ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2020, том 84, № 10, с. 1406–1412

УДК 539.173

ВИРТУАЛЬНЫЕ ДВОЙНЫЕ β-РАСПАДЫ ЯДЕР

© 2020 г. Д. Е. Любашевский*

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Воронежский государственный университет", Воронеж, Россия

**E-mail: lyubashevskiy@phys.vsu.ru*

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.
После доработки 02.06.2020 г.
Принята к публикации 26.06.2020 г.

С использованием результатов, полученных при развитии теории двухпротонных распадов ядер, построена теория 2β-распадов ядер, включающих $2\beta^-$; $2\beta^+$; β^+, EC и EC, EC-распады. Установлено существование двух типов рассматриваемых распадов. Первый тип отвечает 2β-распадам, которые реализуются через два последовательных реальных β-распада родительского и возникающего из него промежуточного ядра. Второй тип связан с виртуальным характером относящихся к нему 2β-распадов, ширины которых описываются формулами, аналогичными формулам, полученным ранее во втором порядке теории возмущений по гамильтониану слабого взаимодействия. Продемонстрирована возможность успешного описания экспериментальных характеристик 2β-распада ядер для широкого круга ядер.

DOI: 10.31857/S0367676520100166

ВВЕДЕНИЕ

Теория β-распадов атомных ядер была построена в 1933 году Ферми [1] при введении им нового вида фундаментального взаимодействия – слабого взаимодействия, современное представление о структуре которого представлено, например, в работах [2, 3]. В настоящее время известны три вида β-распадов: β^-, β^+ и электронный захват EC, схемы которых имеют вид:

$$\begin{gathered}(A,Z) \to (A,Z+1) + e^- + \tilde{\nu}_e,\\ (A,Z) \to (A,Z-1) + e^+ + \nu_e,\\ (A,Z) + e^- \to (A,Z-1) + \nu_e,\end{gathered} \tag{1}$$

где (A,Z) и $(A,Z\pm1)$ – родительское и появляющиеся при β-распадах дочерние ядра, $e^-(e^+)$ – электрон (позитрон), $\nu_e(\tilde{\nu}_e)$ – нейтрино (антинейтрино). Закон сохранения энергии для β^--распада представляется формулой:

$$Q_{\beta^-} = T_{\beta^-}, \tag{2}$$

где теплота Q_{β^-} рассматриваемого β^--распада и суммарная кинетическая энергия T_{β^-} двух вылетающих легких частиц определяются формулами:

$$Q_{\beta^-} = E(A,Z) - E(A,Z+1) + (m_n - m_p)c^2, \tag{3}$$

$$T_{\beta^-} = \sqrt{\left(m_e c^2\right)^2 + (p_e c)^2} + \sqrt{\left(m_{\tilde{\nu}} c^2\right)^2 + (p_{\tilde{\nu}} c)^2}, \tag{4}$$

причем $E(A,Z)$ и $E(A,Z+1)$ – внутренние энергии родительского (A,Z) и дочернего $(A,Z+1)$ ядер. Закон сохранения энергии для β^+-распада представляется формулой (2) при учете того, что $T_{\beta^-} = T_{\beta^+}$, а теплота Q_{β^+} имеет вид:

$$Q_{\beta^+} = E(A,Z) - E(A,Z-1) - (m_n - m_p)c^2. \tag{5}$$

В случае же электронного захвата закон сохранения энергии также может быть представлен формулой (2), в которой энергия T_{β^-} заменяется на энергию T_{EC}, которая определяется формулой (4) при исключении из ее правой части энергии позитрона, а теплота Q_{β^-} определяется как:

$$Q_{EC} = Q_{\beta^+} + m_e c^2. \tag{6}$$

Уже в 1935 г. М. Гепперт-Майер в работе [4] впервые указала на возможность процесса двухнейтринного $2\beta^-$-распада, схема распада которого имеет вид:

$$(A,Z) \to (A,Z+2) + e_1^- + e_2^- + \tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_2, \tag{7}$$

а закон сохранения энергии представляется формулой:

$$Q_{2\beta^-} = T_{2\beta^-}. \tag{8}$$

В формуле (8) $Q_{2\beta^-}$ – теплота рассматриваемого $2\beta^-$-распада и $T_{2\beta^-}$ – суммарная кинетическая

