрицы A, B и C имеют вид:

$$\begin{aligned} A_{\alpha\beta;\mu\nu} &= (\varepsilon_\alpha + \varepsilon_\beta)\delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\nu} + \\ &+ {}_a\langle j_\alpha j_\beta J|\hat{\vartheta}|j_\mu j_\nu J\rangle_a, \\ B_{\alpha\beta;\mu\nu} &= {}_a\langle j_\alpha j_\beta J|\hat{\vartheta}|j_\mu j_\nu J\rangle_a, \\ C_{\alpha\beta;\mu\nu} &= -(\varepsilon_\alpha + \varepsilon_\beta)\delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\nu} + {}_a\langle j_\alpha j_\beta J|\hat{\vartheta}|j_\mu j_\nu J\rangle_a. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь $\alpha, \beta = a, b$ либо a', b', причем штрихованные индексы относятся к состояниям ниже поверхности Ферми, а не штрихованные — к уровням выше поверхности Ферми. Величины ε представляют собой одночастичные энергии, причем $\varepsilon_a(p)$, $\varepsilon_b(n) > \varepsilon_{\mathrm{F}}(p,n)$ и $\varepsilon_{a'}(p)$, $\varepsilon_{b'}(n) < \varepsilon_{\mathrm{F}}(p,n)$.

Решения ω системы уравнений (1) для ядер "магическое $\pm$ 2 нуклона" разделяются соответственно на две группы: "верхние" $\omega^{(+)}$ либо "нижние" $\omega^{(-)}$, для которых $\omega_k^{(+)} \sim \varepsilon_a + \varepsilon_b$ и $\omega_k^{(-)} \sim \varepsilon_{a'} + \varepsilon_{b'}$.

[1)]НИЦ "Курчатовский институт" — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

[*]E-mail: visakov@thd.pnpi.spb.ru

Для "верхних" решений амплитуды X^J_{ab} большие, а амплитуды $Y^J_{a'b'}$ маленькие, и они обусловлены корреляциями в основном состоянии, в то время как для "нижних" решений наоборот. Определяемые формулой (2) амплитуды X и Y нормированы соотношением

$$\left|\sum_{a,b} X^J_{ab}(\omega_n)X^J_{ab}(\omega_m) - \sum_{a',b'} Y^J_{a'b'}(\omega_n)Y^J_{a'b'}(\omega_m)\right| = \delta(\omega_n,\omega_m). \tag{4}$$

В нашем приближении приведенные матричные элементы электромагнитного перехода между состояниями $|\,\omega_n, J\rangle$ и $|\,\omega_m, J'\rangle$ в случае ядра "магическое + 2 нуклона" имеют вид

$$\begin{aligned}\langle\omega_m, J'||\hat{m}(\lambda)||\omega_n, J\rangle = \\ = [(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \times \\ \times \Bigg[\sum_{\alpha,\beta,\mu}\left[X^J_{\alpha\beta}(\omega_n)X^{J'}_{\mu\beta}(\omega_m) - Y^J_{\alpha\beta}(\omega_n)Y^{J'}_{\mu\beta}(\omega_m)\right] \times \\ \times W[\lambda j_\mu J j_\beta; j_\alpha J']\langle j_\mu||\hat{m}(\lambda)||j_\alpha\rangle + \\ + \sum_{\alpha,\beta,\nu}\left[X^J_{\alpha\beta}(\omega_n)X^{J'}_{\alpha\nu}(\omega_m) - Y^J_{\alpha\beta}(\omega_n)Y^{J'}_{\alpha\nu}(\omega_m)\right] \times \\ \times W[\lambda j_\nu J j_\alpha; j_\beta J']\langle j_\nu||\hat{m}(\lambda)||j_\beta\rangle(-1)^{j_\beta+j_\nu+J+J'+1}\Bigg].\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь приведенные матричные элементы определяются соотношением

$$\langle J'M'|\hat{T}_{\lambda_\mu}|JM\rangle = (-1)^{J'-M'} \times \begin{pmatrix} J' & \lambda & J \\ -M' & \mu & M\end{pmatrix}\langle J'||\hat{T}_\lambda||J\rangle. \tag{6}$$

Для ядра "магическое $-p-n$" следует использовать "нижние" решения, а выражение (5) следует умножить на $(-1)^\lambda$.

Если мы представим эффективное взаимодействие между нуклонами $\hat{\vartheta}$ в виде

$$\hat{\vartheta}(1,2) = \hat{\vartheta}^{(0)} + \hat{\vartheta}^{(1)}\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2, \tag{7}$$

то для нейтрон-протонной системы в канале частица–частица мы имеем

$$\begin{aligned}{}_a\langle j_\alpha j_\beta J|\hat{\vartheta}|j_\mu j_\nu J\rangle_a = \\ = \langle j_\alpha j_\beta J|\hat{\vartheta}^{(0)} - \hat{\vartheta}^{(1)}|j_\mu j_\nu J\rangle + \\ + (1)^{j_\mu+j_\nu+J+1}\langle j_\alpha j_\beta J|2\hat{\vartheta}^{(1)}|j_\nu j_\mu J\rangle.\end{aligned} \tag{8}$$

Для нечетно-нечетных частично-дырочных ядер типа "магическое $\pm p \mp n$" уравнения, определяющие спектр уровней и амплитуды состояний, также имеют вид (1), но смысл входящих в них амплитуд таков:

$$\begin{aligned}X^J_{ab'}(\omega^+_n) = \langle JM(\omega^+_n)|\left[a^+_a a_{b'}\right]^{JM}|\tilde{0}\rangle, \\ Y^J_{a'b}(\omega^+_n) = \langle JM(\omega^+_n)|\left[a^+_{a'} a_b\right]^{JM}|\tilde{0}\rangle, \\ X^J_{ab'}(\omega^-_n) = \langle JM(\omega^-_n)|\left[a_a a^+_{b'}\right]^{JM}|\tilde{0}\rangle, \\ Y^J_{a'b}(\omega^-_n) = \langle JM(\omega^-_n)|\left[a_{a'} a^+_b\right]^{JM}|\tilde{0}\rangle, \\ [a^+_\alpha a_\beta]^{JM} = \sum_{m_\alpha,m_\beta} C^{JM}_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta} \times \\ \times a^+_{l_\alpha j_\alpha m_\alpha} a_{l_\beta j_\beta -m_\beta}(-1)^{l_\beta+j_\beta-m_\beta}, \\ [a_\alpha a^+_\beta]^{JM} = \sum_{m_\alpha,m_\beta} C^{JM}_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta} a_{l_\alpha j_\alpha -m_\alpha} \times \\ \times a^+_{l_\beta j_\beta m_\beta}(-1)^{l_\alpha+j_\alpha-m_\alpha}.\end{aligned} \tag{9}$$

