сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-88-848

В.Н.Ефимов

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ γ-КВАНТОВ В РЕЗОНАНСНЫХ РЕАКЦИЯХ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЧАСТИЦАМИ. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ДВУХ УРОВНЕЙ

1988

1. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ γ-КВАНТОВ В РЕЗОНАНСНЫХ (n,γ)-РЕАКЦИЯХ В СЛУЧАЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ДВУХ УРОВНЕЙ

В работе/1/ были получены общие выражения для углового распределения и поляризаций /линейных и циркулярной/ γ-квантов в резонансных реакциях с поляризованными частицами. Ниже будет рассмотрен частный случай резонансной (n,γ)-реакции при наличии интерференции двух резонансных уровней с одним и тем же значением спина $J_1 = J_2 = J$, но с различными четностями π_1 и π_2. Предполагается, что спин конечного ядра $I' = 0$ /как в конкретной реакции $^{117}Sn(n,\gamma)\,^{118}Sn(0^+)$, исследованной в работе/2// и что во входном канале поляризованы только нейтроны. В этом случае для поляризационной матрицы плотности выходного канала $\rho_{\text{вых}}(\lambda\vec{n}, \lambda'\vec{n})$, определяемой соотношением /40/ работы/1/*, из общего выражения /42а/ с использованием /41а/ и /43а/ следует

$$\rho_{\text{вых}}(\lambda\vec{n},\lambda'\vec{n}) = \frac{\lambda_a^2}{8}\sqrt{2}\, g_J(2J+1) \sum_{s_1 s_2 q k L \ell_1 \ell_2} i^{\ell_1-\ell_2}(-1)^{J-\ell_1-k+s_2} \times$$

$$\times(-1)^{j-I}\,\Phi^{(L)}_{\lambda\lambda'}(p_1p_2)\,D^{(L)}_{\kappa k}(\vec{n})\,\ell_{12}\,s_{12}\,[(2L+1)(2q+1)]^{1/2} \times \qquad /1/$$

$$\times\, i^q\, T^*_{qk}(j) \langle p_1 J|U^{J\pi_1}|\ell_1 s_1\rangle \langle p_2 J|U^{J\pi_2}|\ell_2 s_2\rangle^* \times$$

$$\times\, W(jjs_1s_2;qI)\, X_k(J\ell_1 s_1, Lq, J\ell_2 s_2),$$

где

$$g_J = (2J+1)/[(2j+1)(2I+1)], \quad \kappa = \lambda - \lambda',$$

$$\Phi^{(L)}_{\lambda\lambda'}(p_1p_2) = c_\lambda^{(p_1)}\, c_{\lambda'}^{(p_2)*}\,(-1)^{\lambda'}\,(JJ\lambda - \lambda'|L\kappa), \qquad /2/$$

* Далее ссылки на формулы работы/1/ будут сопровождаться буквой а: например, /40а/ и т.д.

j, I - соответственно спины нейтрона и ядра-мишени, коэффициенты $C_{\lambda}^{(p)}$ входят в волновую функцию /14а/ γ-кванта, $T_{qk}(j)$ - спин-тензоры /25а/, определяющие поляризацию нейтронов.

Далее применительно к реакции $^{117}Sn(n,\gamma)$ в /1/ будем учитывать только значения $\ell = 0$ и $\ell = 1$, что соответствует захвату s- и p-нейтронов, приводящих к образованию двух резонансных уровней J^{π} с одним и тем же спином $J = 1$: 1^{+} с энергией E_s / s-уровень/ и 1^{-} с энергией E_p / p-уровень/, которые затем переходят в основное состояние $^{118}Sn(0^{+})$ с испусканием дипольных $(g = 1)$ γ-квантов магнитного $(p = 0)$ или электрического $(p = 1)$ типа. В соответствии с этим в /1/ войдут только два матричных элемента /17а/:

$$\langle 01 | U^{1+} | 01 \rangle = i \frac{\gamma_{\gamma}^{(s)} \gamma_{n}^{(s)}}{\Delta E_s + i\Gamma_s/2}, \quad \langle 11 | U^{1-} | 1s \rangle = i \frac{\gamma_{\gamma}^{(p)} \gamma_{ns}^{(p)}}{\Delta E_p + i\Gamma_p/2}, \qquad /3/$$

