ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2019, том 82, № 1, с. 42–48

ЯДРА

О СВОЙСТВАХ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНОГО НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНОГО ЯДРА ^{130}In

В. И. Исаков*

НИЦ "Курчатовский институт" — Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия
Поступила в редакцию 09.08.2018 г.; после доработки 09.08.2018 г.; принята к публикации 09.08.2018 г.

В рамках метода хаотической фазы проведен расчет свойств нечетно-нечетного ядра ^{130}In, расположенного вблизи дважды магического ядра ^{132}Sn. Проведены детальные расчеты спектра, электрических квадрупольных и магнитных дипольных моментов уровней и γ-распадных характеристик ^{130}In, вычислена вероятность β-перехода в это ядро из основного состояния ^{130}Cd.

DOI: 10.1134/S0044002719010082

В наших предыдущих работах [1–5] в рамках метода хаотической фазы были подробно исследованы нечетно-нечетные ядра ^{132}Sb, ^{134}Sb и ^{132}In, непосредственно прилегающие к дважды магическому нейтроноизбыточному нуклиду ^{132}Sn. В последнее время появились экспериментальные данные [6, 7], касающиеся характеристик нечетно-нечетного ядра ^{130}In, также расположенного в непосредственной близости от ^{132}Sn. В литературе имеются также очень немногочисленные отрывочные данные о свойствах более тяжелых изотопов In с четными значениями A, чем упомянутые выше. В настоящей работе мы в рамках метода хаотической фазы (квазибозонного приближения, RPA) проведем детальный расчет спектра уровней и электромагнитных характеристик ядра ^{130}In и сопоставим результаты расчета с имеющимися экспериментальными данными.

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

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

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

где физический смысл входящих в систему уравнений величин X_{ab} и $Y_{a'b'}$ таков:

$$X^J_{ab}(\omega^+_n) = \langle JM(\omega^+_n)| \left[a^+_a a^+_b\right]^{JM} |\tilde{0}\rangle, \quad (2)$$
$$Y^J_{a'b'}(\omega^+_n) = \langle JM(\omega^+_n) \left[a^+_{a'} a^+_{b'}\right]^{JM} |\tilde{0}\rangle,$$
$$X^J_{ab}(\omega^-_n) = \langle JM(\omega^-_n)| \left[a_a a_b\right]^{JM} |\tilde{0}\rangle,$$
$$Y^J_{a'b'}(\omega^-_n) = \langle JM(\omega^-_n) \left[a_{a'} a_{b'}\right]^{JM} |\tilde{0}\rangle,$$
$$[a^+_\alpha a^+_\beta]^{JM} = \sum_{m_\alpha, m_\beta} C^{JM}_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta} a^+_{l_\alpha j_\alpha m_\alpha} a^+_{l_\beta j_\beta m_\beta},$$
$$[a_\alpha a_\beta]^{JM} = \sum_{m_\alpha, m_\beta} (-1)^{l_\alpha + j_\alpha - m_\alpha + l_\beta + j_\beta - m_\beta} \times$$
$$\times C^{JM}_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta} a_{l_\alpha j_\alpha - m_\alpha} a_{l_\beta j_\beta - m_\beta}.$$

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

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

Здесь $\alpha, \beta = a, b$, либо a', b', причем штрихованные индексы относятся к состояниям ниже поверхности Ферми, а нештрихованные — 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 на две группы: "верхние" $\omega^{(+)}$ либо "нижние" $\omega^{(-)}$, для которых $\omega^{(+)}_k \sim \varepsilon_a + \varepsilon_b$ и $\omega^{(-)}_k \sim \varepsilon_{a'} + \varepsilon_{b'}$. В то же время собственные энергии $E^{(\pm)}_k$, отсчитываемые от экспериментальной энергии основного состояния ядра,

