

СВОЙСТВА “УДАЛЕННЫХ” ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР ВБЛИЗИ ^{78}Ni

© 2025 г. В. И. Исаков^{1),*}

Поступила в редакцию 16.01.2025 г.; после доработки 16.01.2025 г.; принята к публикации 27.02.2025 г.

В работе в рамках метода хаотической фазы исследованы свойства четно-четных ядер вблизи “удаленного” дважды магического нейтронно-избыточного ядра ^{78}Ni . Вычислены энергии уровней и вероятности электромагнитных переходов в рассмотренных ядрах. Проведено сравнение с имеющимися в настоящее время немногочисленными экспериментальными данными.

Ключевые слова: хаотическая фаза, дважды магическое ядро, энергии уровней, вероятности электромагнитных переходов

DOI: 10.31857/S0044002725020036, **EDN:** GKZJYT

К настоящему времени из эксперимента получена, хотя и довольно скудная, информация о свойствах ряда ядер в окрестности предельно нейтронно-избыточного дважды магического ядра ^{78}Ni . Ранее в наших работах мы рассматривали ядра с четными A типа “магическое ядро $\pm 2p, \pm 2n, \pm p \pm n$ ” в области вблизи дважды магического нейтронно-избыточного ядра ^{132}Sn [1–5] и вблизи дважды магического нейтронно-дефицитного ядра ^{100}Sn [6, 7]. Здесь, как и ранее, расчеты проводятся в приближении метода хаотической фазы (RPA) без учета сверхтекучести, которая исчезает в рассматриваемых нами случаях.

В случае четно-четных ядер спектр уровней ядер типа “магическое $\pm 2p$ ” либо “магическое $\pm 2n$ ” в рамках приближения хаотической фазы определяется решением системы уравнений

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

Здесь $A = A_{12,34}$, $B = B_{12,3'4'} = B_{3'4',12}$, $C = C_{1'2',3'4'}$, где индексы без штриха относятся к одночастичным состояниям выше поверхности Ферми, а индексы со штрихом — к состояниям ниже поверхности Ферми. Входящие в формулу (1) матричные элементы имеют вид

$$\begin{aligned} A_{\alpha\beta,\mu\nu} &= \delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\nu}(\varepsilon_{\alpha} + \varepsilon_{\beta}) + \alpha \langle j_{\alpha}j_{\beta}J | \vartheta | j_{\mu}j_{\nu}J \rangle_a, \\ B_{\alpha\beta,\mu\nu} &= \alpha \langle j_{\alpha}j_{\beta}J | \vartheta | j_{\mu}j_{\nu}J \rangle_a, \\ C_{\alpha\beta,\mu\nu} &= -\delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\nu}(\varepsilon_{\alpha} + \varepsilon_{\beta}) + \alpha \langle j_{\alpha}j_{\beta}J | \vartheta | j_{\mu}j_{\nu}J \rangle_a. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\delta_{\alpha\beta} = \delta(n_{\alpha}n_{\beta}) \cdot \delta(\ell_{\alpha}\ell_{\beta}) \cdot \delta(j_{\alpha}j_{\beta})$, в то время

как ${}_a \langle j_{\alpha}j_{\beta}J | \vartheta | j_{\mu}j_{\nu}J \rangle_a$ — антисимметризованные матричные элементы используемого взаимодействия в канале частица—частица.

“Верхние” решения ω^{+} системы (1) определяют спектр ядра “магическое + 2 нуклона”, а “нижние” ω^{-} — спектр уровней ядра “магическое — 2 нуклона”. Энергии уровней, отсчитываемых от экспериментальных значений полной энергии соответствующих ядер, определяются соотношениями

$$E_{J_{\nu}}(A+2) = \omega_{J_{\nu}}^{+} + B(A+2) - B(A)$$

$$\text{и } E_{J_{\nu}}(A-2) = -\omega_{J_{\nu}}^{-} + B(A-2) - B(A), \quad (3)$$

где B — экспериментальные значения энергии связи магического и рассматриваемого ядер.