где $\Delta E_s = E - E_s$, $\Delta E_p = E - E_p$, Γ_s, Γ_p - соответственно полные ширины s- и p-уровней, $\gamma_{\gamma}^{(s)}$, $\gamma_{\gamma}^{(p)}$ - амплитуды парциальных γ-ширин s- и p-уровней, соответствующих переходу в основное состояние конечного ядра, $\gamma_{n}^{(s)} = \gamma_{n1}^{(s)}$, $\gamma_{ns}^{(p)}$ - амплитуды парциальных нейтронных ширин s- и p-уровней, соответствующих спину s входного канала. С учетом соотношений /3/ и /15а/ из /1/ и /2/ вытекает следующее выражение для дифференциального сечения, определяемого согласно /38а/:

$$d\sigma(\vec{n}, E) = d\sigma_{os}(E) + d\sigma_{op}(E) + d\sigma_{1o}(E)\cos\theta + d\sigma_2(E) P_2(\cos\theta) + d\sigma_{11}(E) Q_o(\vec{n}), \qquad /4/$$

где

$$d\sigma_{os}(E) = \frac{\lambda_{\alpha}^2}{4} g_J \frac{\Gamma_n^{(s)} \Gamma_{\gamma}^{(s)}}{(\Delta E_s)^2}, \quad \Gamma_n^{(s)} \Gamma_{\gamma}^{(s)} = (\gamma_{\gamma}^{(s)} \gamma_n^{(s)})^2, \qquad /5/$$

$$d\sigma_{op}(E) = \frac{\lambda_{\alpha}^2}{4} g_J \frac{X_o^2 + X_1^2}{D_p(E)}, \quad d\sigma_2(E) = -\frac{\lambda_{\alpha}^2}{4} g_J \frac{X_o^2 - \frac{1}{2}X_1^2}{D_p(E)}, \qquad /6/$$

$$X_s = \gamma_{\gamma}^{(p)} \gamma_{ns}^{(p)}, \quad s = 0, 1, \qquad /7/$$

$$d\sigma_{1o}(E) = \frac{\lambda_{\alpha}^2}{4} g_J \sqrt{6}\, W(E) X_1, \qquad /8/$$

$$d\sigma_{11}(E) = \frac{\lambda_{\alpha}^2}{4} g_J \sqrt{6}\, \frac{1}{2}\Gamma_p W(E) \left(\frac{X_1}{2} - \frac{X_o}{\sqrt{2}}\right), \qquad /9/$$

$$W(E) = \frac{\gamma_{\gamma}^{(s)} \gamma_n^{(s)}}{\Delta E_s D_p(E)}, \quad D_p(E) = (\Delta E_p)^2 + \frac{1}{2}\Gamma_p^2, \qquad /10/$$

$P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$ - полином Лежандра 2-го порядка,

$$Q_o(\vec{n}) = \sqrt{2} \sum_k D_{ok}^{(1)}(\vec{n}) (11\,k - k | 10)\, T_{1k}^{*}. \qquad /11/$$

Заметим, что выражения /5/ и /8/-/10/ записаны в предположении, что $E \sim E_p$ и $|\Delta E_s| \sim |E_p - E_s| \gg (1/2)\Gamma_s$.

Для параметров Стокса ζ_1, ζ_2, ζ_3, определяющих согласно /35а/ две линейные и циркулярную поляризацию γ-квантов, из выражений /1/ и /2/ в соответствии с /33а/ и /39а/ следует

$$d\sigma(\vec{n}, E)\zeta_1(\vec{n}, E) = i\frac{\lambda_{\alpha}^2}{4} g_J \sqrt{10}\, F(E) Q_1(\vec{n}), \qquad /12/$$

$$d\sigma(\vec{n}, E)\zeta_3(\vec{n}, E) = -\frac{3}{2} d\sigma_2(E)\sin^2\theta + \frac{\lambda_{\alpha}^2}{4} g_J \sqrt{10}\, F(E) Q_3(\vec{n}), \qquad /13/$$