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

Таблица 1. Энергии одночастичных состояний в ядре ^{132}Sn

$n\ell j$	ε (эксп.)	ε (теор.)	$n\ell j$	ε (эксп.)	ε (теор.)
$\nu 1i_{13/2}$	0.29	0.16	$\pi 3s_{1/2}$	–	−6.64
$\nu 2f_{5/2}$	−0.40	0.22	$\pi 1h_{11/2}$	−6.88	−6.77
$\nu 1h_{9/2}$	−0.84	−0.47	$\pi 2d_{3/2}$	−7.23	−7.07
$\nu 3p_{1/2}$	−1.04	−0.55	$\pi 2d_{5/2}$	−8.71	−9.04
$\nu 3p_{3/2}$	−1.55	−1.42	$\pi 1g_{7/2}$	−9.67	−10.60
$\nu 2f_{7/2}$	−2.40	−2.84	$\pi 1g_{9/2}$	−15.81	−14.57
$\nu 2d_{3/2}$	−7.35	−7.63	$\pi 2p_{1/2}$	−16.17	−16.14
$\nu 1h_{11/2}$	−7.42	−7.33	$\pi 2p_{3/2}$	−17.16	−17.15
$\nu 3s_{1/2}$	−7.68	−8.03	$\pi 1f_{5/2}$	−18.56	−19.25
$\nu 2d_{5/2}$	−9.00	−9.98			
$\nu 1g_{7/2}$	−9.78	−9.51			

связаны в случае ядер "магическое ядро $\pm p \pm n$" с решениями ω_k системы уравнений (1) соотношениями $E_k^{(\pm)} = \pm\omega_k^{(\pm)} + B(Z\pm 1, N\pm 1) - B(Z,N)$, где B представляют собой энергии связи основных состояний соответствующих ядер, причем (Z,N) относится к магическому ядру. 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:

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

Здесь приведенные матричные элементы определяются соотношением

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

Для ядра "магическое $-p-n$" 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 каналах частица—частица и дырка—дырка мы имеем

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

Здесь мы используем эффективное взаимодействие вида

$$\hat{\vartheta} = \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right)\Big[V + V_\sigma\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2 + V_T S_{12} + \boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2\left(V_\tau + V_{\tau\sigma}\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2 + V_{\tau T}S_{12}\right)\Big], \tag{9}$$

где $V = -16.65$, $V_\sigma = 2.33$, $V_T = -3.00$, $V_\tau = 3.35$, $V_{\tau\sigma} = 4.33$, $V_{\tau T} = 3.00$ (все величины в МэВ) и $r_0 = 1.75$ Фм, см. [4, 5].

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

$$U(\mathbf{r},\boldsymbol{\sigma}) = U\cdot f(r) + U_{\ell s}\cdot\frac{1}{r}\frac{df}{dr}\boldsymbol{\ell}\mathbf{s}, \tag{10}$$

$$f(r) = \frac{1}{1+\exp[(r-R)/a]},$$

где

$$U = V_0\left(1 - \beta\frac{N-Z}{A}t_Z\right),$$

$$U_{\ell s} = V_{\ell s}\left(1 - \beta_{\ell s}\frac{N-Z}{A}t_Z\right),\quad R = r_0A^{1/3},$$

$t_Z = 1/2$, для нейтронов и $t_Z = -1/2$ для протонов. В случае протонов к выражению (10) добавляется

Таблица 2. Расчетный спектр уровней отрицательной четности в ядре ^{130}In и их протон-нейтронный состав (в скобках указаны экспериментальные энергии, звездочкой отмечены экспериментальные уровни из работы [7], без звездочки — уровни из [6])