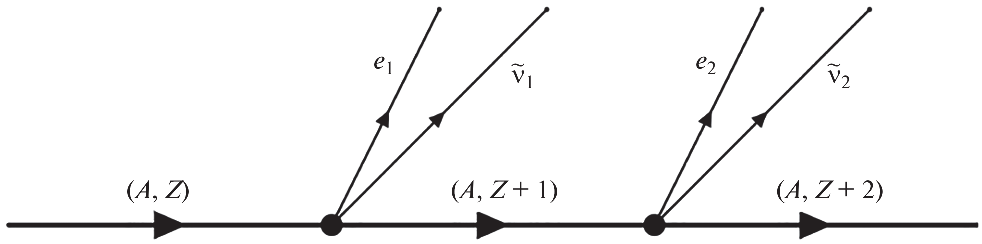

Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для амплитуды двухступенчатого $2\beta^-$-распада родительского ядра (A,Z) с вылетом двух электронов (e_1, e_2) и двух антинейтрино $(\tilde{\nu}_1, \tilde{\nu}_2)$ и формированием конечного ядра $(A,Z+2)$ с появлением функции Грина промежуточного ядра (линия со стрелкой и с индексом $(A,Z+1)$).

энергия четырех вылетающих легких частиц, определяемая как:

$$Q_{2\beta^-} = E(A,Z) - E(A,Z+2) + 2(m_n - m_p)c^2, \quad (9)$$

$$T_{2\beta^-} = T_1 + T_2, \quad (10)$$

причем энергии T_1 и T_2 для первой $(e_1^-, \tilde{\nu}_1)$ и второй $(e_2^-, \tilde{\nu}_2)$ пар легких частиц определяются формулами типа (4). Аналогичные схемы распада и формулы закона сохранения энергии можно построить и для двойных бета-распадов типа $2\beta^+$; β^+, EC; EC, EC при использовании формул (2)–(6).

Первое наблюдение двухнейтринного $2\beta^-$-распада ядра ^{130}Te было проведено на основе геохимического эксперимента [5], а уже к 90-му году XX века наблюдались двухнейтринные $2\beta^-$-распады в прямых (счетчиковых) экспериментах. К настоящему времени экспериментальные и теоретические исследования двойных β-распадов ядер проведены для заметного круга ядер.

Теория 2β-распада родительского ядра (A,Z) была развита в работе [6], при использовании теории квантовых переходов под влиянием возмущения, не зависящего от времени [7], и получена формула для вероятности $\omega_{2\beta}$ указанного распада в единицу времени, при использовании формулы второго порядка теории возмущений по гамильтониану H' слабого взаимодействия:

$$\omega_{2\beta} = \frac{2\pi}{\hbar}\delta(E_A - E_F)\sum_F \left|H''_{AF}\right|^2, \quad (11)$$

где

$$H''_{AF} = \sum_C \frac{H'_{AC}H'_{CF}}{E_A - E_C}, \quad (12)$$

а матричные элементы H'_{AC} и H'_{CF} имеют вид:

$$H'_{AC} = \int \Psi_C^* \Phi_C^* H' \Psi_A \Phi_A d\tau. \quad (13)$$

В формуле (13) Ψ_A, Ψ_C и Ψ_F – волновые функции родительского ядра A, промежуточного ядра C, возникающего после β_1-распада родительского ядра и конечного ядра F, возникающего после β_2-распада промежуточного ядра C, а Φ_A, Φ_C и Φ_F – волновые функции легких частиц, фигурирующих в процессе рассматриваемого 2β-распада совместно с ядрами A, C, F. Следует подчеркнуть, что вероятность $\omega_{2\beta}$ указанного распада в единицу времени связана с шириной этого распада соотношением:

$$\Gamma_{2\beta} = \hbar\omega_{2\beta}. \quad (14)$$

Полученные формулы (11)–(14) были использованы [2, 3] для расчетов ширин 2β-распадов при выборе различных форм гамильтониана H' слабого взаимодействия.