Здесь $\alpha, \beta = a, b'$, либо a', b; индексы со штрихами также соответствуют одночастичным состояниям ниже энергий Ферми, а индексы без штриха — уровням выше энергий Ферми, в то время как $|\tilde{0}\rangle$ представляет собой вектор основного состояния магического ядра с учетом корреляций в основном состоянии. В рассматриваемом случае в формуле (1) мы имеем

$$\begin{aligned}A_{\alpha\beta,\mu\nu} = (\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta)\delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\nu} + \\ + \langle j_\alpha \bar{j}_\beta J|\hat{\vartheta}|j_\mu \bar{j}_\nu J\rangle, \\ B_{\alpha\beta,\mu\nu} = \langle j_\alpha \bar{j}_\beta J|\hat{\vartheta}|j_\mu \bar{j}_\nu J\rangle, \\ C_{\alpha\beta,\mu\nu} = -(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta)\delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\nu} + \langle j_\alpha \bar{j}_\beta J|\bar{\vartheta}|j_\mu \bar{j}_\nu J\rangle.\end{aligned} \tag{10}$$

Здесь частично-дырочные матричные элементы взаимодействия, входящие в формулы (10), имеют вид

$$\begin{aligned}{}_a\langle j_\alpha \bar{j}_\beta J|\hat{\vartheta}|j_\mu \bar{j}_\nu J\rangle_a = \\ = -\sum_{J_0}(2J_0+1)W\left[j_\nu j_\mu j_\alpha j_\beta; J J_0\right] \times \\ \times \Big[\langle j_\nu j_\alpha J_0|\hat{\vartheta}^{(0)} - \hat{\vartheta}^{(1)}|j_\beta j_\mu J_0\rangle + (-1)^{j_\beta+j_\mu+J_0+1} \times \\ \times \langle j_\nu j_\alpha J_0|2\hat{\vartheta}^{(1)}|j_\mu j_\beta J_0\rangle\Big](-1)^{\ell_\beta+\ell_\nu}.\end{aligned} \tag{11}$$

Если мы рассматриваем ядро типа "магическое $+p-n$", то индексы "α, μ" относятся к протонам (p), а индексы "β, ν" — к нейтронам (n). В этом случае "верхние" решения ω^+_k системы уравнений (1) соответствуют ядру "магическое $+p-n$". В то же время "нижние" решения ω^-_k относятся к ядру "магическое $-p+n$".

Для ядра "магическое $+p-n$" амплитуды "X" большие, а амплитуды "Y" маленькие, и они также возникают за счет корреляций в основном состоянии (т.е. за счет отличия Ферми-ступеньки при

$\varepsilon = \varepsilon_{\rm F}$ от единицы). В то же время, ситуация противоположна для ядер "магическое $-p+n$" ($\omega_k = \omega_k^-$), где амплитуды "X" малы, а амплитуды "Y" велики.

Амплитуды "X" и "Y" нормированы соотношением

$$\left| \sum_{ab'} X^J_{j_a j_{b'}}(\omega_n) X^J_{j_a j_{b'}}(\omega_m) - \right. \tag{12}$$
$$\left. - \sum_{a'b} Y^J_{j_{a'} j_b}(\omega_n) Y^J_{j_{a'} j_b}(\omega_m) \right| = \delta(\omega_n, \omega_m).$$

В нашем случае приведенный матричный элемент для перехода $|J(\omega_n^+)\rangle \to |J'(\omega_m^+)\rangle$ имеет вид

$$\langle J'(\omega_m^+)|\hat{m}(\lambda)|J(\omega_n^+)\rangle = \tag{13}$$
$$= [(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \times$$
$$\times \Big\{ \sum_{\alpha\beta\mu} \Big(X^J_{j_\alpha j_\beta}(\omega_n^+) X^{J'}_{j_\mu j_\beta}(\omega_m^+) -$$
$$- Y^J_{j_\alpha j_\beta}(\omega_n^+) Y^{J'}_{j_\mu j_\beta}(\omega_m^+) \Big) \times$$
$$\times W[\lambda j_\mu J j_\beta; j_\alpha J'] \langle j_\mu || \hat{m}(\lambda) || j_\alpha \rangle \pm$$
$$\pm \sum_{\alpha\beta\nu} \Big(X^J_{j_\alpha j_\beta}(\omega_n^+) X^{J'}_{j_\alpha j_\nu}(\omega_m^+) -$$
$$- Y^J_{j_\alpha j_\beta}(\omega_n^+) Y^{J'}_{j_\alpha j_\nu}(\omega_m^+) \Big) \times$$
$$\times W[\lambda j_\beta J' j_\alpha; j_\nu J] \, \langle j_\nu || \hat{m}(\lambda) || j_\beta \rangle \Big\},$$

где в ($\pm$) знак ($+$) относится к переходам типа $M\lambda$, а знак ($-$) к $E\lambda$-переходам. Для ядра "магическое $-p+n$", когда $\omega_k = \omega_k^-$, выражение (13) следует умножить на $(-1)^\lambda$. Отметим, что мы используем фазы шаровых функций в соответствии с работой [8].

Величины "ε", входящие в формулы (3) и (10), представляют собой одночастичные энергии, генерируемые одночастичным потенциалом вида

$$U(\mathbf{r}, \sigma) = U f(r) + U_{\ell s} \frac{1}{r} \frac{df}{dr} \mathbf{ls}, \tag{14}$$
$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r-R)/a]},$$

где

$$U = V_0 \left(1 - \beta \frac{N-Z}{2A} \tau_3 \right),$$
$$U_{\ell s} = V_{\ell s} \left(1 - \beta_{\ell s} \frac{N-Z}{2A} \tau_3 \right),$$
$$R = r_0 A^{1/3},$$

$\tau_3 = 1$ для нейтронов и $\tau_3 = -1$ для протонов. В случае протонов к выражению (14) добавляется потенциал равномерно заряженной сферы радиуса $R_c = r_c A^{1/3}$.

Потенциал (14) использовался нами ранее, и он обеспечивает хорошее описание одночастичных спектров в ядрах вблизи заполненных оболочек. В наших расчетах мы использовали следующие значения параметров, входящих в формулу (14): $V_0 = -51.6$ МэВ, $V_{\ell s} = 34.1$ МэВ Фм^2, $a(p) = 0.67$ Фм, $a(n) = 0.62$ Фм, $\beta = 1.39$, $\beta_{\ell s} = -0.6$, $r_{00} = 1.27$ Фм, $r_c = 1.25$ Фм.

Используемое нами эффективное двухчастичное взаимодействие имеет вид, см. [4–7]

$$\hat{\vartheta} = \exp\left(-\frac{r_{12}^2}{r_{00}^2}\right) \Big[V + V_\sigma \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 + V_T S_{12} + \tag{15}$$
$$+ \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2 \left(V_\tau + V_{\tau\sigma} \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 + V_{\tau T} S_{12} \right) \Big] +$$
$$+ \frac{e^2}{r_{12}} \Big(\frac{1 - \hat{\tau}_3(1)}{2} \Big) \Big(\frac{1 - \hat{\tau}_3(2)}{2} \Big).$$

В расчетах мы использовали следующие параметры взаимодействия: $V = -16.65$, $V_\sigma = 2.33$, $V_T = -3.00$, $V_\tau = 3.35$, $V_{\tau\sigma} = 4.33$, $V_{\tau T} = 3.00$ (МэВ) и $r_{00} = 1.75$ Фм. В случае идентичных частиц это взаимодействие совпадает с таковым из работы [9]. Оно также хорошо воспроизводит характер мультиплетного расщепления в нечетно-нечетных ядрах вблизи ^{208}Pb и ^{132}Sn, свойства четных изотопов Sn от $A = 100$ до $A = 132$, а также спаривательные характеристики ядер.