Уровень	Энергия, МэВ	Лидирующая конфигурация	Магнитный момент, μ_N	Квадрупольный момент, $\|e\|$ Фм^2
0_1^-	1.1190 (1.016*)	$2p_{1/2}\,3s_{1/2}$	–	–
0_2^-	1.4953	$2p_{3/2}\,2d_{3/2}$	–	–
1_1^-	0.0000 (осн.сост.)	$1g_{9/2}\,1h_{11/2}$	−0.3563E+01	0.7214E+01
1_2^-	0.6860	$2p_{1/2}\,2d_{3/2}+...$	0.1417E+01	0.6593E+00
1_3^-	1.0717 (0.950*[$1^-,2^-$])	$2p_{1/2}\,3s_{1/2}$	−0.1038E+01	0.3700E+01
1_4^-	1.7910 (1.669)	$2p_{3/2}\,2d3/2+...$	0.2554E+00	−0.9348E+01
1_5^-	2.1952	$2p_{3/2}\,3s_{1/2}$	0.2726E+01	0.7832E+01
2_1^-	0.4681 (0.451*)	смеш.	−0.8192E+00	−0.7311E+01
2_2^-	0.7219	смеш.	−0.3680E+00	0.7054E+01
2_3^-	1.7404	смеш.	0.1399E+01	0.1633E+02
2_4^-	2.1356	смеш.	0.2564E+01	−0.7262E+01
2_5^-	2.5308	смеш.	0.1871E+00	0.1485E+02
3_1^-	0.6518	$1g_{9/2}\,1h11/2$	−0.3793E+00	−0.1530E+02
3_2^-	1.5767	$2p_{3/2}\,2d_{3/2}$	0.3550E+01	0.2484E+02
3_3^-	2.3522	$2p_{1/2}\,2d_{5/2}$	−0.1121E+01	0.2135E+02
4_1^-	0.7911	$1g_{9/2}\,1h_{11/2}$	0.6484E+00	−0.1456E+02
5_1^-	0.8480	$1g_{9/2}\,1h_{11/2}$	0.1545E+01	−0.9580E+01
6_1^-	0.8219	$1g_{9/2}\,1h_{11/2}$	0.2361E+01	−0.1405E+01
7_1^-	0.9232	$1g_{9/2}\,1h_{11/2}$	0.3126E+01	0.9440E+01
8_1^-	0.7317	$1g_{9/2}\,1h_{11/2}$	0.3855E+01	0.2270E+02
9_1^-	0.9574	$1g_{9/2}\,1h_{11/2}$	0.4560E+01	0.3822E+02
10_1^-	0.0869 (0.05 ± 0.05)	$1g_{9/2}\,1h_{11/2}$	0.5246E+01	0.5593E+02

потенциал равномерно заряженной сферы радиуса $R_c = r_c A^{1/3}$.

Потенциал (10) использовался нами в работах [4, 5, 8], и он обеспечивает хорошее описание одночастичных спектров в ядрах вблизи заполненных оболочек. В наших расчетах мы использовали следующие значения параметров, входящих в формулу (10): $V_0 = -51.6$ МэВ, $V_{\ell s} = 32.4$ МэВ Фм^2, $a(p) = 0.63$ Фм, $a(n) = 0.66$ Фм, $\beta = 1.31$, $\beta_{\ell s} = -0.6$, $r_0 = 1.27$ Фм, $r_c = 1.25$ Фм. В табл. 1 представлены расчетные и экспериментальные значения одночастичных энергий. Последние несколько отличаются от таковых, представленных нами ранее в работе [8]. Различие обусловлено появлением последних экспериментальных данных по энергиям связи ядер [9] и по энергиям одночастичных возбуждений в нечетных ядрах, непосредственно примыкающих к магическим [10–14]. Расчеты указывают на чувствительность вычисленных спектров к значениям одночастичных энергий. Поэтому, несмотря на близость расчетных и экспериментальных одночастичных энергий, мы при решении системы уравнений (1) использовали экспериментальные значения величин ε, если эти значения известны.

Результаты расчетов энергий уровней, их структура, а также значения магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов уровней представлены в табл. 2 и 3. Отметим, что в обзоре [6] указано на существование в ^{130}In уровня с энергией 1.170 МэВ с характеристиками (0^-–3^-), который не наблюдался в более поздней работе [7].