Входящие в систему уравнений (1) амплитуды X и Y имеют вид:

$$\begin{aligned} X_{12}^J(\omega_{\nu}^{+}) &= (1 + \delta_{12})^{-1/2} \langle \omega_{\nu}^{+}; JM | [a_1^{+}a_2^{+}]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \\ Y_{1'2'}^J(\omega_{\nu}^{+}) &= (1 + \delta_{1'2'})^{-1/2} \langle \omega_{\nu}^{+}; JM | [a_1^{+}a_2^{+}]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \\ X_{12}^J(\omega_{\mu}^{-}) &= (1 + \delta_{12})^{-1/2} \langle \omega_{\mu}^{-}; JM | [a_1a_2]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \\ Y_{1'2'}^J(\omega_{\mu}^{-}) &= (1 + \delta_{1'2'})^{-1/2} \langle \omega_{\mu}^{-}; JM | [a_1a_2]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

где $|\tilde{0}\rangle$ — вектор основного состояния основного ядра (A) с учетом корреляции в основном состоя-

¹⁾ НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

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

нии, в то время как $|\omega^{+-}; JM\rangle$ — амплитуды состояний ядер с $(A+2, A-2)$ нуклонами. В формулах (4) мы имеем

$$[a_{\alpha}^{+}a_{\beta}^{+}]^{JM} = \sum_{m_{\alpha}m_{\beta}} C_{J_{\alpha}m_{\alpha}J_{\beta}m_{\beta}}^{JM} a_{j_{\alpha}m_{\alpha}}^{+} a_{j_{\beta}m_{\beta}}^{+}, \quad (5)$$

$$[a_{\alpha}a_{\beta}]^{JM} = \sum_{m_{\alpha}m_{\beta}} C_{j_{\alpha}m_{\alpha}j_{\beta}m_{\beta}}^{JM} (-1)^{j_{\alpha}-m_{\alpha}+j_{\beta}-m_{\beta}} a_{j_{\alpha}-m_{\alpha}} a_{j_{\beta}-m_{\beta}}.$$

Амплитуды нормированы соотношением

$$\left| \sum_{l \geq 2} X_{12}^J(\omega_n u) X_{12}^J(\omega_{\mu}) - \sum_{l' \geq 2'} Y_{l' \geq 2'}^J(\omega_v) Y_{l' \geq 2'}^J(\omega_{\mu}) \right| = \delta(\omega_v \omega_{\mu}). \quad (6)$$

Для ядра $(A+2)$ амплитуды X большие, а амплитуды Y маленькие, в то время как для ядра $(A-2)$ наоборот.

В расчетах одночастичного потенциала мы использовали потенциал вида [8], учитывающий изотопическую зависимость не только центрального, но и спин-орбитального члена

$$U(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) = U_0 \cdot f(r) + U_{\ell s} \frac{1}{r} \frac{df}{dr} \ell s, \quad (7)$$

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

$$U_0 = V_0 \left(1 - \beta \frac{N - Z}{A} \tau_3\right),$$

$$U_{\ell s} = \alpha \cdot V_0 \left(1 - \beta_{\ell s} \frac{N - Z}{A} \tau_3\right), R = r_0 A^{1/3}.$$

Для протонов к (7) добавлялся кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы радиуса $R_c = r_c A^{1/3}$. В случае ядер вблизи ^{78}Ni входящие в (7) параметры оказываются следующими: $V_0 = -52 \text{ МэВ}$, $\alpha = -0.39$, $a(p) = 0.73 \text{ Фм}$, $a(n) = 0.72 \text{ Фм}$, $\beta = 1.39$, $\beta_{\ell s} = -0.6$, $r_0 = 1.27 \text{ Фм}$, $r_c = 1.25 \text{ Фм}$. Здесь $\tau_3 = -1$ для протонов и $\tau_3 = +1$ для нейтронов.

В табл. 1 и 2 приведены экспериментальные и расчетные значения энергий одночастичных состояний для нейтронов и протонов в окрестности ^{78}Ni . Отметим, что соответствующие экспериментальные данные весьма немногочисленны и определены с большими ошибками вследствие существенных погрешностей в определении масс критических ядер. В расчетах мы использовали экспериментальные значения одночастичных энергий, где они известны, и расчетные значения энергий, вычисленные с использованием потенциала (7), для остальных состояний.