Электромагнитные моменты ядер и вероятности переходов вычислялись с использованием эффективных мультипольных операторов вида

$$\hat{m}(E2\mu) = e^{p,n}_{\lambda=2}(\text{eff}) r^2 Y_{2\mu}(\theta, \varphi), \tag{16}$$
$$\hat{m}(M1\mu) = \mu_N \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \Big[g^{p,n}_\ell(\text{eff}) \mathbf{l} +$$
$$+ g^{p,n}_s(\text{eff}) \mathbf{s} + g_2 \tau_3 r^2 [Y_2 \otimes \mathbf{s}]^1 \Big]_\mu.$$

Здесь значения гиромагнитных отношений и эффективных зарядов были те же, что и в наших предыдущих работах, см., например, [1, 2, 4–6,10], а именно $e^p_{\lambda=2}(\text{eff}) = 1.6|e|$, $e^n_{\lambda=2}(\text{eff}) = 0.9|e|$, $g^p_\ell(\text{eff}) = 1.102$, $g^n_\ell(\text{eff}) = -0.005$, $g^p_s(\text{eff}) = 3.79$, $g^n_s(\text{eff}) = -2.04$ и $g_2 = -0.031$ Фм$^{-2}$. Открытым остается вопрос о величинах эффективных зарядов для $E2$-переходов в ядрах окрестности ^{100}Sn. В наших предыдущих работах мы использовали для ядер окрестностей ^{208}Pb и ^{132}Sn значения $e^p_{\lambda=2} = 1.6$ и $e^n_{\lambda=2} = 0.9$. Однако в работе [11] из перехода $6_1^+ \to 4_1^+$ в ядре ^{102}Sn и соответствующего расчета было получено значение $e^n_{\lambda=2} = 2.3(+0.6-0.4)$. При этом из данных [12] о переходах $8_1^+ \to 6_1^+$ и $6_1^+ \to 4_1^+$ в ядре ^{98}Cd и соответствующего

Таблица 1. Энергии нижних уровней, а также электрические квадрупольные и магнитные дипольные моменты состояний ядра ^{98}In (энергии уровней приведены в МэВ, квадрупольные моменты — в единицах $|e|$Фм^2, магнитные моменты — в единицах μ_N; уровни с четными значениями I характеризуются изоспином $T = 1$ и являются изоаналогами нижних состояний ядра ^{98}Cd; квадрупольные моменты вычислены при различных величинах эффективных зарядов; звездочками отмечены экспериментальные энергии аналоговых состояний ядра ^{98}Cd с $T = 1$)

Уровень	Энергия		Квадр. момент Q_2			Магн. момент
	расч.	эксп.	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
0_1^+	осн.сост.	осн.сост.	–	–	–	–
1_1^+	1.463	–	−12.3	−19.2	−21.6	0.59
2_1^+	1.709	1.395*	−15.2	−23.8	−26.8	1.17
3_1^+	1.996	–	−14.1	−22.0	−24.9	1.76
4_1^+	2.106	2.082*	−9.86	−15.4	−17.3	2.34
5_1^+	2.094	–	−2.99	−4.66	−5.26	2.93
6_1^+	2.234	2.281*	6.22	9.70	10.9	3.51
7_1^+	2.000	–	17.6	27.5	31.0	4.10
8_1^+	2.284	2.428*	31.1	48.6	54.8	4.68
9_1^+	1.170	0.82(73)	46.7	72.9	82.2	5.27

расчета, проведенного нами в рамках метода RPA, следует, что $e^p_{\lambda=2}(\text{eff}) = 1.65(+0.15-0.08)$ и $1.85(+0.17-0.12)$ соответственно. Близкое, но имеющее большую неопределенность значение $e^p_{\lambda=2}(\text{eff}) \approx 2.1 \pm 0.6$ получается из нашего расчета перехода $(21/2)_1^+ \to (17/2)_1^+$ в ядре ^{97}Ag, проведенного нами в рамках многочастичной модели оболочек. Поэтому в расчетах ядер окрестности ^{100}Sn мы принимаем для $E2$-переходов значение $e^p_{\lambda=2}(\text{eff}) = 1.6$. Заметим, что в сообщениях [13, 14] переход $6_1^+ \to 4_1^+$ в ядре ^{102}Sn характеризуется значениями $T_{1/2} = 367$ нс и $\Delta E = 88$ кэВ. В работе [15] расчет, проведенный нами на основе этих данных, привел к значению $e^n_{\lambda=2}(\text{eff}) = 2.75$.

В табл. 1–4 приведены результаты расчетов спектров уровней, электрических квадрупольных и магнитных дипольных моментов состояний и приведенных вероятностей $E2$- и $M1$-переходов для околомагических нечетно-нечетных ядер $^{98}_{49}\text{In}_{49}$ и $^{100}_{49}\text{In}_{51}$. Все экспериментальные результаты взяты из базы данных [16]. Расчеты $E2$-характеристик проведены для различных значений эффективного заряда нейтрона $e^n_{\lambda=2}$. В ядрах $^{100}_{51}\text{Sb}_{49}$ и $^{102}_{51}\text{Sb}_{51}$ "валентные" протонные состояния сверх оболочки $Z = 50$ являются квазистационарными с $T_{1/2} \sim \sim 10^{-15}$–$10^{-13}$ с, и поэтому указанные ядра нами здесь не рассматриваются ввиду отсутствия ближайшей перспективы их экспериментального исследования.

В связи с неопределенностью значений $e^n_{\lambda=2}$ необходимы дополнительные вычисления для определения эффективного нейтронного заряда в других ядрах рассматриваемой области. Поскольку значение эффективного заряда для протонов известно, то такими объектами могут быть нечетно-нечетные ядра, прилегающие к ^{100}Sn. Соответствующие экспериментальные данные в ближайших нечетно-нечетных протонно-стабильных ядрах ^{98}In и ^{100}In отсутствуют, но они имеются для близких ядер ^{98}Ag (переход $4_1^+ \to 6_1^+$) и ^{94}Rh (переход $2_1^+ \to 4_1^+$). Преимуществом нечетно-нечетных ядер является также, как правило, малое конфигурационное смешивание двухквазичастичных состояний, по сравнению с четно-четными нуклидами.

При удалении от замкнутых оболочек нам следует перейти к квазичастичному представлению. В общем случае матричный элемент взаимодействия между парами квазичастиц $\{j_1\,j_2; J\}$ и $\{j_3\,j_4; J\}$ в ядрах с развитым спариванием определяется выражением

$$M^J_{j_3j_4;j_1j_2} = (u_3\,u_4\,u_1\,u_2 + v_3\,v_4\,v_1\,v_2) \times \tag{17}$$
$$\times\, {}_a\langle j_3j_4J|\hat{\vartheta}|j_1j_2J\rangle_a + (u_3\,v_4\,u_1\,v_2 + v_3\,u_4\,v_1\,u_2) \times$$
$$\times\, {}_a\langle j_3\bar{j}_4J|\hat{\vartheta}|j_1\bar{j}_2J\rangle_a,$$

где u, v — коэффициенты преобразования Боголюбова, а соответствующие матричные элементы взаимодействия в каналах частица–частица и частица–дырка определяются формулами (8)

Таблица 2. Приведенные вероятности электрических квадрупольных и магнитных дипольных переходов в ядре ^{98}In; значения $B(E2)$ приведены в единицах e^2 Фм^4, а $B(M1)$ — в единицах $(\mu_N)^2$; экспериментальные данные по вероятностям переходов отсутствуют