Таблица 3. Уровни положительной четности в ядре ^{130}In (в скобках указаны экспериментальные значения энергий)

Уровень	Энергия, МэВ	Лидирующая конфигурация	Магнитный момент, μ_N	Квадрупольный момент, $\lvert e\rvert$ Фм^2
1_1^+	2.2828 (2.120)	$1g_{9/2}\,1g_{7/2}$	0.3455E+01	0.7709E+01
2_1^+	1.9929	$1g_{9/2}\,2d_{5/2}$	0.5702E+01	0.1990E+02
2_2^+	2.7631	$1g_{9/2}\,1g_{7/2}$	0.3621E+01	−0.4330E+01
3_1^+	0.3960 (0.388)	$1g_{9/2}\,2d_{3/2}$	0.4996E+01	0.3123E+02
3_2^+	2.3787	$1g_{9/2}\,2d_{5/2}$	0.4988E+01	0.5685E+01
4_1^+	0.6288	$1g_{9/2}\,2d_{3/2}$	0.6154E+01	0.2644E+02
4_2^+	1.1467	$1g_{9/2}\,3s_{1/2}$	0.6596E+01	0.2354E+02
4_3^+	1.9634	$2p_{3/2}\,1h_{11/2}$	−0.3084E+01	0.2716E+02
4_4^+	2.4702	$1g_{9/2}\,2_{d5/2}$	0.4711E+01	0.3366E+01
5_1^+	0.5220 (0.40 ± 0.06)	смеш.	0.3814E+01	0.3795E+02
5_2^+	1.0490	смеш.	0.5012E+01	0.1847E+02
5_3^+	1.2355	смеш.	0.2171E+01	0.2980E+02
5_4^+	2.2444	$2p_{3/2}\,1h_{11/2}$	0.9184E+00	0.7746E+00
6_1^+	0.5123	$1g_{9/2}\,2d_{3/2}$	0.7099E+01	0.4467E+02
6_2^+	1.0594	$2p_{1/2}\,1h_{11/2}$	−0.1320E+01	0.3132E+02
6_3^+	2.3094	$2p_{3/2}\,1h_{11/2}$	0.7479E+00	0.5656E+01
7_1^+	1.5367	смеш.	0.3282E+01	0.4318E+02
7_2^+	2.4411	смеш.	0.3927E+01	0.4363E+02
8_1^+	2.3961	$1g_{9/2}\,1g_{7/2}$	0.7070E+01	0.4966E+02

В то же время, в работе [7] при энергии 1.016 МэВ наблюдался уровень с $J^\pi = 0^-$, который мы сопоставляем с состоянием $\{\pi 2p_{1/2}\nu 3s_{1/2}; 0^-\}$. При вычислении электромагнитных характеристик мы использовали значения эффективных зарядов и гиромагнитных отношений нуклонов, определенные нами ранее в расчетах ядер вблизи ^{208}Pb и ^{132}Sn [2–5, 15]: $e^p_{\lambda=2}(\mathrm{eff}) = 1.6|e|$, $e^n_{\lambda=2}(\mathrm{eff}) = 0.9|e|$, $g^p_\ell(\mathrm{eff}) = 1.102$, $g^n_\ell(\mathrm{eff}) = -0.005$, $g^p_s(\mathrm{eff}) = 3.79$, $g^n_s(\mathrm{eff}) = -2.04$.

Расчетные значения приведенных вероятностей $E2$- и $M1$-переходов указаны в табл. 4 и 5. Из данных табл. 4 следует, что $E2$ γ-переходы между уровнями преимущественно конфигурации $\{\pi 1g_{9/2}\nu 1h_{11/2}; J\}$ с $\Delta J = 2$ усилены, в то время как переходы с $\Delta J = 1$ ослаблены. Отметим также большие расчетные значения величин $B(M1)$ между уровнями отрицательной четности, в то время как $M1$-переходы между состояниями положительной четности, как правило, подавлены.

Экспериментальные данные по электромагнитным характеристикам ^{130}In пока практически отсутствуют. Имеются, однако, данные по β-распадным характеристикам некоторых близких ядер. Так, известен [6] период полураспада ядра ^{130}Cd (β-распад типа Гамова–Теллера на состояния ^{130}In), равный 162(7) мс, где 70% интенсивности перехода идет на состояние 1^+ с энергией возбуждения 2.120 МэВ (парциальное значение $T_{1/2} = 231$ мс). Ниже мы детально проанализируем этот переход.