Используемое нами эффективное двухчастичное взаимодействие имеет вид [2–7]

$$\vartheta = \exp\left(\frac{r_{12}^2}{r_{00}^2}\right) \left[V + V_{\sigma} \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 + V_T S_{12} + \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2 \times \right. \\ \left. \times (V_{\tau} + V_{\tau\sigma} \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 + V_{\tau T} S_{12}) \right] + \\ + \frac{e^2}{r_{12}} \left(\frac{1 - \tau_3(1)}{2} \right) \left(\frac{1 - \tau_3(2)}{2} \right). \quad (8)$$

В расчетах мы использовали следующие параметры взаимодействия: $V = -16.65$, $V_{\sigma} = 2.23$, $V_T = -3.00$, $V_{\tau} = 3.35$, $V_{\tau\sigma} = 4.33$, $V_{\tau T} = 3.00 \text{ (МэВ)}$ и $r_{00} = 1.75 \text{ Фм}$.

Приведенный матричный элемент электромагнитного перехода мультипольности λ между уровнями в ядрах “магическое ядро + 2 нуклона одного сорта” имеет вид

$$\langle \omega_v^{+}; J' \| M(\lambda) \| \omega_{\mu}^{+}; J \rangle = [(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \times \\ \times \left\{ \sum_{l \geq 2, 3 \geq 4} \frac{X_{12}^J(\omega_{\mu}^{+}) X_{34}^{J'}(\omega_v^{+})}{\sqrt{(1 + \delta_{12})(1 + \delta_{34})}} [\delta_{24} W(\lambda j_3 J_4; j_1 J') \times \right. \\ \times \langle j_3 \| m_{\lambda} \| j_1 \rangle + (-1)^{j_1 + j_2 + J + 1} \delta_{14} W(\lambda j_3 J_4; j_2 J') \times \\ \times \langle j_3 \| m_{\lambda} \| j_2 \rangle + (-1)^{j_3 + j_4 + J' + 1} \delta_{23} W(\lambda j_4 J_3; j_1 J') \times \\ \times \langle j_4 \| m_{\lambda} \| j_1 \rangle + (-1)^{j_1 + j_2 + j_3 + j_4 + J + J'} \delta_{13} W(\lambda j_4 J_3; j_2 J') \times \\ \times \langle j_4 \| m_{\lambda} \| j_2 \rangle] - \sum_{l' \geq 2', 3' \geq 4'} \frac{Y_{l' 2'}^{J'}(\omega_{\mu}^{+}) Y_{3' 4'}^J(\omega_v^{+})}{\sqrt{(1 + \delta_{1' 2'})(1 + \delta_{3' 4'})}} \times \\ \times [\delta_{2' 4'} W(\lambda j_3' J_4'; j_1' J') \langle j_3' \| m_{\lambda} \| j_1' \rangle + \\ + (-1)^{j_1' + j_2' + J + 1} \delta_{1' 4'} W(\lambda j_3' J_4'; j_2' J') \langle j_3' \| m_{\lambda} \| j_2' \rangle + \\ + (-1)^{j_3' + j_4' + J' + 1} \delta_{2' 3'} W(\lambda j_4' J_3'; j_1' J') \langle j_4' \| m_{\lambda} \| j_1' \rangle + \\ + (-1)^{j_1' + j_2' + j_3' + j_4' + J + J'} \delta_{1' 3'} W(\lambda j_4' J_3'; j_2' J') \times \\ \times \langle j_4' \| m_{\lambda} \| j_2' \rangle] \Big\}. \quad (9)$$

В формуле (9) $m_{\lambda} \equiv m(E\lambda, M\lambda)$ есть одночастичный матричный элемент $E(M)$ -перехода мультипольности λ . В случае ядра типа “магическое ядро + 2 нуклона одного сорта” следует в системе уравнений (1) взять “нижние” решения системы (1) и умножить правую часть формулы (9) на величину $(-1)^{\lambda}$.