Переход $I_i \to I_f$	$B(E2; I_i \to I_f)$			$B(M1; I_i \to I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$1_1^+ \to 0_1^+$	–	–	–	5.33
$2_1^+ \to 0_1^+$	81.1	197	251	–
$2_1^+ \to 1_1^+$	1.07	1.11	3.24	6.11
$3_1^+ \to 1_1^+$	92.8	226	287	–
$3_1^+ \to 2_1^+$	3.04	3.02	8.90	6.33
$4_1^+ \to 2_1^+$	91.1	222	282	–
$4_1^+ \to 3_1^+$	5.48	5.49	16.1	6.10
$5_1^+ \to 3_1^+$	79.6	194	247	–
$5_1^+ \to 4_1^+$	8.04	8.04	23.6	5.58
$6_1^+ \to 4_1^+$	63.1	153	195	–
$6_1^+ \to 5_1^+$	10.2	10.2	29.9	4.85
$7_1^+ \to 5_1^+$	44.1	107	137	–
$7_1^+ \to 6_1^+$	11.2	11.2	33.1	3.91
$8_1^+ \to 6_1^+$	25.3	61.6	78.4	–
$8_1^+ \to 7_1^+$	10.5	10.5	30.9	2.78
$9_1^+ \to 7_1^+$	9.56	23.3	29.6	–
$9_1^+ \to 8_1^+$	7.09	7.09	20.8	1.48

и (11). В то же время приведенные матричные элементы от оператора электромагнитного перехода между двухквазичастичными конфигурациями имеют вид

$$\begin{gathered}\langle j_3 j_4 J' || \hat{m}(\lambda) || j_1 j_2 J \rangle = \\ = \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \times \\ \times \Big\{ W\big[\lambda j_3 J j_2; j_1 J'\big] \delta(j_4, j_2) \langle j_3 || \hat{m}(\lambda) || j_1 \rangle \times \\ \times (u_1 u_3 \pm v_1 v_3) + (-1)^{j_2 + j_4 + J + J' + 1} \times \\ \times W\big[\lambda j_4 J j_1; j_2 J'\big] \delta(j_3, j_1) \times \\ \times \langle j_4 || \hat{m}(\lambda) || j_2 \rangle (u_2 u_4 \pm v_2 v_4) \Big\},\end{gathered} \tag{18}$$

где знак (−) в формуле (18) соответствует $E\lambda$-, а знак (+) $M\lambda$-переходам.

В случае нечетного числа частиц для определения величин u и v в формулах (17) и (18) необходим учет эффекта блокировки [17]. При этом для изолированного j^n-уровня (например, $1g_{9/2}$) мы имеем

$$v^2 = \frac{n-1}{2j-1}, \quad u^2 = \frac{2j-n}{2j-1}, \tag{19}$$

если n нечетно, и

$$v^2 = \frac{n}{2j+1}, \quad u^2 = \frac{2j+1-n}{2j+1},$$

если n четно.

В реальных расчетах мы использовали $G_p = 23/A$ и $G_n = 21/A$ МэВ.

В табл. 5 и 6 приводятся результаты расчетов спектра уровней и электромагнитных характеристик ядра ^{98}Ag. Состояния $|I_1\rangle$ по основным компонентам соответствуют мультиплету $\{p1g_{9/2}, n1g_{7/2}\}$, а состояния $|I_2\rangle$ — мультиплету $\{p1g_{9/2}, n2d_{5/2}\}$, как и в случае ядра ^{100}In. Из данных табл. 5 видно хорошее согласие расчетных энергий уровней с экспериментальными данными [16]. В то же время из табл. 6 следует, что согласие с экспериментом по периоду полураспада уровня 4_1^+ (переход $4_1^+ \to 6_1^+$, которому соответствует $B(E2; 6_1^+ \to 4_1^+) = 80.3(3.5)\, e^2$ Фм^4) возникает при значении $e^n_{\lambda=2}(\text{eff}) = 2.8$. Из сравнения данных табл. 4 и 6 видно, что в ядрах ^{100}In и ^{98}Ag, в ко-

Таблица 3. Расчетные и экспериментальные энергии уровней, а также электрические квадрупольные и магнитные дипольные моменты уровней ядра ^{100}In; энергии уровней выражены в МэВ, квадрупольные моменты — в единицах $|e|$Фм^2, магнитные моменты — в единицах μ_N

Уровень	Энергия		Квадр. момент Q_2			Магн. момент
	расч.	эксп.	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
1_1^+	2.697	$x + 2.720$	3.96	1.57	0.715	3.48
2_1^+	0.674	$x + 0.672$	12.5	9.77	8.78	5.64
2_2^+	1.494	$x + 1.423$	6.03	12.2	14.5	3.67
3_1^+	0.247	$x + 0.236$	19.8	31.1	35.2	5.30
3_2^+	1.174	–	10.4	24.8	30.0	3.81
4_1^+	0.100	$x + 0.095$	23.3	38.2	43.6	4.87
4_2^+	1.019	–	11.4	23.6	27.9	4.39
5_1^+	0.094	x	23.3	32.7	36.0	4.97
5_2^+	0.937	–	11.7	17.5	19.6	5.02
6_1^+	осн. сост.	осн. сост.	19.9	15.5	13.9	5.00
6_2^+	0.941	–	13.5	12.9	12.7	5.74
7_1^+	0.284	–	17.4	−1.62	−8.43	5.32
7_2^+	0.872	–	12.4	−1.52	−6.49	6.43
8_1^+	1.354	–	14.5	−9.51	−18.1	7.22

торых нижним уровням соответствуют одинаковые конфигурации, но разное число протонов на "валентной" орбите $p1g_{9/2}$, приведенные вероятности $M1$-переходов между аналогичными состояниями близки друг к другу. В то же время вероятности $E2$-переходов оказываются существенно разными. Это объясняется различной четностью операторов $E2$ и $M1$ относительно операции отражения времени и характеризуется множителем $(uu' \pm vv')$ в формуле (18).

Перейдем к рассмотрению ситуации в ядре ^{94}Rh. Здесь нижние уровни, так же как и в ядре ^{98}In, соответствуют конфигурации $\{p1g_{9/2}, n1g_{9/2}\}$, но с разным числом протонов на уровне $p1g_{9/2}$. В отличие от ^{98}In, в ядре ^{94}Rh подоболочка $p1g_{9/2}$ является наполовину заполненной $(u_1^2 \sim v_1^2 \sim 0.5)$, а нейтронная подоболочка заполнена почти целиком $(v_2^2 \sim 1.0)$. В этом случае диагональные $(j_1 = j_3,\ j_2 = j_4)$ частично-частичный и частично-дырочный матричные элементы в правой части формулы (17) имеют разные знаки, но сравнимы по величине, а их вклады в мультиплетное расщепление в случае ^{94}Rh в значительной степени компенсируют друг друга. Спектр уровней становится сжатым и в меньшей степени предсказуемым. В то же время это тот случай, когда согласно формуле (18) матричный элемент $E2$-перехода слабо зависит от величины эффективного заряда протона. Соответствующий переход $2_1^+ \to 4_1^+$ наблюдается в ядре ^{94}Rh, и ему соответствует $B(E2; 4_1^+ \to 2_1^+) = 105.8\,(+11.9\ -9.9)\ e^2$Фм^4. Расчетный спектр нижних уровней представлен в табл. 7, где нижним уровнем является состояние 9^+. Такой же характер спектра получается и при использовании другого эффективного взаимодействия, применявшегося нами ранее в расчетах ядер области ^{208}Pb ($V = -9.95$, $V_\sigma = 2.88$, $V_T = -1.47$, $V_\tau = 5.90$, $V_{\tau\sigma} = 4.91$, $V_{\tau T} = 1.51$ МэВ и $r_{00} = 1.8$ Фм, см. [10]).