где

$$F(E) = \frac{1}{2}\Gamma_p W(E)\left(\frac{X_1}{2} + \frac{X_o}{\sqrt{2}}\right), \qquad /14/$$

$$Q_{1,3}(\vec{n}) = \sum_k (21k - k | 10) [D_{2,-k}^{(2)}(\vec{n}) \pm D_{-2,-k}^{(2)}(\vec{n})]\, T_{1k}; \qquad /15/$$

$d\sigma_2(E)$ определено согласно /6/ и /10/,

$$d\sigma(\vec{n}, E)\zeta_2(\vec{n}, E) = \frac{\lambda_{\alpha}^2}{4} g_J \{[\frac{4}{\lambda_{\alpha}^2 g_J} d\sigma_{os}(E) + \frac{1}{2} G_o(E)] L_o(\vec{n}) -$$

$$-\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}} F_o(E)\, iT^*_{1o} + \sqrt{\frac{3}{2}}\, G_1(E)\, L_1(\vec{n}) + \frac{2\sqrt{10}}{\sqrt{6}} F_2(E)\, L_2(\vec{n}) \}, \qquad /16/$$

$d\sigma_{os}(E)$ определено согласно /5/,

$$L_o(\vec{n}) = \sum_k D^{(1)}_{ok}(\vec{n})\, iT^*_{1k},$$

$$L_1(\vec{n}) = \sum_k D^{(1)}_{o,-k}(\vec{n})(11k-k\,|\,20)\, iT_{1k}, \qquad /17/$$

$$L_2(\vec{n}) = \sum_k D^{(2)}_{o,-k}(\vec{n})(21k-k\,|\,10)\, iT_{1k},$$

$$F_o(E) = \Delta E_p W(E)\left(\frac{X_o}{\sqrt{2}} - X_1\right), \quad F_2(E) = \Delta E_p W(E)\left(\frac{X_o}{\sqrt{2}} + \frac{X_1}{2}\right), \qquad /18/$$

$$G_o(E) = \frac{X_1^2 + 2\sqrt{2}\,X_o X_1}{D_p(E)}, \quad G_1(E) = \frac{\sqrt{2}\,X_o X_1 - X_1^2}{D_p(E)}. \qquad /19/$$

Полученные выражения /4/ и /16/ с точностью до нормировочного коэффициента совпадают с соответствующим выражением для $d\sigma(\vec{n},\lambda)$ работы /3/, если учесть, во-первых, что в этой работе для амплитуд парциальных нейтронных ширин p-уровня $\gamma^{(p)}_{ns}$ в /3/ вместо представления спина канала s ($s = 0,1$) используется представление полного момента нейтрона j_n ($j_n = 1/2, 3/2$), причем $\gamma^{(p)}_{ns} \equiv \gamma_s$ и γ_{jn} связаны соотношениями

$$\gamma_o = \frac{1}{\sqrt{3}}\gamma_{1/2} + \sqrt{\frac{2}{3}}\,\gamma_{3/2}, \quad \gamma_1 = -\sqrt{\frac{2}{3}}\,\gamma_{1/2} + \frac{1}{\sqrt{3}}\gamma_{3/2}, \qquad /20/$$

и, во-вторых, выражение $d\sigma(\vec{n},\lambda)$, приведенное в работе /3/, представляет собой вероятность испускания γ-кванта в направлении $\vec{n}$ с правой или левой циркуляцией /$\lambda = 1$ или $\lambda = -1$/ и согласно /35а/ может быть записано в виде

$$d\sigma(\vec{n},\lambda) = \frac{1}{2}\left[d\sigma(\vec{n},E) + \lambda\, d\sigma(\vec{n},E)\,\zeta_2(\vec{n},E)\right].$$

2. КОНКРЕТНЫЙ ПРИМЕР: РЕАКЦИЯ $^{117}Sn(n,\gamma)$

Выполненный в работе /2/ анализ полученных экспериментальных данных показал, что их совокупность нельзя описать непротиворечивым образом с помощью выражения /4/ /или, с учетом /20/, аналогичного выражения из работы /3/ /. Наиболее простым для анализа эффектом, измеренным в работе /2/, является угловая асимметрия p-волновой части сечения /4/ для неполяризованных нейтронов $\epsilon_a(\theta)$:

$$\epsilon_a(\theta) = d\sigma_p\left(\frac{\pi}{2}, E_p\right) / d\sigma_p(\theta, E_p), \qquad /21/$$