В рамках многочастичной модели оболочек β^--распад соответствует трансформации типа $|i\rangle \to |f\rangle$, где индексы $(1, 1')$ относятся к нейтронам, а $(2, 2')$ — к протонам:

$$|i\rangle = |j_1^{n_1}(s_1\alpha_1 J_1), j_2^{n_2}(s_2\alpha_2 J_2); I_i\rangle; \quad (11)$$
$$|f\rangle = |j_1^{n_1-1}(s'_1\alpha'_1 J'_1), j_2^{n_2+1}(s'_2\alpha'_2 J'_2); I_f\rangle.$$

Приведенная вероятность β-перехода мультипольности λ имеет при этом вид [16]

$$B(\lambda; I_i \to I_f) = n_1(n_2+1)(2J_1+1) \times \quad (12)$$
$$\times (2J'_2+1)(2j_1+1)(2I_{f+1}) \times$$

Таблица 4. Приведенные вероятности $E2$- и $M1$-переходов между уровнями отрицательной четности в ядре ^{130}In

I_i	I_f	$B(E2; I_i \to I_f)$, e^2 Фм^4	$B(M1; I_i \to I_f)$, μ_N^2
10_1^-	9_1^-	0.867E+01	0.155E+01
	8_1^-	0.123E+02	–
9_1^-	8_1^-	0.107E+02	0.293E+01
	7_1^-	0.327E+02	–
8_1^-	7_1^-	0.838E+01	0.413E+01
	6_1^-	0.575E+02	–
7_1^-	6_1^-	0.413E+01	0.515E+01
	5_1^-	0.829E+02	–
6_1^-	5_1^-	0.541E+00	0.595E+01
	4_1^-	0.105E+03	–
5_1^-	4_1^-	0.104E+01	0.650E+01
	3_1^-	0.120E+03	–
4_1^-	3_1^-	0.112E+02	0.672E+01
	2_1^-	0.813E+02	–
	2_2^-	0.411E+02	–
3_1^-	2_1^-	0.272E+02	0.417E+01
	2_2^-	0.162E+02	0.217E+01
	1_1^-	0.966E+02	–
2_1^-	1_1^-	0.110E+03	0.311E+01
2_2^-	1_1^-	0.348E+02	0.187E+01

$$\times \left[j_1^{n_1-1}(s_1'\alpha_1'J_1')j_1J_1|\}j_1^{n_1}(s_1\alpha_1J_1)\right]^2 \times$$
$$\times \left[j_2^{n_2}(s_2\alpha_2J_2)j_2J_2'|\}j_2^{n_2+1}(s_2'\alpha_2'J_2')\right]^2 \times$$
$$\times \begin{Bmatrix} J_1 & J_2 & I_i \\ J_1' & J_2' & I_f \\ j_1 & j_2 & \lambda \end{Bmatrix}^2 B_{sp}(\lambda; j_1 \to j_2).$$

Здесь $[...|\}...]$ — одночастичные генеалогические коэффициенты, причем

$$B(\lambda; I_i \to I_f) = \frac{\langle I_f||\hat{m}(\lambda)||I_i\rangle^2}{2I_i+1}, \qquad (13)$$
$$B_{sp}(\lambda; j_1 \to j_2) = \frac{\langle j_2||\hat{m}(\lambda)||j_1\rangle^2}{2j_1+1}.$$

Для перехода ^{130}Cd $\to$ ^{130}In формула (12) упрощается, так что мы имеем

$$B(\lambda; J_1 = J_2 = s_1 = s_2 = I_i = 0 \to J_1' = j_1, \quad (14)$$
$$J_2' = j_2, s_1' = s_2' = 1, I_f = \lambda) =$$
$$= \frac{n_1(2j_2+1-n_2)}{(2j_2+1)} B_{sp}(\lambda; j_1 \to j_2).$$

В результате, для искомого перехода Гамова–Теллера мы имеем $B_{\rm GT}(0^+ \to 1^+) = \frac{16}{10} B_{\rm GT}(\nu 1g_{7/2} \to \pi 1g_{9/2}) = \frac{32}{9} = 3.56$, причем учет слабых спари-