Полученным выше формулам можно поставить в соответствие диаграмму Фейнмана (см. рис. 1), описывающую амплитуду ширины (14) 2β-распада родительского ядра. Вершинные части диаграммы Фейнмана (см. рис. 1) связаны с амплитудами ширин β-распада родительского и промежуточного ядер, определяемых матричными элементами слабого взаимодействия типа H'_{AC} и H'_{CF}, а линия со стрелкой и верхним индексом $(A,Z+1)$ представляет функцию Грина $G(A,Z+1)$ промежуточного ядра $(A,Z+1)$, пропорциональную величине $(E_A - E_C)^{-1}$ формулы (12), которая в силу свойств членов второго порядка теории возмущений по потенциалу H' не имеет полюсного характера.

Целью настоящей работы является дальнейшее развитие теории двойных β-распадов ядер при использовании результатов, полученных при построении теории двухпротонных распадов ядер [8–10]. При этом особое внимание будет уделено выделению двух типов 2β-распадов ядер: виртуальным распадам, реализующихся для большинства ядер, и 2β-распадов обусловленных следующими друг за другом по времени реальными одинарными β-распадами родительского и возникающего при его β-распаде промежуточного ядер.

1. 2β-РАСПАДЫ ЯДЕР КАК ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ ПРОЦЕССЫ

Если исключить из рассмотрения для двухнейтринных 2β-распадов ядер, включающих $2\beta^-$; $2\beta^+$; β^+, EC и EC, EC распады, как не реализуемый физически одновременный вылет из родительского ядра (A, Z) двух, трех или четырех легких частиц, то теорию указанных 2β-распадов можно построить при использовании результатов развитой в работах [8—10] теории последовательных двухступенчатых $2p$-распадов ядер. Дальнейшее рассмотрение проведем на примере последовательного двухступенчатого $2\beta^-$-распада ядер, амплитуда ширины которого, как и в случае, соответствующем рассмотренному во введении представлению ширины $2\beta^-$-распада при использовании второго порядка теории возмущения по гамильтониану слабого взаимодействия [6], определяется диаграммой Фейнмана (см. рис. 1). На данной диаграмме черными кружочками представлены вершинные части, пропорциональные амплитудам ширин одинарных β^--распадов родительского и дочернего ядер, которые рассчитываются через матричные элементы гамильтониана H' слабого взаимодействия, а линия со стрелкой и индексом $(A, Z+1)$ соответствует одночастичной функции Грина $G(A, Z+1)$ промежуточного ядра. Эту функцию в более общем случае, чем случай рассмотренный во введении, можно представить формулой:

$$G(A, Z+1) = \sum_i \frac{|\Psi_i\rangle\langle\Psi_i|}{Q_{\beta_1^- i} - T_1 + \frac{i}{2}\Gamma_{tot}^{(Z+1)_i}}, \qquad (15)$$

где Ψ_i — волновая функция i-го состояния промежуточного ядра, которое для упрощения обозначается индексом $(Z+1)_i$, $Q_{\beta_1^- i}$ — теплота β_1^--распада родительского ядра с образованием i-го состояния промежуточного ядра, определяемая формулой (3), в которой в качестве величины $E(A, Z+1)$ используется внутренняя энергия i-го состояния промежуточного ядра, $\left(\Gamma_{tot}^{(Z+1)_i}\right)$ — полная ширина распада указанного состояния i, а T_1 — суммарная кинетическая энергия двух вылетающих при β_1^--распаде родительского ядра легких частиц, определяемая формулой (4). При использовании амплитуды ширины $2\beta^-$-распада родительского ядра (A, Z), представленной диаграммой Фейнмана (см. рис. 1), указанную ширину $\Gamma_{2\beta}^{Z}$ на основе методов, развитых в работах [8—10] для $2p$-распада ядер, можно представить как:

$$\Gamma_{2\beta^-}^{Z} = \frac{1}{2\pi}\sum_i \int_0^{Q_{2\beta}} dT\, \frac{\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^{Z}(T_1)\,\Gamma_{\beta_2^-(Z+2)}^{(Z+1)_i}\left(Q_{2\beta^-} - T_1\right)}{(Q_{\beta_1^- i} - T_1)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_{tot}^{(Z+1)_i})^2}, \qquad (16)$$