где

$$d\sigma_p(\theta, E_p) = d\sigma_{op}(E_p) + d\sigma_2(E_p)\, P_2(\cos\theta). \qquad /22/$$

Измеренная в /2/ величина $\epsilon_a(\pi/4)$ в соответствии с /6/ имеет вид

$$\epsilon_a\left(\frac{\pi}{4}\right) = \frac{N}{M}, \qquad /23/$$

где

$$N = \frac{3}{2}x^2 + \frac{3}{4}y^2, \quad M = \frac{3}{4}x^2 + \frac{9}{8}y^2, \qquad /24/$$

x, y - безразмерные величины:

$$x = \frac{X_o}{(X_o^2 + X_1^2)^{1/2}}, \quad y = \frac{X_1}{(X_o^2 + X_1^2)^{1/2}}, \quad x^2 + y^2 = 1, \qquad /25/$$

а X_o и X_1 определены согласно /3/ и /7/. Из полученного в работе /2/ значения $\epsilon_a(\pi/4) = 1{,}63 \pm 0{,}14$ и соотношений /23/ и /24/ следуют 4 набора значений x и y, приведенных в столбцах 1, 2 таблицы. Для однозначного определения x и y были предприняты измерения на неполяризованных нейтронах асимметрии испускания γ-квантов вперед-назад:

$$\epsilon_{вн}(\theta,E) = \frac{d\sigma(\theta,E) - d\sigma(\pi-\theta,E)}{d\sigma(\theta,E) + d\sigma(\pi-\theta,E)}, \qquad /26/$$

при $\theta = \pi/4$, а также для нейтронов, поляризованных вдоль оси OY, лево-правой асимметрии:

Таблица

Значения переменных x, y /25/, полученных в работе /2/ из анализа угловой асимметрии γ-квантов /23/ /столбцы 1,2/, асимметрии вперед-назад /26/ /столбцы 3,4/ и лево-правой асимметрии /27/ /столбцы 5,6/. Для значений x, y из столбцов 1,2 приведены значения линейных поляризаций γ-квантов, испущенных перпендикулярно пучку нейтронов, поляризованных по оси OY /столбцы 7, 8/ и по оси OZ /столбцы 9, 10/. Поляризация нейтронов P_n=0,6

ϵ_a x	ϵ_a y	$\epsilon_{вн}$ x	$\epsilon_{вн}$ y	$\epsilon_{пп}$ x	$\epsilon_{пп}$ y	P_z $\phi=0$	P_z $\phi=\pi$	P_1	P_2
0,89 ± 0,05	0,45 ± 0,09			0,86	0,51	0,93	0,57	0,73	0,26
0,89 ± 0,05	−0,45 ± 0,09	0,93	−0,36			0,77	0,84	0,61	0,39
−0,89 ± 0,05	−0,45 ± 0,09	−0,93	−0,36			0,57	0,93	0,26	0,73
−0,89 ± 0,05	0,45 ± 0,09					0,84	0,77	0,39	0,61

$$\epsilon_{пп}(E) = \frac{d\sigma(\pi/2,0,E) - d\sigma(\pi/2,\pi,E)}{d\sigma(\pi/2,0,E) + d\sigma(\pi/2,\pi,E)}, \qquad /27/$$

причем в этом случае в выражении /4/ для $d\sigma(\vec{n},E)$ согласно /28а/ и /11 / $Q_0(\vec{n}) = -P_n \sin\theta\cos\phi$, где P_n - степень поляризации нейтронов.

При анализе эффектов /26/ и /27/ в работе /2/ для определения неизвестного параметра $\gamma_n^{(s)}\gamma_\gamma^{(s)}$, входящего в выражения /8/-/10/, экспериментально измерялись величины $t_\theta^2 = d\sigma_p(\theta, E_p)/$ $/d\sigma_{os}(E_p)$ для неполяризованных нейтронов при $\theta=\pi/2$ и $\theta=\pi/4$, где $d\sigma_{op}(E)$ и $d\sigma_{os}(E)$ определены согласно /22/ и /5/, а зависящие от энергии эффекты $\epsilon_{вн}(\pi/4,E)$ и $\epsilon_{пп}(E)$ представлены в виде $\epsilon_{вн}(\pi/4,E) = \bar\epsilon_{вп} H_1(E)$, $\epsilon_{пп}(E) = \bar\epsilon_{пп} H_2(E)$ и установлен явный вид функций $H_1(E)$ и $H_2(E)$. Из соотношений /4/ и /8/-/10/ вытекают следующие выражения для $\bar\epsilon_{вн}$ и $\bar\epsilon_{пп}$ /в представлении спина канала для p-уровня/:

$$\bar\epsilon_{вн} = \sqrt{\frac{3}{2}}\,\epsilon_s y/M^{1/2}, \qquad /28/$$

$$\bar\epsilon_{пп} = -\sqrt{\frac{3}{2}}\,P_n \epsilon_s\left(\frac{1}{2}y - \frac{x}{\sqrt{2}}\right)/N^{1/2}, \qquad /29/$$

где ϵ_s - знаковый множитель в соотношении $\gamma_n^{(s)}\gamma_\gamma^{(s)} = \epsilon_s \times$ $\times(\Gamma_n^{(s)}\Gamma_\gamma^{(s)})^{1/2}$, который должен считаться одинаковым в /28/ и /29/, M и N определены выражением /24/. Значения величин $\bar\epsilon_{вн}$ и $\bar\epsilon_{пп}$ можно получить из соответствующего графика работы /2/ /$\bar\epsilon_{вн} \approx -0,50$, $\bar\epsilon_{пп} \approx 0,38$/, и из этих значений и выражений /28/ и /29/ следуют значения x и y, приведенные соответственно в столбцах 3, 4 и 5, 6 таблицы. Как видно из таблицы, совокупность измеренных эффектов ϵ_a, $\epsilon_{вн}$ и $\epsilon_{пп}$ невозможно описать единым образом в рамках R-матричной теории резонансных реакций. Если каждые пары эффектов /ϵ_a, $\epsilon_{вн}$/ и /ϵ_a, $\epsilon_{пп}$/ согласуются между собой, то эффекты $\epsilon_{вн}$ и $\epsilon_{пп}$ приводят к противоречивым значениям величин x и y.

Указанное выше противоречие навряд ли можно приписать ошибке в выражении /4/, а следовательно, и в общих выражениях /42а/ и /4/, получаемых в результате довольно громоздких выкладок, так как результаты данной работы полностью согласуются с результатами как работы /4/, так и работы /3/, в которой для описания резонансных (n,γ)-реакций используется несколько иной подход. Для прояснения ситуации желательно распространить измерения эффектов типа изученных в работе /2/ для ^{117}Sn на ряд других ядер и тогда совокупность таких измерений может служить вполне реальным указанием на то, что традиционная R-матричная теория, следствием которой являются выражения /16а/ и /17а/, неприменима для описания указанных эффектов. Простейшим усложнением R-матричной теории может служить соображение о том, что выходной канал "помнит" о том, как образовалось составное ядро, то есть "помнит" о входном канале. Это будет соответствовать тому, что в факторизованный матричный элемент /3/ вместо амплитуды $\gamma_\gamma^{(p)}$ войдут амплитуды $\gamma_{\gamma s}^{(p)}$, различные для разных спинов s входного канала. Однако из выражений /6/, /7/ и /25/ видно, что такое "усложнение" не повлияет на интерпретацию эффектов $\epsilon_a(\pi/4)$ /21/, $\bar\epsilon_{вн}$ /28/ и $\bar\epsilon_{пп}$ /29/, так как эти эффекты зависят только от безразмерных величин x, y /25/ и должны приводить к их согласованным значениям. Другой возможностью проверки адекватности R-матричной теории может явиться измерение линейной поляризации γ-лучей в резонансных (n,γ)-реакциях, что является экспериментально более простой задачей, чем измерение циркулярной поляризации. Однако задача усложняется необходимостью использовать поляризованные нейтроны, так как согласно выражениям /12/-/15/ и /35а/ измерение линейной поляризации для неполяризованных нейтронов не дает дополнительной информации относительно измерения угловой асимметрии $\epsilon_a(\theta)$ /21/.