Таблица 5. Приведенные вероятности $E2$- и $M1$-переходов между уровнями положительной четности в ядре ^{130}In

I_i	I_f	$B(E2; I_i \to I_f)$, e^2 Фм^4	$B(M1; I_i \to I_f)$, μ_N^2
6_2^+	6_1^+	0.241E+00	0.799E−01
	5_3^+	0.180E+01	0.131E−01
	5_2^+	0.108E+01	0.229E−03
	5_1^+	0.380E+01	0.137E−01
	4_2^+	0.152E+01	–
	4_1^+	0.154E−02	–
6_1^+	5_3^+	0.368E+01	0.265E−02
	5_2^+	0.124E+01	0.189E+00
	5_1^+	0.800E+01	0.815E−01
	4_2^+	0.126E+02	–
	4_1^+	0.494E+02	–
5_3^+	5_2^+	0.311E+01	0.107E+01
	5_1^+	0.904E+01	0.136E+01
	4_2^+	0.157E−01	0.462E+00
	4_1^+	0.168E+02	0.101E+00
	3_1^+	0.948E+01	–
5_2^+	5_1^+	0.322E+01	0.880E+00
	4_2^+	0.563E+01	0.905E−01
	4_1^+	0.513E+02	0.428E+00
	3_1^+	0.126E+01	–
5_1^+	4_2^+	0.217E−02	0.549E+00
	4_1^+	0.912E−01	0.997E−03
	3_1^+	0.531E+02	–
4_2^+	4_1^+	0.280E+02	0.108E+00
	3_1^+	0.284E+02	0.101E+00
4_1^+	3_1^+	0.633E+02	0.294E+00

вательных корреляций в протонной системе ядра ^{130}Cd практически не влияет на результат. Заметим, что матричный элемент рассматриваемого перехода можно более точно вычислить в методе RPA, если провести дополнительно аналогичный вышеизложенному для ^{130}In расчет также для ^{130}Cd (для пары сопряженных ядер ^{130}Cd—^{134}Te). При этом мы получаем значение $B_{\rm GT} = 2.87$, т.е. учет конфигурационного смешивания и корреляций в основном состоянии уменьшает значение $B_{\rm GT}$.

Вероятность переходов Гамова—Теллера определяется аксиально-векторной константой G_A:

$$f_0 T_{1/2} = \frac{D}{B_{\rm GT}(G_A/G_V)^2}, \qquad (15)$$

$$D = \frac{2\pi^3\hbar^7 \ln 2}{G_V^2 m_e^5 c^4},$$

$$f_0 = \int\limits_1^{E_0} F(Z,\varepsilon)(E_0-\varepsilon)^2 \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2-1}\, d\varepsilon.$$

Здесь $D = 6145$ с [17, 18], $E_0 = Q(\beta^-)/m_e c^2 + 1$, $Q(\beta^-)$ — энергия распада на выделенный уровень, f_0 представляет собой интегральную функцию Ферми для разрешенных переходов, а $F(Z,\varepsilon)$ — функция, учитывающая влияние кулоновского поля на β-электроны.

Взяв полученное нами значение $B_{\rm GT}(0_1^+ \to \to 1_1^+)$, можно из формул (15) определить значение $|G_A/G_V|$ в ядре, которое оказывается равным $|G_A/G_V| \approx 0.4$, что существенно меньше ранее полученных значений $|G_A/G_V| \approx 0.8$ из работы [19] и $|G_A/G_V| \approx 1.1$ из нашей недавней работы [5]. Очевидная причина расхождения заключается в том, что 1_1^+-уровень дочернего ядра ^{130}In является высоковозбужденным (2.120 МэВ), и несколько выше него расположено множество наблюдающихся в эксперименте 1^+-состояний, которые также заселяются в β-распаде с меньшей интенсивностью и которые вбирают в себя часть силы перехода. Природа этих (четырехквазичастичных) уровней более сложная, и они не описываются в рамках рассмотренных нами подходов. Поэтому полученное нами значение $|G_A/G_V|$ следует рассматривать как нижний предел указанной величины.