В то же время экспериментальные данные [16] указывают, что нижним уровнем в этом ядре является изомерное состояние 4^+, а энергия состояний 8^+ и 9^+ является неопределенной (x и $x + 0.576$), причем уровень 8^+ является также изомерным и нижним. Отметим, что из данных [16] следует, что значение Q_β^+ для изомерного уровня, предположительно 8^+, в ядре ^{94}Rh определено с точностью до ± 0.4 МэВ. Поэтому не исключено, что предполагаемый уровень 8^+ (9^+) является основным, что и наблюдается при $x \sim -0.4$ МэВ. Изомерным может быть только нижний из уровней 8^+ и 9^+ ввиду

Таблица 4. Приведенные вероятности $E2$- и $M1$-переходов в ядре ^{100}In; величины $B(E2)$ приведены в единицах $|e|$Фм^2, а $B(M1)$ — в единицах μ_N^2, экспериментальные данные отсутствуют

Переход $I_i \to I_f$	$B(E2; I_i \to I_f)$			$B(M1; I_i \to I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$2_1^+ \to 1_1^+$	0.428	3.392	7.472	0.206
$2_2^+ \to 1_1^+$	17.82	0.196	4.446	1.691
$3_1^+ \to 1_1^+$	0.646	3.887	5.705	–
$3_2^+ \to 1_1^+$	0.799	15.60	32.26	–
$2_2^+ \to 2_1^+$	0.0069	16.99	30.96	0.211
$3_1^+ \to 2_1^+$	9.329	6.020	19.54	2.286
$3_2^+ \to 2_1^+$	7.894	15.06	18.18	0.134
$4_1^+ \to 2_1^+$	1.181	40.54	68.12	–
$4_2^+ \to 2_1^+$	0.437	0.0035	0.100	–
$3_1^+ \to 2_2^+$	0.487	2.437	5.607	0.208
$3_2^+ \to 2_2^+$	31.87	15.24	10.77	2.078
$4_1^+ \to 2_2^+$	0.413	1.237	1.639	–
$4_2^+ \to 2_2^+$	0.295	26.40	51.38	–
$3_2^+ \to 3_1^+$	0.684	3.737	5.420	0.0002
$4_1^+ \to 3_1^+$	43.53	32.75	29.27	3.268
$4_2^+ \to 3_1^+$	0.947	11.79	18.60	0.045
$5_1^+ \to 3_1^+$	1.604	49.84	83.34	–
$5_2^+ \to 3_1^+$	1.273	7.867	11.58	–
$4_1^+ \to 3_2^+$	4.645	20.97	29.65	0.032
$4_2^+ \to 3_2^+$	78.13	127.9	148.6	2.140
$5_1^+ \to 3_2^+$	0.279	1.217	1.712	–
$5_2^+ \to 3_2^+$	0.462	21.50	42.72	–
$4_2^+ \to 4_1^+$	1.957	8.649	12.19	0.0016
$5_1^+ \to 4_1^+$	89.79	175.6	213.2	2.913
$5_2^+ \to 4_1^+$	2.637	7.651	10.07	0.017
$6_1^+ \to 4_1^+$	0.914	32.52	54.72	–
$6_2^+ \to 4_1^+$	1.465	7.984	11.58	–
$5_1^+ \to 4_2^+$	0.068	0.472	1.051	0.022
$5_2^+ \to 4_2^+$	112.7	240.8	298.3	1.952
$6_1^+ \to 4_2^+$	0.116	0.930	1.409	–
$6_2^+ \to 4_2^+$	0.299	16.79	33.14	–
$5_2^+ \to 5_1^+$	0.474	4.201	6.430	0.00026
$6_1^+ \to 5_1^+$	116.1	301.5	388.7	2.326
$6_2^+ \to 5_1^+$	0.948	1.993	2.460	0.040

Таблица 4. Продолжение

Переход $I_i \to I_f$	$B(E2; I_i \to I_f)$			$B(M1; I_i \to I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$7_1^+ \to 5_1^+$	0.125	9.292	16.08	—
$7_2^+ \to 5_1^+$	1.642	9.933	14.59	—
$6_1^+ \to 5_2^+$	5.244	22.63	31.80	0.032
$6_2^+ \to 5_2^+$	133.0	316.2	400.5	1.599
$7_1^+ \to 5_2^+$	0.0029	0.410	0.723	—
$7_2^+ \to 5_2^+$	0.411	6.820	14.24	—
$6_2^+ \to 6_1^+$	3.188	17.61	25.58	0.00022
$7_1^+ \to 6_1^+$	92.51	273.0	360.6	1.201
$7_2^+ \to 6_1^+$	1.147	0.815	0.710	0.029
$8_1^+ \to 6_1^+$	0.553	3.001	4.349	—
$7_1^+ \to 6_2^+$	3.278	6.838	8.423	0.024
$7_2^+ \to 6_2^+$	135.4	356.3	460.5	1.160
$8_1^+ \to 6_2^+$	0.442	0.928	2.386	—
$7_2^+ \to 7_1^+$	0.953	10.29	16.05	0.012
$8_1^+ \to 7_1^+$	8.560	38.79	54.66	0.029
$8_1^+ \to 7_2^+$	86.23	22.01	282.8	0.616

больших вероятностей $E2$- и $M1$-переходов между этими состояниями. Поэтому мы провели расчет вероятностей β^+-переходов с 8^+- и 9^+-состояний ядра ^{94}Rh на уровень 8_1^+ дочернего ядра ^{94}Ru.

В рамках многочастичной модели оболочек в диагональном приближении в β-распад вовлекаются две $nljt_z$-орбитали. В случае β^+-распада происходит трансформация $j_1(p) \to j_2(n)$. В общем случае происходит трансформация между конфигурациями

$$|i\rangle \equiv |j_1^{n_1}(s_1\alpha_1 J_1), j_2^{n_2}(s_2\alpha_2 J_2); J_i\rangle_a \quad \text{и} \tag{20}$$
$$|f\rangle \equiv \left|j_1^{n_1-1}(s_1'\alpha_1' J_1'), j_2^{n_2+1}(s_2'\alpha_2' J_2'); J_f\right\rangle_a .$$

Соответствующее выражение для приведенной вероятности β^+-перехода мультипольности λ имеет вид [18]

$$B(\lambda; J_i \to J_f) = n_1(n_2+1)(2J_1+1) \times \tag{21}$$
$$\times (2J_2'+1)(2J_f+1)(2j_1+1) \times$$
$$\times \left[j_1^{n_1-1}(s_1'\alpha_1' J_1') j_1 J_1 |\} j_1^{n_1}(s_1\alpha_1 J_1)\right]^2 \times$$
$$\times \left[j_2^{n_2}(s_2\alpha_2 J_2) j_2 J_2' |\} j_2^{n_2+1}(s_2'\alpha_2' J_2')\right]^2 \times$$
$$\times \begin{Bmatrix} J_1 & J_2 & J_i \\ J_1' & J_2' & J_f \\ j_1 & j_2 & \lambda \end{Bmatrix}^2 B_{\rm sp}(\lambda; j_1 \to j_2),$$

где $[...|\}...]$ — генеалогические коэффициенты, s_i — квантовые числа сеньорити, α_i — дополнительные квантовые числа (если это необходимо).