В случае $E2$ -перехода ($\lambda = 2$) и $M1$ -перехода ($\lambda = 1$) мы использовали операторы переходов вида

Таблица 1. Одночастичные уровни протонов в ядре ^{78}Ni (значения энергий ближайших к поверхности Ферми уровней $\epsilon(\text{exp})$ определены из экспериментальных значений энергий связи ядер ^{79}Cu , ^{77}Co и ^{78}Ni [9], а энергии более удаленных состояний — из экспериментальных спектров уровней ядер ^{79}Cu , ^{77}Co [10]; расчетные значения энергий одночастичных состояний, соответствующие потенциалу типа Вудса–Саксона, $\epsilon(\text{W-S})$, выполнены с использованием потенциала (7); энергии одночастичных состояний $\epsilon(\text{G})$ заимствованы из самосогласованных расчетов [11], соответствующих взаимодействию типа Gogny [12, 13], в то время как величины $\epsilon(\text{S3})$ соответствуют нашим расчетам по методу Хартри–Фока с взаимодействием Skyrme 3)

$n\ell j$	$\epsilon(\text{exp})$	$\epsilon(\text{W-S})$	$\epsilon(\text{G})$	$\epsilon(\text{S3})$
$1h_{1/2}$		–0.027		1.584
$2d_{3/2}$		–2.731		0.049
$3s_{1/2}$		–3.363		1.173
$1g_{7/2}$		–3.765		–1.336
$2d_{5/2}$		–5.323		–1.673
$1g_{9/2}$		–9.726		–9.680
$2p_{1/2}$	~ -13.3	–13.243	–12.2	–12.463
$2p_{3/2}$	~ -14.1	–14.766	–13.8	–14.031
$1f_{5/2}$	–14.8(0.4)	–14.961	–14.3	–14.500
$1f_{7/2}$	–20.2(0.7)	–19.054	–21.4	–20.551
$2s_{1/2}$		–24.370		–25.743
$1d_{3/2}$		–25.413		–27.524
$1d_{5/2}$		–27.835		–30.952
$1p_{1/2}$		–34.777		–39.556
$1p_{3/2}$		–35.884		–40.841
$1s_{1/2}$		–42.949		–49.745

$$\hat{m}(E2\mu) = e_{\lambda=2}^{p,n}(\text{eff})r^2 Y_{2\mu}(\vartheta, \varphi), \quad (10)$$

$$\hat{m}(M1\mu) = \mu_N \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \times \\ \times \left[g_{\ell}^{p,n}(\text{eff})\mathbf{l} + g_s^{p,n}(\text{eff})\mathbf{s} + g_2\tau_3[Y_2 \otimes \mathbf{s}]^1 \right]_{\mu}.$$

Входящие в формулу (10) значения эффективных параметров для $M1$ -переходов были те же, что и в наших предыдущих работах, а именно: $g_{\ell}^p(\text{eff}) = 1.102$, $g_{\ell}^n(\text{eff}) = -0.05$, $g_s^p(\text{eff}) = 3.79$, $g_s^n(\text{eff}) = -2.04$ и $g_2 = -0.031 \text{ Фм}^{-2}$.

Результаты расчетов спектров и приведенных вероятностей $E2$ - и $M1$ -переходов приведены в табл. 3–6, где фигурируют только уровни положительной четности. Уровни отрицательной четности, в силу структуры одночастичного спектра, расположены выше по энергии.

Расчеты для $E2$ -переходов приведены для значений $e^p(\text{eff}) = 2$ (ядра ^{80}Zn и ^{76}Fe) и $e^n(\text{eff}) = 1$ (ядра ^{80}Ni и ^{76}Ni). Используемое нами значение эффективного заряда протона воспроизводит экспериментальные данные по вероятностям $E2$ -переходов в ядре ^{80}Zn , определенных с существенными погрешностями, см. табл. 3. Оно близко к таковому $e^p(\text{eff}) \approx 1.6$, определенному нами ранее в ядрах вблизи ^{208}Pb , ^{132}Sn и в ядре ^{98}Cd [7]. В то же время значение $e^n(\text{eff}) = 1$ воспроизводит экспериментальную величину $B(E2; 8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ в ядре ^{76}Ni , см. табл. 6, и оно близко к значению $e^n(\text{eff}) \approx 0.9$, полученному нами ранее для ядер дважды магических областей вблизи ^{208}Pb и ^{132}Sn . Однако в нашей работе [6] в расчетах, проведенных в методах RPA и QRPA, для ядра ^{102}Sn было получено значение $e^n(\text{eff}) \approx 2.7$, воспроизводящее экспериментальную величину $B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) = 3 \text{ W.u.}$ Столь большое различие в величине $e^n(\text{eff})$ нашло объяснение в работе [14], где для ядра ^{102}Sn была отмечена