где $\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^{Z}(T_1)$ и $\Gamma_{\beta_2^-(Z+2)}^{(Z+1)_i}\left(Q_{2\beta^-} - T_1\right)$ — парциальные ширины β_1^- и β_2^--распадов родительского и промежуточного ядер. Теперь, как и в случае теории $2p$-распадов [8—10], можно выделить два типа рассматриваемых последовательных двухступенчатых $2\beta^-$-распадов ядер: первого связанного с последовательными, реализующимися через два последовательных реальных β-распада родительского и возникающего из него промежуточного ядра и второй тип виртуальными распадами, получившее свое название по аналогии с $2p$-распадом, когда все i-е состояния промежуточного ядра функции Грина носят виртуальный характер, поскольку лежат вне массовой поверхности.

2. ВИРТУАЛЬНОСТЬ 2β-РАСПАДОВ ЯДЕР

Второй тип $2\beta^-$-распадов возникает в случае, когда теплота $Q_{\beta_1^-}$ для β_1^--распада родительского ядра имеет отрицательное значение $Q_{\beta_1^-} < 0$, что приводит к невозможности появления реального β_1^--распада. В этом случае при теплоте $Q_{\beta_2^-}$ для β_2^--распада промежуточного ядра, удовлетворяющей условию $Q_{\beta_2^-} > \left|Q_{\beta_1^-}\right|$, теплота $Q_{2\beta^-}$ для $2\beta^-$-распада, равная $Q_{2\beta^-} = Q_{\beta_1^-} + Q_{\beta_2^-}$, оказывается положительной $Q_{2\beta^-} > 0$, что обеспечивает возможность реального $2\beta^-$-распада родительского ядра.

Полученные выше энергетические условия виртуальности $2\beta^-$-распадов четно-четных родительских ядер реализуются [11, 12], как и для $2p$-распадов подобных ядер, из-за куперовского спаривания нуклонов. Действительно, в этом случае из-за отрицательности энергии спаривания двух валентных нейтронов в родительском ядре, образующих куперовскую пару, уменьшается теплота $Q_{\beta_1^-}$, связанная с первым β_1^--распадом и образованием нечетного по нейтронам промежуточного ядра, по сравнению с теплотой $Q_{\beta_2^-}$ второго β_2^--распада нейтрона в промежуточном ядре, который не участвует в формировании куперовской пары. Исходя из этого варианта функция

Таблица 1. Четно-четные изотопы, для которых возможен $2\beta^-$-распад из их основных состояний

№	Распад $(A,Z) \to$ $\to (A,Z+2)$	A	Z	Теплота $2\beta^-$-распада $Q_{2\beta^-}$ $(A,Z) \to$ $\to (A,Z+2)$, кэВ	Эксп. период $2\beta^-$-распада полураспада $T_{1/2}^{exp}$, лет	Теор. период $2\beta^-$-распада полураспада $T_{1/2}^{th}$, лет	Теплота β_1^--перехода $Q_{\beta_1^-}$ $(A,Z) \to (A,Z+$ $+1)$, кэВ	Эксп. период β_1^--перехода полураспада $T_{1/2}^{exp}$, лет
1	Ca → Ti	48	20	4271.7 ± 5.4	$1.9 \cdot 10^{19}$	$2.6 \cdot 10^{19}$	+281 ± 6	$1.9 \cdot 10^{19}$
2	Ge → Se	76	32	2045.7 ± 5	$1.6 \cdot 10^{21}$	$8.5 \cdot 10^{20}$	−922.9 ± 2.7	
3	Se → Kr	82	34	3005 ± 16	$9.2 \cdot 10^{19}$	$6.7 \cdot 10^{19}$	−88 ± 12	
4	Zr → Mo	96	40	3350.2 ± 6.1	$2.0 \cdot 10^{19}$	$1.3 \cdot 10^{20}$	+163.0 ± 5	$>3.8 \cdot 10^{19}$
5	Mo → Ru	100	42	3032.6 ± 8.6	$7.3 \cdot 10^{18}$	$3.2 \cdot 10^{19}$	−170 ± 6	
6	Pd → Cd	110	46	2014 ± 24	$>6 \cdot 10^{17}$	$6.3 \cdot 10^{20}$	−879 ± 20	
7	Cd → Sn	116	48	2808.5 ± 7.3	$3.3 \cdot 10^{19}$	$7.3 \cdot 10^{19}$	−464 ± 8	
8	Sn → Te	124	50	2278.3 ± 8.8	$>1.2 \cdot 10^{21}$	$1.5 \cdot 10^{21}$	−627 ± 5	
9	Te → Xe	128	52	868.9 ± 5.5	$2.41 \cdot 10^{24}$	$1.6 \cdot 10^{24}$	−1258 ± 5	
10	Te → Xe	130	52	2533.1 ± 6.6	$6.9 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{20}$	−451 ± 11	
11	Xe → Ba	136	54	2481 ± 15	$2.2 \cdot 10^{21}$	$4.5 \cdot 10^{20}$	−67 ± 11	
12	Nd → Sm	148	60	1928 ± 10	$>3 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{21}$	−536 ± 9	
13	Nd → Sm	150	60	3367 ± 11	$8.2 \cdot 10^{18}$	$5.8 \cdot 10^{18}$	−130 ± 80	
14	Sm → Gd	154	62	1250 ± 10	$>2.3 \cdot 10^{18}$	$1.49 \cdot 10^{22}$	−728 ± 5	
15	Gd → Dy	160	64	1731 ± 11	$>1.9 \cdot 10^{19}$	$7.2 \cdot 10^{20}$	−102.3 ± 1.4	
16	U → Pu	238	92	1146.2 ± 4.6	$2 \cdot 10^{21}$	$1.9 \cdot 10^{22}$	−145.6 ± 1.3	