Для нашего случая распада $^{94}_{45}\mathrm{Rh}_{49} \to {}^{94}_{45}\mathrm{Ru}_{50}$ мы имеем

$$|J_i\rangle = |j^{n_1}(s_1 = 1, J_1 = j), \tag{22}$$
$$j^{n_2}(s_2 = 1, J_2 = j); J_i\rangle,$$
$$|J_f\rangle = |j^{n_1-1}(s_1' = 2, J_1' = J_f),$$
$$j^{n_2+1}(s_2' = 0, J_2' = 0); J_f\rangle,$$

где $j = 1g_{9/2}, n_1 = 5, n_2 = 9, J_f = 8$. В этом случае формула (21) упрощается и имеет вид

$$B(\lambda; J_i \to J_f) = 2\frac{n_1-1}{2j-1}\frac{n_2+1}{2j+1}(2J_f+1) \times \tag{23}$$
$$\times \left(W\left[jjJ_f\lambda; J_i j\right]\right)^2 \langle j_n = j||m(\lambda)||j_p = j\rangle^2,$$

где

$$\langle j_n = j^\pm||m(\lambda = 0, \mathrm{F})||j_p = j^\pm\rangle = \tag{24}$$

Таблица 5. Энергии уровней, а также электрические квадрупольные и магнитные дипольные моменты состояний ядра ^{98}Ag; квадрупольные моменты выражены в единицах $|e|$Фм^2, а магнитные моменты — в единицах μ_N

Уровень	Энергия		Квадр. момент Q_2			Магн. момент
	расч.	эксп.	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
1_1^+	2.183	2.165	1.178	−0.949	−1.708	3.463
2_1^+	0.531	0.515	3.720	−1.808	−3.782	5.900
2_2^+	1.304	–	5.633	13.88	16.83	3.414
3_1^+	0.192	0.168	12.01	21.68	25.13	5.164
3_2^+	1.253	1.066 ?	7.060	17.44	21.15	3.803
4_1^+	0.085	0.107	13.82	25.50	29.67	4.920
4_2^+	1.092	–	7.104	15.67	18.73	4.369
5_1^+	0.087	–	12.03	18.28	20.51	4.921
5_2^+	1.105	–	6.279	10.37	11.83	5.022
6_1^+	осн. сост.	осн. сост.	7.737	3.315	1.736	5.063
6_2^+	1.029	–	4.796	2.278	1.378	5.725
7_1^+	0.201	0.220	1.449	−17.90	−24.81	5.292
7_2^+	1.063	–	2.755	−8.261	−12.19	6.460
8_1^+	1.167	1.154	0.212	−21.06	−28.66	7.211

$$= \sqrt{2j^{\pm}+1}\,\langle j_n|j_p\rangle, \quad j^{\pm} = l \pm \frac{1}{2},$$
$$\langle j_n = j^+||m(\lambda=1,\mathrm{GT})||j_p = j^+\rangle =$$
$$= \sqrt{\frac{(2l+2)(2l+3)}{(2l+1)}}\,\langle j_n|j_p\rangle,$$
$$\langle j_n = j^-||m(\lambda=1,\mathrm{GT})||j_p = j^+\rangle =$$
$$= \sqrt{\frac{2(2l)(2l+2)}{(2l+1)}}\,\langle j_n|j_p\rangle,$$
$$\langle j_n = j^-||m(\lambda=1,\mathrm{GT})||j_p = j^-\rangle =$$
$$= -\sqrt{\frac{(2l-1)(2l)}{(2l+1)}}\,\langle j_n|j_p\rangle.$$

Здесь $\langle j_n|j_p\rangle \approx 1$ — интеграл перекрытия радиальных волновых функций протона и нейтрона на одинаковых nlj-орбиталях.

В то же время в рамках квазичастичной модели приведенный матричный элемент β^+-перехода из двухквазичастичного состояния нечетно-нечетного ядра в возбужденное состояние дочернего четно-четного ядра, соответствующее возбуждению двух протонных квазичастиц, имеет вид

$$\langle j_3 j_5 J_f||\hat{m}(\lambda,\beta^+)||j_1 j_2 J_i\rangle = \tag{25}$$
$$= (-1)^{j1+j2+J_f+\lambda+1}\sqrt{\frac{(2J_i+1)(2J_f+1)}{1+\delta(j_3j_5)}} \times$$
$$\times \Big\{W[j_1j_2J_f\lambda;J_ij_3]\langle j_2||\hat{m}(\lambda,\beta^+)||j_3\rangle v(j_2)v(j_3) \times$$
$$\times\,\delta(j_5j_1) + (-1)^{j_1+j_5+J_f+1}W[j_1j_2J_f\lambda;J_ij_5] \times$$
$$\times \langle j_2||\hat{m}(\lambda,\beta^+)||j_5\rangle v(j_2)v(j_5)\delta(j_3j_1)\Big\},$$

где индексы 1, 3 и 5 относятся к протонам, а индекс 2 — к нейтронам. Отметим, что если протоны и нейтроны находятся на одном изолированном j-уровне, то в рамках квазичастичной модели мы для вероятности перехода также приходим к формуле (23) с заменой $(n_1-1)/(2j-1) \to v^2(j_p)_i$ и $(n_2+1)/(2j+1) \to v^2(j_n)_f$.

В случае разрешенного β-распада мы имеем выражение для периода полураспада

$$T_{1/2}\,(\mathrm{c}) = \tag{26}$$
$$= \frac{6145}{f_0\big[B(\mathrm{F};J_i\to J_f)+(G_A/G_V)^2B(\mathrm{GT};J_i\to J_f)\big]},$$

где f_0 — функция Ферми для разрешенного перехода. Здесь мы пренебрегли K-захватом, который в нашем случае дает пренебрежимо малый вклад, по сравнению с β^+-распадом, ввиду очень больших значений Q_{β^+}. Поскольку аксиальный ток

Таблица 6. Приведенные вероятности $E2$- и $M1$-переходов в ядре ^{98}Ag в единицах $|e|$Фм^2 и μ_N^2; экспериментальное значение $B(E2; 6_1^+ \to 4_1^+)$ составляет 80.3(3.5) e^2 Фм^4, другие экспериментальные данные по вероятностям перехода в настоящее время отсутствуют