Таблица 2. Одночастичные уровни нейтронов в ядре ^{78}Ni (значения ближайших к поверхности Ферми уровней $\varepsilon(\text{exp})$ определены из экспериментальных значений энергий связи ядер ^{79}Ni , ^{77}Ni и ^{78}Ni [9], а энергии более удаленных состояний — из экспериментальных спектров уровней ядер ^{79}Ni и ^{77}Ni [10])

$n\ell j$	$\varepsilon(\text{exp})$	$\varepsilon \text{ (W-S)}$	$\varepsilon \text{ (G)}$	$\varepsilon \text{ (S 3)}$
$1h_{1/2}$		3.050		3.885
$1g_{7/2}$		2.184	3.5	2.301
$2d_{3/2}$	$\sim +0.7$	0.364	1.5	0.642
$3s_{1/2}$	~ -0.1	-1.050	0.9	-0.253
$2d_{5/2}$	-1.3 (0.6)	-1.826	-0.8	-1.039
$1g_{9/2}$	-5.6 (0.5)	-4.893	-5.6	-6.294
$2p_{1/2}$		-7.345	-9.4	-8.887
$1f_{5/2}$		-7.582	-10.5	-10.366
$2p_{3/2}$		-9.147		-10.703
$1f_{7/2}$		-12.784		-16.640
$2s_{1/2}$		-17.217		-21.581
$1d_{3/2}$		-17.234		-23.442
$1d_{5/2}$		-20.367		-26.885
$1p_{1/2}$		-26.057		-35.420
$2p_{3/2}$		-27.486		-36.685
$1s_{1/2}$		-33.949		-45.385

Таблица 3. Спектр нижних уровней и приведенные вероятности $E2$ и $M1$ -переходов в ядре ^{80}Zn (вероятности $E2$ -переходов приведены в единицах $e^2\Phi\text{м}^4$ при использовании величины эффективного заряда протона $e^p(\text{eff}) = 2|e|$; вероятности $M1$ -переходов приведены в единицах μ_N^2)

J^π	$E_{\text{расч.}}$	$E_{\text{эксп.}}$	Переход $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$B(E2, M1^*)_{\text{расч.}}$	$B(E2)_{\text{эксп.}}$
0_1^+	осн. сост.	осн. сост.	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	131.8	144 (30)
2_1^+	1.931	1.497	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	18.5	
4_1^+	2.313	1.979	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	91.9	162 (100)
0_2^+	2.566		$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	4.8	
4_2^+	2.799		$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	86.1	
2_2^+	2.922		$1_1^+ \rightarrow 2_2^+$	87.4 (1.11 *)	
1_1^+	3.207		$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	25.0 (0.13 *)	
3_1^+	3.232		$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	31.0	
2_3^+	3.398		$2_2^+ \rightarrow 0_2^+$	57.0	

Таблица 4. Спектр нижних уровней и вероятности $E2$ -переходов в ядре ^{76}Fe (приведенные вероятности переходов указаны в единицах $e^2 \text{Фм}^4$ при использовании эффективного заряда протона $e^p(\text{eff}) = 2|e|$)

J_i^π	$E_{\text{расч.}}$	$E_{\text{эксп.}}$	Переход $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$B(E2)_{\text{расч.}}$	$B(E2)_{\text{эксп.}}$
0_1^+	осн. сост.	осн. сост.	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	110.9	
2_1^+	2.113		$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	106.0	
4_1^+	2.531		$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	48.3	
6_1^+	2.670				

Таблица 5. Спектр нижних уровней и приведенные вероятности $E2$ и $M1$ -переходов в ядре ^{80}Ni (вероятности $E2$ -переходов приведены в единицах $e^2 \text{Фм}^4$ при использовании эффективного заряда нейтрона $e^n(\text{eff}) = |e|$; вероятности $M1$ -переходов (указаны в скобках) приведены в единицах μ_N^2)