Грина $G(A,Z+1)$ промежуточного ядра (15) не имеет полюсного характера, и тогда можно записать формулу для ширины виртуального (virtual) двойного β^--распада ядра (A,Z):

$$(\Gamma_{2\beta^-}^{Z})^{v} = \\ = \sum_i \frac{1}{2\pi} \int_1^{Q_{2\beta}} \frac{\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^{Z}(T_1)\,\Gamma_{\beta_2^-(Z+2)}^{(Z+1)_i}\left(Q_{2\beta^-}-T_1\right)}{(Q_{\beta_1^- i}-T)^2} dT_1. \quad (17)$$

Существующие расчеты периодов полураспада $T_{1/2}^{th}$ для $2\beta^-$-распадов ядер основаны на теоретических подходах [6], в которых используются формулы второго порядка теории возмущений по гамильтонианам слабого взаимодействия. Эти формулы оказываются близкими к формулам, используемым в настоящей работе для виртуального варианта теории описания $2\beta^-$-распадов ядер (17), но, к сожалению, не учитывают при расчете анализируемых ширин роль однонуклонных генеалогических коэффициентов сверхтекучей модели атомного ядра [13], учет которых может дать поправку примерно на порядок.

В табл. 1–3, взятых из работ [2, 3, 14–18], представлены экспериментальные данные и результаты расчетов для $2\beta^-$; $2\beta^+$; β^+, EC и EC, EC распадов. Как видно из табл. 1, для всех представленных в ней четно-четных родительских ядер теплоты $2\beta^-$-распада $Q_{2\beta^-}$, как и следовало ожидать для возможности их наблюдения, имеют положительные значения, лежащие в интервале $0.850 \le Q_{2\beta^-} \le 4.280$ (МэВ). При этом теплоты β_1^--распадов $Q_{\beta_1^-}$ большинства представленных в табл. 1 родительских ядер (A,Z) лежат в интервале $-1.265 \le Q_{\beta_1^-} \le -0.055$ (МэВ) и оказываются отрицательными, что соответствует закрытым каналам β_1^--распадов указанных ядер. Как видно из табл. 1, большинство ядер имеют значения экспериментальных $T_{1/2}^{exp}$ и теоретических $T_{1/2}^{th}$ периодов полураспада, достаточно хорошо согласующиеся между собой, за исключением ядер ^{110}Pd, ^{148}Nd и ^{154}Sm, в которых наблюдаемые расхождения составляют несколько порядков, что связано, по-видимому, с существенными неточностями в определении экспериментальных значений $T_{1/2}^{exp}$ в этих ядрах.