Переход $I_i \to I_f$	$B(E2; I_i \to I_f)$			$B(M1; I_i \to I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$2_1^+ \to 1_1^+$	0.222	1.448	2.147	∼0.2
$2_2^+ \to 1_1^+$	0.299	15.49	32.57	1.89
$3_1^+ \to 1_1^+$	0.697	4.552	6.746	–
$3_2^+ \to 1_1^+$	1.667	38.66	63.63	–
$2_2^+ \to 2_1^+$	0.747	4.877	7.228	∼0.2
$3_1^+ \to 2_1^+$	0.059	31.93	57.49	2.65
$3_2^+ \to 2_1^+$	0.747	4.877	7.228	∼0.1
$4_1^+ \to 2_1^+$	5.759	61.01	94.93	–
$4_2^+ \to 2_1^+$	0.360	2.349	3.480	–
$3_1^+ \to 2_2^+$	0.272	1.773	2.628	∼0.2
$3_2^+ \to 2_2^+$	8.930	6.129	5.270	2.44
$4_1^+ \to 2_2^+$	0.482	3.152	4.672	–
$4_2^+ \to 2_2^+$	1.954	45.32	74.60	–
$3_2^+ \to 3_1^+$	0.016	0.103	0.153	∼0
$4_1^+ \to 3_1^+$	9.142	6.139	5.210	3.24
$4_2^+ \to 3_1^+$	0.484	3.162	4.686	∼0.04
$5_1^+ \to 3_1^+$	6.548	69.37	107.9	–
$5_2^+ \to 3_1^+$	0.671	4.382	6.494	–
$4_1^+ \to 3_2^+$	0.639	4.182	6.183	∼0.03
$4_2^+ \to 3_2^+$	23.36	49.92	61.61	2.22
$5_1^+ \to 3_2^+$	0.262	1.712	2.537	–
$5_2^+ \to 3_2^+$	1.741	40.38	66.46	–
$4_2^+ \to 4_1^+$	0.163	1.063	1.575	∼0
$5_1^+ \to 4_1^+$	29.84	77.33	99.67	3.02
$5_2^+ \to 4_1^+$	0.126	0.822	1.218	∼0.02
$6_1^+ \to 4_1^+$	4.701	49.81	77.50	–
$6_2^+ \to 4_1^+$	0.847	5.530	8.195	–
$5_1^+ \to 4_2^+$	0.678	4.425	6.564	∼0.03
$5_2^+ \to 4_2^+$	38.475	107.998	141.3	2.00
$6_1^+ \to 4_2^+$	0.111	0.726	1.075	–
$6_2^+ \to 4_2^+$	1.280	30.10	49.55	–
$5_2^+ \to 5_1^+$	0.578	3.774	5.594	∼0
$6_1^+ \to 5_1^+$	45.95	157.1	212.9	2.33
$6_2^+ \to 5_1^+$	0.007	0.048	0.071	∼0.04

Таблица 6. Продолжение

Переход $I_i \to I_f$	$B(E2; I_i \to I_f)$			$B(M1; I_i \to I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$7_1^+ \to 5_1^+$	2.030	21.50	33.46	–
$7_2^+ \to 5_1^+$	0.832	5.432	8.051	–
$6_1^+ \to 5_2^+$	0.491	3.212	4.761	∼0.03
$6_2^+ \to 5_2^+$	49.511	156.312	208.9	1.65
$7_1^+ \to 5_2^+$	0.029	0.191	0.283	–
$7_2^+ \to 5_2^+$	0.777	18.022	29.66	–
$6_2^+ \to 6_1^+$	0.891	5.820	8.626	∼0
$7_1^+ \to 6_1^+$	41.58	159.3	220.5	1.30
$7_2^+ \to 6_1^+$	0.366	2.384	3.533	∼0.03
$8_1^+ \to 6_1^+$	0.570	3.724	5.519	–
$7_1^+ \to 6_2^+$	0.217	1.419	2.102	∼0.02
$7_2^+ \to 6_2^+$	51.088	171.786	232.1	1.20
$8_1^+ \to 6_2^+$	0.303	7.028	11.57	–
$7_2^+ \to 7_1^+$	0.799	5.218	7.733	∼0
$8_1^+ \to 7_1^+$	1.426	9.310	13.79	0.03
$8_1^+ \to 7_2^+$	36.968	129.151	175.6	0.64

Таблица 7. Энергии уровней и электромагнитные моменты состояний ядра ^{94}Rh; энергия “x” состояния, имеющего предположительно спин 8_1^+, известна с точностью ± 0.4 МэВ, звездочками представлен экспериментальный спектр при $x = -0.4$, согласно нашим расчетам спектра и вероятностей β^+-распада изомерный уровень с энергией x является на самом деле состоянием 9^+, и скорее всего основным

Уровень	Энергия			Квадр. момент Q_2			Магн. момент
	расч.	эксп.	эксп. (*)	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
0_1^+	0.837	–	–	–	–	–	–
1_1^+	0.983	0.613	1.013*	−4.763	−11.34	−13.69	0.585
2_1^+	0.516	0.055	0.455*	−5.953	−14.18	−17.11	1.171
3_1^+	0.555	–	–	−5.457	−12.99	−15.69	1.756
4_1^+	0.435	осн. сост. ?	0.400*	−3.789	−9.021	−10.89	2.342
5_1^+	0.415	–	–	−1.145	−2.726	−3.291	2.927
6_1^+	0.410	–	–	2.381	5.671	6.845	3.513
7_1^+	0.315	–	–	6.741	16.053	19.38	4.098
8_1^+	0.403	x	0.576*	11.907	28.353	34.227	4.684
9_1^+	осн. сост.	$x + 0.576$	осн. сост.*	17.860	42.530	51.341	5.269

не сохраняется, то в ядре аксиальная константа G_A перенормируется по сравнению с таковой в распаде нейтрона. Существуют разные оценки величины перенормировки, здесь мы воспользовались нашим результатом из работы [15], где из экспериментальных данных по β^+-распаду ядра ^{100}Sn было получено значение $|G_A/G_V| \sim 1.00(15)$. Указанная величина близка к таковой, $|G_A/G_V| = 1.11(9)$, полученной нами ранее [19] из изучения β-распадов в легких ядрах с $N \sim Z$, но больше значения $|G_A/G_V| = 0.85(15)$, полученного в работе [20] из исследования β^+-распадов в средне-

Таблица 8. Приведенные вероятности электрических квадрупольных и магнитных дипольных переходов в ядре ^{94}Rh; экспериментальное значение $B(E2; 4_1^+ \to 2_1^+)$ составляет $105.8(+11.9{-}9.9)e^2$ Фм^4, другие экспериментальные данные по вероятностям $E2$- и $M1$-переходов в настоящее время отсутствуют

Переход $I_i \to I_f$	$B(E2; I_i \to I_f)$			$B(M1; I_i \to I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$1_1^+ \to 0_1^+$	–	–	–	5.41
$2_1^+ \to 0_1^+$	11.63	65.97	96.14	–
$2_1^+ \to 1_1^+$	1.273	9.843	14.86	6.29
$3_1^+ \to 1_1^+$	13.75	77.97	113.6	–
$3_1^+ \to 2_1^+$	3.449	26.66	40.25	6.39
$4_1^+ \to 2_1^+$	13.37	75.80	110.5	–
$4_1^+ \to 3_1^+$	6.190	47.85	72.24	6.12
$5_1^+ \to 3_1^+$	11.68	66.26	96.56	–
$5_1^+ \to 4_1^+$	9.044	69.90	105.5	5.59
$6_1^+ \to 4_1^+$	9.246	52.42	76.40	–
$6_1^+ \to 5_1^+$	11.43	88.34	133.4	4.84
$7_1^+ \to 5_1^+$	6.455	36.60	53.33	–
$7_1^+ \to 6_1^+$	12.63	97.61	147.4	3.90
$8_1^+ \to 6_1^+$	3.702	20.99	30.59	–
$8_1^+ \to 7_1^+$	11.80	91.19	137.7	2.78
$9_1^+ \to 7_1^+$	1.400	7.938	11.57	–
$9_1^+ \to 8_1^+$	26.12	61.52	92.87	1.47

тяжелых ядрах окрестности ^{146}Gd. Отметим, что в распаде нейтрона $G_A = -1.24\,G_V$.