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. В. И. Исаков, К. И. Ерохина, Г. Мах, Б. Фогельберг, А. Коргул, К. А. Мезилев, Э. Рамстрем, ЯФ **70**, 852 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 818 (2007)].
3. V. I. Isakov, in *Proceedings of the International Conference on Isomers, INIR 2011, Peterhoff, 2011* (JINR, Dubna, 2012), p. 41.
4. В. И. Исаков, ЯФ **80**, 214 (2017) [Phys. Atom. Nucl. **80**, 431 (2017)].
5. В. И. Исаков, ЯФ **79**, 585 (2016) [Phys. Atom. Nucl. **79**, 811 (2016)].
6. Balraj Singh, Nucl. Data Sheets **93**, 33 (2001); https://www-nds.iaea.org, ENDS file.
7. A. Jungclaus, H. Grawe, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Lorusso, G. S. Simpson, P. A. Söderström, T. Simikamura, J. Taprogge, Z. Y. Xu, H. Baba, F. Browne, N. Fukuda, R. Gernhäuser, G. Gey, N. Inabe, *et al.*, Phys. Rev. C **94**, 024303 (2016).
8. V. I. Isakov, K. I. Erokhina, H. Mach, M. Sanchez-Vega, and B. Fogelberg, Eur. Phys. J. A **14**, 29 (2002).
9. G. Audi, F. G. Kondev, M. Wang, W. J. Huang, and S. Naimi, Chin. Phys. C **41**, 030001 (2017); https://www-nds.iaea.org/admc/
10. Yu. Khazov, I. Mitropolsky, and A. Rodionov, Nucl. Data Sheets **107**, 2715 (2006).
11. Yu. Khazov, A. Rodionov, and F. G. Kondev, Nucl. Data Sheets **112**, 855 (2011).
12. J. Taprogge, A. Jungclaus, H. Grawe, I. N. Borzov, S. Nishimura, P. Doornenbal, G. Lorusso, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, T. Sumikama, Z. Y. Xu, H. Baba, F. Browne, N. Fukuda, R. Gernhäuser, G. Gey, *et al.*, Eur. Phys. J. A **52**, 347 (2016).
13. K. L. Jones, A. S. Adekola, D. W. Bardayan, J. C. Blackmon, K. Y. Chae, K. A. Chipps, J. A. Cizewski, L. Erikson, C. Harlin, R. Hataric, R. Kapler, R. L. Kozub, J. F. Liang, R. Livesay, Z. Ma, B. H. Moasen, *et al.*, Nature **465**, 454 (2010).
14. B. Fogelberg, H. Gausemel, K. A. Mezilev, P. Hoff, H. Mach, M. Sanchez-Vega, A. Lindorth, E. Ramström, J. Genevey, J. A. Pinston, and M. Reimund, Phys. Rev. C **70**, 034312 (2004).
15. 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)].
16. В. И. Исаков, ЯФ **77**, 603 (2014) [Phys. Atom. Nucl. **77**, 569 (2014)].
17. J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. C **71**, 055501 (2005).
18. J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. Lett. **94**, 092502 (2005).
19. G. D. Alkhazov, S. A. Artamonov, V. I. Isakov, K. A. Mezilev, and Yu. N. Novikov, Phys. Lett. B **198**, 37 (1987).

ON THE PROPERTIES OF THE NEUTRON-EXCESS ODD–ODD NUCLEUS ^{130}In

V. I. Isakov

National Research Centre "Kurchatov Institute" — Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia

Properties of the odd–odd nucleus ^{130}In neighboring to the doubly-magical neutron-excess nucleus ^{132}Sn are considered in the random phase approximation. Detailed calculations of the spectrum of levels, γ-decay properties of ^{130}In, as well as electrical quadrupole and magnetic dipole moments of levels are performed. Beta-decay of the ground state of ^{130}Cd to 1^+ (2.120 MeV) level of ^{130}In is also considered.