Параметры Стокса $\zeta_1(\vec{n},E)$ для нейтронов, поляризованных по оси OZ, и $\zeta_3(\vec{n},E)$ для нейтронов, поляризованных по оси OY, будут определяться согласно /28a/, /12/-/15/ следующими выражениями:

$$d\sigma(\vec{n},E)\,\zeta_1(\vec{n},E) = \frac{\lambda_a^2}{4} g_J P_n \sqrt{6}\, F(E)\sin^2\theta,$$

$$d\sigma(\vec{n},E)\,\zeta_3(\vec{n},E) = -\frac{3}{2} d\sigma_2(E)\sin^2\theta \; +$$

$$+ \frac{\lambda_a^2}{4} g_J P_n \sqrt{6}\, F(E)\sin\theta\cos\phi,$$

которые в случае $E=E_p$ и $\theta=\pi/2$ приобретают очень простой вид:

$$\zeta_1(\pi/2,\phi,E_p) = \epsilon_s P_n \sqrt{6}\, t_{\pi/2} A/D, \tag{30}$$

$$\zeta_3(\pi/2,\phi,E_p) = \frac{t^2_{\pi/2} C + \epsilon_s P_n \sqrt{6}\, t_{\pi/2} A\cos\phi}{D - \epsilon_s P_n \sqrt{6}\, t_{\pi/2} B\cos\phi}, \tag{31}$$

где

$$A = \left(\frac{1}{2}y + \frac{x}{\sqrt{2}}\right)/N^{1/2}, \quad C = \frac{3}{2}\left(x^2 - \frac{1}{2}y^2\right)/N,$$

$$B = \left(\frac{1}{2}y - \frac{x}{\sqrt{2}}\right)/N^{1/2}, \quad D = 1 + t^2_{\pi/2}. \tag{32}$$

Выражения /30/-/32/ и /35a/ позволяют найти для набора значений x, y из столбцов 1 и 2 таблицы вероятности P линейных поляризаций вдоль направлений, определяемых ортами $\vec{e}_\theta$, $\vec{e}_\phi$ /36a/ для γ-квантов, испущенных в направлении $\vec{n}_\gamma(\pi/2,\phi)$. Так, из /31/ можно найти линейные поляризации P_z вдоль оси OZ для γ-квантов, испущенных влево $(\phi=0)$ и вправо $(\phi=\pi)$ при захвате нейтронов, поляризованных вдоль положительного направления оси OY. Значения этих поляризаций приведены в 7 и 8 столбцах таблицы для степени поляризации нейтронов $P_n=0{,}6$ и $\epsilon_s=1$. Для нейтронов, поляризованных вдоль оси OZ, параметр Стокса ζ_1 /30/, не зависящий от угла ϕ, будет определять линейные поляризации γ-квантов P_1 и P_2 вдоль направлений, составляющих углы $\pi/4$ и $3\pi/4$ с вектором $[\vec{n}_\gamma \vec{P}_n]$. Значения этих поляризаций для $P_n=0{,}6$ и $\epsilon_s=1$ приведены в столбцах 9, 10 таблицы.

Заметим, что согласно выражениям /12/-/14/ и /8/-/10/ линейные поляризации γ-квантов будут иметь ту же энергетическую зависимость, что и эффект лево-правой асимметрии /27/, а для нейтронов, поляризованных вдоль оси OZ, линейная поляризация γ-квантов полностью связана с интерференцией s- и p-уровней. Из таблицы видно, что для нейтронов, поляризованных вдоль оси OY, γ-кванты, испущенные влево или вправо, будут почти полностью линейно поляризованными вдоль оси OZ соответственно для значений x, y из 1-й строки или из 3-й строки. Для других значений x, y поляризации γ-квантов, испущенных влево или вправо, будут практически совпадать.

В заключение автор выражает признательность В.П.Алфименкову, Л.Б.Пикельнеру и Э.И.Шарапову за ряд полезных обсуждений и стимулирующих дискуссий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ефимов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р4-88-525, Дубна, 1988.
2. Алфименков В.П. и др. - В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ № 10-85, Дубна, 1985, с.19.
3. Sushkov O.P., Flambaum V.V. - Nucl. Phys., 1985, v.A435, p.352.
4. Ефимов В.Н. Препринт ОИЯИ Р-1369, Дубна, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 декабря 1988 года.