Как видно из табл. 2, для всех представленных в ней четно-четных родительских ядер теплоты их

Таблица 2. Четно-четные изотопы, для которых возможен $2\beta^+$-распад

№	Распад $(A,Z) \to$ $\to (A,Z+2)$	A	Z	Теплота $2\beta^+$-распада $Q_{2\beta^+}$ $(A,Z) \to (A,Z-2)$, кэВ	Эксп. период $2\beta^+$-распада полураспада $T_{1/2}^{exp}$, лет	Теор. период $2\beta^+$-распада полураспада $T_{1/2}^{th}$, лет	Теплота β_1^+-перехода $Q_{\beta_1^+}$ $(A,Z) \to (A,Z-1)$, кэВ
1	Ru → Mo	96	44	2719.9 ± 11.4	$>3.1 \cdot 10^{16}$	$5.8 \cdot 10^{26}$	−254 ± 10
2	Pd → Ru	102	46	1175.5 ± 11.9	–	$2.5 \cdot 10^{32}$	−1148 ± 6
3	Cd → Pd	106	48	2782 ± 11	$>2.4 \cdot 10^{20}$	$3.4 \cdot 10^{27}$	−202 ± 9
4	Xe → Te	124	54	3068.3 ± 143.8	$1.6 \cdot 10^{14}$	$1.4 \cdot 10^{27}$	−90 ± 140
5	Ba → Xe	130	56	2578.1 ± 13.6	–	$1.7 \cdot 10^{29}$	−440.9 ± 3.9
6	Ba → Xe	132	56	833 ± 15	$3.0 \cdot 10^{21}$	–	−1279 ± 24
7	Os → W	184	76	1454 ± 14	$5.6 \cdot 10^{13}$	–	−42 ± 6

Таблица 3. Время жизни двухнейтринных β^+, EC и EC, EC распадов

Изотоп	$T_{1/2}^{exp}(\beta^+, EC)$, лет	$T_{1/2}^{th}(\beta^+, EC)$, лет	$T_{1/2}^{exp}(EC, EC)$, лет	$T_{1/2}^{th}(EC, EC)$, лет
^{58}Ni	$>6.2 \cdot 10^{19}$	$5.5 \cdot 10^{25}$	$>4 \cdot 10^{19}$	$3.9 \cdot 10^{24}$
^{78}Kr	–	$5.3 \cdot 10^{22}$	$>2.3 \cdot 10^{20}$	$3.7 \cdot 10^{22}$
^{96}Ru	$>6.7 \cdot 10^{16}$	$1.2 \cdot 10^{22}$	–	$2.1 \cdot 10^{21}$
^{106}Cd	$>1.2 \cdot 10^{18}$	$9.4 \cdot 10^{22}$	$>1.0 \cdot 10^{18}$	$1.2 \cdot 10^{22}$
^{124}Xe	$>4.8 \cdot 10^{16}$	$3.0 \cdot 10^{22}$	$>1.1 \cdot 10^{17}$	$2.9 \cdot 10^{21}$
^{130}Ba	–	$1.0 \cdot 10^{23}$	$2.2 \cdot 10^{21}$	$4.2 \cdot 10^{21}$
^{136}Ce	–	$9.2 \cdot 10^{23}$	–	$1.7 \cdot 10^{22}$

$2\beta^+$-распада $Q_{2\beta^+}$ имеют положительные значения, лежащие в интервале $0.820 \le Q_{2\beta^+} \le 3.200$ (МэВ), что делает открытыми указанные распады, а теплоты $Q_{\beta_1^+}$ для β_1^+-распадов указанных ядер оказываются отрицательными и лежащими в интервале $-1.300 \le Q_{\beta_1^+} \le -0.036$ (МэВ), что соответствует закрытым каналам β_1^+-распадов указанных ядер. К сожалению, представленные в табл. 2 экспериментальные периоды полураспада $T_{1/2}^{exp}$, представленные их нижними границами, расходятся более, чем на 7 порядка с соответствующими теоретическими периодами полураспада $T_{1/2}^{th}$, что приводит к необходимости проведения более точных экспериментов по всем рассмотренным ядрам.

Наконец, как видно из табл. 3, где представлены теоретические и экспериментальные периоды полураспада для β^+, EC и EC, EC распадов, для большинства родительских ядер имеются серьезные расхождения между указанными величинами и лишь для единственного ядра ^{130}Ba, при EC, EC распаде наблюдается хорошее согласие между ними.