Пользуясь формулами (23)–(26), мы можем определить периоды полураспада изомерного 9^+-(8^+)-состояния ядра ^{94}Rh, считая его основным, на возбужденное 8_1^+-состояние ядра ^{94}Ru с энергией 2.645 МэВ. Если использовать величину $|G_A/G_V|$ из работы [15], то мы получаем следующие значения периодов полураспада: $T_{1/2}(9^+ \to 8^+) = 11.9$ (+4.5–3.1) с, и $T_{1/2}(8^+ \to 8^+) = 0.46$ (+0.21–0.11) с. Разброс величин связан с экспериментальной неопределенностью величин Q_β^+. Выше мы предполагали, что изомеру 9^+ соответствует $Q_{\beta^+} = 9.6(4)$ МэВ [16] и $x = 0$. При этом верхнее значение величины $T_{1/2}$ соответствует значению $x = -0.4$. Полученные значения $T_{1/2}$ следует сравнить с парциальным периодом полураспада для β^+-перехода на предполагаемый уровень 8_1^+ ядра ^{94}Rh, который легко определяется из экспериментальных данных [16]: $T_{1/2} \approx 27.4$ с. Из сравнения мы видим, что кандидатом на изомер с неизвестной энергией x в ядре ^{94}Rh является состояние 9_1^+, а не 8^+, что согласуется с нашим расчетом спектра. В любом случае нижним и долгоживущим относительно β-распада состоянием останется уровень 9^+. В то же время уровень 8^+ не может быть изомерным из-за интенсивного $M1$-перехода на уровень 9^+. Как видно из данных табл. 7, расчетные уровни 5^+ и 6^+ лежат в непосредственной близости и ниже состояния 4^+, которое также является изомерным. Очевидно, реально эти состояния должны лежать выше уровня 4^+. Указанное расхождение связано с точностью определения энергий уровней в квазичастичной модели, которая является наименьшей в случае наполовину заполненных подоболочек.

В табл. 8 представлены расчетные значения приведенных вероятностей электромагнитных переходов в ядре ^{94}Rh. Из нее следует, что расчетное значение величины $B(E2;\, 4_1^+ \to 2_1^+)$ согласуется с экспериментом при значении $e^n_{\lambda=2}(\mathrm{eff}) = 2.8$. Это совпадает с расчетом для ядра ^{98}Ag, нашим расчетом [15] для ядра ^{102}Sn, и близко к результату [11] для этого же ядра. В то же время полученная величина нейтронного эффективного заряда оказывается значительно больше расчетного [21] значения $e^n_{\lambda=2}(\mathrm{eff}) \approx 1.0$ для ядра ^{100}Sn. Столь большое значение нейтронного эффективного заряда вызывает удивление, и, возможно, оно связано с предельной нейтронной дефицитностью ядер рассматриваемой области. Указанная проблема заслуживает проведения дополнительных теоретических и экспериментальных исследований.

Автор выражает свою признательность Ю.Н. Новикову за критический анализ работы и сделанные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Mach, D. Jerrestam, B. Fogelberg, M. Hellström, J. P. Omtvedt, K. I. Erokhiha, and V. I. Isakov, Phys. Rev. C **51**, 500 (1995).
2. V. I. Isakov, K. I. Erokhina, H. Mach, B. Fogelberg, A. Korgul, K. A. Mezilev, and E. Ramström, ЯФ **70**, 852 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 818 (2007)].
3. V. I. Isakov, in *Proceedings of the International Conference on Isomers (INIR 2011), Peterhof, 2011*, p. 41.
4. В. И. Исаков, ЯФ **79**, 585 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 811 (2016)].
5. В. И. Исаков, ЯФ **80**, 214 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 431 (2017)].
6. В. И. Исаков, ЯФ **82**, 42 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 38 (2019)].
7. В. И. Исаков, ЯФ **82**, 388 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 468 (2019)].
8. Е. Кондон, Г. Шортли, *Теория атомных спектров* (Москва, 1949) [E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge, 1935)].
9. K. Heude and M. Waroquier, Nucl. Phys. A **167**, 545 (1971).
10. С. А. Артамонов, В. И. Исаков, С. Г. Кадменский, И. А. Ломаченков, В. И. Фурман, ЯФ **36**, 829 (1982) [Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 486 (1982)].
11. M. Lipoglavšek, D. Seweryniak, C. N. Davis, C. Fahlander, M. Górska, R. V. F. Janssens, J. Nyberg, J. Uusitalo, W. B. Walters, I. Ahmad, J. Blomqvist, M. P. Carpenter, J. A. Cizewski, S. M. Fisher, H. Grawe, G. Hackman, *et al.*, Phys. Letters B **440**, 246 (1998).
12. J. Park, R. Krücken, D. Lubos, R. Gernhäuser, M. Lewitowicz, S. Nishimura, D. S. Ahn, H. Baba, B. Blank, A. Blazhev, P. Boutachkov, F. Browne, I. Čeliković, G. de France, P. Doormenbal, T. Faestermann, *et al.*, Phys. Rev. C **96**, 044311 (2017).
13. T. Faestermann, https://indico.ific.uv.es/event/349/contributions/6172/ attachments/4036/4532/Faestermann.pdf, p. 24 (2011); частное сообщение.
14. M. Górska, https://indico.in2p3.fr/event/12970/contributions/12367/attachments/10498/13010/SSNET_gorska_2016_2.pdf, p. 36 (2016).
15. V. I. Isakov, ЯФ **76**, 881 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 828 (2013)].
16. www-nndc.bnl.gov/ensdf/
17. В. Г. Соловьев, *Теория сложных ядер* (Наука, Москва, 1971) [V. G. Soloviev, *Theory of Complex Nuclei* (Pergamon Press, Oxford, 1976)].
18. V. I. Isakov, ЯФ **77**, 603 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 569 (2014)].
19. V. I. Isakov, ЯФ **72**, 38 (2009) [Phys. At. Nucl. **72**, 33 (2009)].
20. G. D. Alkhazov, S. A. Artamonov, V. I. Isakov, K. A. Mezilev, and Yu. N. Novikov, Phys. Lett. B **198**, 37 (1987).
21. I. Hamamoto and H. Sagawa, Phys. Lett. B **394**, 1 (1997).

ON THE PROPERTIES OF ODD–ODD NUCLIDES CLOSE TO $N, Z \sim 50$

V. I. Isakov[1)]

[1)] *National Research Centre "Kurchatov Institute" — Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia*

Properties of extremely neutron-deficient odd–odd nuclei that are close to the doubly magical nucleus ^{100}Sn are considered in details. Energy spectra of nuclei and their electromagnetic properties are calculated. Results of calculations are compared with the available rare experimental data. The problem of the neutron $E2$ effective charge as well as the properties of some isomerical states in nuclei of this region are also considered.