J^π	$E_{\text{расч.}}$	$E_{\text{эксп.}}$	Переход $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$B(E2, M1^*)_{\text{расч.}}$	$B(E2)_{\text{эксп.}}$
0_1^+	осн. сост.	осн. сост.	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	203.7	
2_1^+	1.270		$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	146.2	
4_1^+	1.640		$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	336.4 (0.04*)	
2_2^+	2.443		$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	9.9 (0.01*)	
3_1^+	3.088		$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	43.6 (0.11*)	
0_2^+	3.269		$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	145.6 ($\simeq 0^*$)	

Таблица 6. Спектр нижних уровней и приведенные вероятности $E2$ -переходов в ядре ^{76}Ni (вероятности переходов приведены в единицах $e^2 \text{Фм}^4$ при использовании эффективного заряда нейтрона $e^n(\text{eff}) = |e|$)

J_i^π	$E_{\text{расч.}}$	$E_{\text{эксп.}}$	Переход $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$B(E2)_{\text{расч.}}$	$B(E2)_{\text{эксп.}}$
0_1^+	осн. сост.	осн. сост.	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	50.5	
2_1^+	1.684	0.990	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	59.3	
4_1^+	2.121	1.920	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	41.3	
6_1^+	2.266	2.276	$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	16.6	19.3 (2.7)
8_1^+	2.316	2.418			

на большая роль примеси высоколежащих состояний с изоспином $T = 2$, которые в ядре ^{102}Sn лежат в области дискретного спектра, ввиду большой заглубленности одночастичных состояний нейтрона в этом ядре. Эти состояния не учитываются в расчете [6]. Соответствующие изоаналоговые примеси в ядре ^{76}Ni лежат в области непрерывного спектра и не дают вклад в эффективный заряд нейтрона. Следует однако заметить, что для более однозначных результатов расчетов вблизи ядер ^{78}Ni и ^{100}Sn в вычислениях следует использовать эксперимен-

тальные данные по значениям одночастичных энергий и структуре спектров, которые в настоящее время известны только частично.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. К. И. Ерохина, В. И. Исаков, ЯФ **59**, 621 (1996) [Phys. At. Nucl. **59**, 589 (1996)].
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. В. И. Исаков, ЯФ **79**, 585 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 811 (2016)].
4. В. И. Исаков, ЯФ **80**, 214 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 431 (2017)].
5. В. И. Исаков, ЯФ **82**, 42 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 38 (2019)].
6. В. И. Исаков, ЯФ **76**, 881 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 828 (2013)].
7. В. И. Исаков, ЯФ **85**, 196 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 250 (2022)].
8. V. I. Isakov, K. I. Erokhina, H. Mach, M. Sanchez-Vega, and B. Fogelberg, Eur. Phys. J. A **14**, 29 (2002).
9. www-nds.iaea.org/amdc/
10. www.nndc.bnl.gov/ensdf/
11. www-phynu.cea.fr/hfB-gogny_eng.html
12. J. Decharge and D. Gogny, Phys. Rev. C **21**, 1586 (1980).
13. J. F. Berger, M. Girod, and D. Gogny, Comput. Phys. Commun., **63**, 365 (1991).
14. H. Grawe, K. Straub, T. Faestermann, M. Górska, C. Hinke, R. Krücken, F. Nowacki, M. Böhmer, P. Boutachkov, H. Giessel, R. Gernhäuser, A. Gottardo, J. Grebosz, N. Kurz, Z. Liu, *et al.*, Phys. Lett. B **820**, 136591 (2021).

PROPERTIES OF THE “REMOTE” EVEN–EVEN NUCLEI CLOSE TO ^{78}Ni

© 2025 V. I. Isakov¹⁾

¹⁾*NRC “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia*

In this paper, in the framework of the random phase approximation, we investigate the properties of even–even nuclei in the vicinity of the “remote” doubly-magic nucleus ^{78}Ni . The energies of the levels and probabilities of electromagnetic transitions in the considered nuclei have been calculated. A comparison of the obtained results with the currently available few experimental data has been carried out.