В заключение следует отметить, что многочисленные попытки наблюдения безнейтринных 2β-распадов различных ядер со схемами распадов, отличающимися от схем двухнейтринных 2β-распадов, представленных формулами типа (7), отсутствием нейтрино и антинейтрино, не привели к убедительным результатам. Поскольку наблюдение безнейтринных 2β-распадов ядер может дать важную информацию о качественных свойствах нейтрино, подобные эксперименты продолжаются различными группами физиков до сих пор.

3. 2β-РАСПАДЫ ЯДЕР КАК ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ РЕАЛЬНЫЕ β-РАСПАДЫ РОДИТЕЛЬСКОГО И ПРОМЕЖУТОЧНОГО ЯДРА

Если рассмотреть случай, когда обе теплоты $Q_{\beta_1^-}$ и $Q_{\beta_2^-}$ положительны, то полную ширину $2\beta^-$-распада родительского ядра можно записать в ви-

Таблица 4. Теоретические ширины для двух родительских ядер испытывающих два последовательных реальных β^--распада

Распад $(A,Z) \to (A,Z+2)$	A	Z	Эксп. ширина β_1^--распада $\Gamma^{exp}_{\beta_1^-}$, МэВ	Эксп. ширина β_2^--распада $\Gamma^{exp}_{\beta_2^-}$, МэВ	Эксп. ширина 2β-распада $\Gamma^{exp}_{2\beta}$, МэВ	Полная эксп. ширина 2β-распада $\Gamma^{tot}_{2\beta}$, МэВ	Теор. ширина 2β-распада $\Gamma^{tot}_{2\beta}$, МэВ
Ca → Ti	48	20	$4.8 \cdot 10^{-48}$	$1.8 \cdot 10^{-26}$	$4.8 \cdot 10^{-48}$	$1.8 \cdot 10^{-26}$	$4.8 \cdot 10^{-48}$
Zr → Mo	96	40	$<4.55 \cdot 10^{-48}$	$3.4 \cdot 10^{-26}$	$4.55 \cdot 10^{-48}$	$3.4 \cdot 10^{-26}$	$2.4 \cdot 10^{-48}$

де суммы ширин последовательного и виртуального $2\beta^-$-распада:

$$\Gamma^Z_{2\beta^-} = (\Gamma^Z_{2\beta^-})^0 + (\Gamma^Z_{2\beta^-})^\nu. \quad (18)$$

Первый тип реализуется в случае двух последовательных реальных β^--распадов родительского и промежуточного ядер с положительными теплотами распадов $Q_{\beta_1^-} > 0$ и $Q_{\beta_2^-} > 0$. Тогда в подынтегральном выражении формулы (16) возникает полюс в комплексной плоскости при $T_1 = Q_{\beta_1 i} + \frac{1}{2}\left(\Gamma^{(Z+1)_i}_{tot}\right)$, так что интегрирование по dT_1 с учетом теоремы Коши приводит к формуле:

$$(\Gamma^Z_{2\beta^-})^0 = \sum_i \frac{\Gamma^Z_{\beta_1^-(Z+1)_i}(T_1)\,\Gamma^{(Z+1)_i}_{\beta_2^-(Z+2)}\left(Q_{2\beta^-} - T_1\right)}{\Gamma^{(Z+1)_i}_{tot}}, \quad (19)$$

определяющую ширину $(\Gamma^Z_{2\beta^-})^0$ для $2\beta^-$-распада родительского ядра, осуществляемого через два последовательных реальных β^--распадов. Если провести анализ формулы (19), то можно увидеть, что если после первого β_1^--распада из возможных каналов распада промежуточного ядра реализуется только β^--распадный, то ширина второго β_2^--распада равна полной ширине распада промежуточного ядра $\Gamma^{(Z+1)_i}_{\beta_2^-(Z+2)}\left(Q_{2\beta^-} - T_1\right) = \Gamma^{(Z+1)_i}_{tot}$. Исходя из этого, формула (18) принимает вид:

$$(\Gamma^Z_{2\beta})^0 = \sum_i \Gamma^Z_{\beta_1^-(Z+1)_i}(T_1). \quad (20)$$

Лишь только для двух родительских ядер $^{48}Ca_{20}$ и $^{96}Zr_{40}$, представленных в табл. 1, энергии $Q_{\beta_1^-}$ оказываются положительными, что делает открытыми не только канал $2\beta^-$-распада, но и канал β^--распада указанных ядер. Из формулы (20) следует, что в случае, когда у нас $Q_{\beta_1^-} > 0$, $Q_{\beta_2^-} > 0$, то есть возможность протекания двух следующих друг за другом по времени реальных бета-распадов, а ширина $2\beta^-$-распада определяется шириной первого β^--распада. Это означает, что данный вариант последовательного двухступенчатого $2\beta^-$-распада не мог быть учтен в более ранних теоретических работах [2, 3, 6], основанных на втором порядке теории возмущения по гамильтониану слабого взаимодействия. В то же время для двух родительских ядер ^{48}Ca и ^{96}Zr экспериментально зафиксирован такой распад с участием реальных β_1^-- и β_2^--распадов родительского и промежуточного ядер с вероятностью 10^{-2} от вероятности виртуального $2\beta^-$-распада указанных ядер. Для этих ядер в табл. 4 представлены теоретические и экспериментальные ширины β^--распадов, из которых видно хорошее согласие между $\Gamma^{exp}_{2\beta}$ и $\Gamma^{th}_{2\beta}$, рассчитанных в рамках данного типа теории последовательного $2\beta^-$-распада.

Представляется интересным провести анализ случая, когда теплота первого β^--распада положительны $Q_{\beta_1^-} > 0$, но мала по своему абсолютному значению, тогда возникает случай, когда полная ширина $2\beta^-$-распада определяется суммой виртуального и последовательного типов, причем вклады от двух типов могут быть соизмеримы, что легко видно из формулы для полной ширины (18).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено дальнейшее развитие теории 2β-распадов ядер при использовании результатов, полученных при построении теории двухпротонных распадов ядер [8–10]. Установлено существование двух типов рассматриваемых распадов. Первый тип отвечает 2β-распадам, которые реализуются через два последовательных реальных β-распада родительского и возникающего из него промежуточного ядра. Второй тип связан с виртуальным характером относящихся к нему 2β-распадов, ширины которых описываются формулами, аналогичными формулам, полученным ранее во втором порядке теории возмущений по гамильтониану слабого взаимодействия. Продемонстрирована возможность успешного описания экспериментальных характеристик 2β-распада ядер для большинства родительских ядер в рамках виртуального типа, а также двух родительских ядер ^{48}Ca и ^{96}Zr, распад которых экспериментально зафиксирован и протекает с участием реальных β_1^-- и β_2^--распадов родительского и промежуточного ядер, а ширины указанных распадов с хорошей степенью точности определяются последовательным типом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fermi E.Z.* // Phys. 1934. V. 88. P. 161.
2. *Suhonen J., Civitarese O.* // Phys. Rep. 1998. V. 300. P. 123.
3. *Tretyak V.I.* Double beta decay: history and current status. V. 58. Kiyv: Institute for Nuclear Research, 2014.
4. *Goeppert-Mayer M.* // Phys. Rev. 1935. V. 48. P. 512.
5. *Inghram M.G., Reynolds J.H.* // Phys. Rev. 1950. V. 78. P. 822.
6. *Слив Л.А.* // ЖЭТФ. 1950. Т. 20. С. 1035.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Б.Н.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. 752 с.
8. *Кадменский С.Г., Иванков Ю.В.* // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 1075.
9. *Кадменский С.Г., Иванков Ю.В.* // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 1605.
10. *Кадменский С.Г., Иванков Ю.В., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 464.
11. *Гольданский В.И.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 497.
12. *Гольданский В.И.* // УФН. 1965. Т. 87. С. 255.
13. *Соловьев В.Г.*, Теория атомного ядра: Ядерные модели. М.: Энергоатомиздат, 1981.
14. *Ишханов Б.С.* Радиоактивность. М.: Университетская книга, 2011.
15. https://www-nds.iaea.Org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html.
16. https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx_sigma.jsp.
17. http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nucSearch.asp.
18. http://cdfe.sinp.msu.ru/services/gsp.ru.html.