ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2019, том 83, № 9, с. 1252–1256

УДК 539.163.1

О РЕЗОНАНСНОМ ХАРАКТЕРЕ ЯДЕРНОГО КОНВЕРСИОННОГО ПЕРЕХОДА И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО РЕЗОНАНСНОЙ СТИМУЛЯЦИИ

В. В. Кольцов*

Акционерное общество “Радиевый институт имени В.Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, Россия

**E-mail: vladimir-koltsov@yandex.ru*

Поступила в редакцию 12.11.2018 г.
После доработки 08.04.2019 г.
Принята к публикации 27.05.2019 г.

Показано, что ядерный конверсионный переход может быть резонансно стимулирован электромагнитным излучением на частоте перехода подобно стимуляции перехода с излучением фотона. Такой резонансный характер конверсионного перехода объясняет подавление переходов малой энергии для ядер внутри металла и ограничивает возможность создания γ-лазера.

DOI: 10.1134/S0367676519090126

ВВЕДЕНИЕ

Ядерный электромагнитный (ЭМ) переход происходит либо с излучением фотона, либо в процессе внутренней электронной конверсии, когда ядерное возбуждение с энергией ΔE передается атомному электрону путем неупругого рассеяния на ядре. Излучение фотона является резонансным электромагнитным (ЭМ) процессом, который происходит спонтанным или вынужденным образом. При этом частота ЭМ перехода $\omega_0 = \Delta E/\hbar$ ($\hbar$ – постоянная Планка, деленная на 2π). Мы исследовали стимуляцию ядерных переходов малой энергии в плазме [1, 2] и влияние атомного окружения на вероятность таких переходов [3–5]. Переходы малой энергии происходят в основном по каналу внутренней электронной конверсии, в связи с этим возник вопрос, может ли ЭМ излучение влиять на вероятность конверсии, и если да, то какая частота излучения для этого является наиболее эффективной? По-видимому, за исключением работы [6] исследование данного вопроса не проводили, однако, среди специалистов широко распространено мнение, что ЭМ излучение никак не влияет на конверсию. В настоящей работе показано, что такое влияние есть, и по отношению к воздействию ЭМ излучения электронная конверсия является резонансным процессом, подобно излучению фотона.

Для выявления резонансного характера конверсионного перехода необходимо не только рассчитать его матричный элемент при помощи стандартной диаграммной техники, но и проанализировать алгоритм вычисления матричного элемента в рамках теории возмущений. В этом подходе (см., например [7]), в представлении взаимодействия функцию состояния системы $\Phi(t)$ в момент времени t можно записать в виде $\Phi(t) = S(t)\Phi(t_0)$, а из исходного уравнения Шрёдингера – получить уравнение для S-матрицы:

$$i\hbar\frac{\partial S(t)}{\partial t} = V(t)S(t), \quad S(t_0) = 1, \tag{1}$$

где оператор энергии взаимодействия ЭМ излучения и заряженной частицы

$$V = -\frac{e}{c}\int J_\mu(\vec r,t)A_\mu(\vec r,t)d\vec r,$$
$$J_\mu(\vec r,t) = ic\left[\overline{\psi}'(\vec r,t), \gamma_\mu\psi(\vec r,t)\right]. \tag{2}$$

Здесь $A_\mu(\vec r,t)$ – μ-компонента 4-х мерного оператора потенциала ЭМ поля в точке с радиус-вектором $\vec r$, ψ – оператор волновой функции частицы, c – скорость света, e – заряд электрона, γ_μ – матрицы Дирака. Вероятность P_{fi} перехода $i \to f$ из начального $\Phi_i(t = t_0)$ состояния в конечное $\Phi_f(t)$ равна квадрату модуля скалярного произведения

$$P_{fi}(t) = \left|S_{fi}(t)\right|^2 \equiv \left|\left\langle\Phi_f(t)S(t)\Phi_i(t = t_0)\right\rangle\right|^2. \tag{3}$$

Уравнение (1) решают методом последовательных приближений, представляя S-матрицу в виде суммы ряда по степеням заряда электрона. При этом для оператора взаимодействия используют операторы не взаимодействующих между собой ЭМ излучения и частиц. Частицы могут быть как свободными, так и связанными внешним полем, временная зависимость их волновых функций определяется экспонентой $e^{-iEt/\hbar}$, где E – энергия частиц. ЭМ излучение состоит как из фотонов, так и из нулевых колебаний поля (НКП).

Таким образом, теория возмущения показывает, что все ЭМ процессы – и излучение фотона системой заряженных частиц, и рассеяние частиц (в частности электронная конверсия), происходит под действием ЭМ излучения. Если не рассматривать процессы, индуцированные фотонами, то взаимодействие частиц можно описать их взаимодействием с НКП. Это дало основание Вайскопфу и Вигнеру [8, 9] представить спонтанное излучение фотона возбужденным атомом, как излучение, стимулированное действием НКП, резонансных атомному переходу. Критика такого наглядного представления приведена в [10].

Запишем оператор потенциала ЭМ поля в виде

$$A_\mu(x) = \frac{c\sqrt{\hbar}}{(2\pi)^3}\times \int d\vec{k}\,\frac{\theta(\vec{k})}{\sqrt{2\omega}}\left[a^{+}_{\vec{k},\mu}e^{-i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} + a_{\vec{k},\mu}e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}\right]e_\mu. \tag{4}$$

Здесь $\omega = c|\vec{k}|$, e_μ – 4-х мерный вектор поляризации поля, $a^{+}_{\vec{k},\mu}$ и $a_{\vec{k},\mu}$ – операторы рождения и уничтожения фотонов с волновым вектором $\vec{k}$, объем пространства, в котором рассматривается ЭМ поле, принят равным единице. Далее состояния с различной поляризацией ЭМ поля не рассматриваются, и чтобы излишне не загромождать формулы, используются только уже просуммированные по различным поляризациям поля операторы $a^{+}_{\vec{k}}$ и $a_{\vec{k}}$, которые имеют следующие ненулевые матричные элементы:

$$\left(a^{+}_{\vec{k}}\right)_{N_{\vec{k}},N_{\vec{k}}+1} = \sqrt{N_{\vec{k}}+1},\ \left(a_{\vec{k}}\right)_{N_{\vec{k}},N_{\vec{k}}-1} = \sqrt{N_{\vec{k}}}, \tag{5}$$

где $N_{\vec{k}}$ – число фотонов в ЭМ поле с волновым вектором $\vec{k}$.

Для удобства дальнейшего анализа в формулу (4) для оператора потенциала введена функция $\theta(\vec{k})$, которая в свободном пространстве равна единице. В общем случае функция $\theta(\vec{k})$ указывает на ограничение области интегрирования по величине вектора $\vec{k}$. Так в полости поперечником L с идеально отражающими стенками (в резонаторе) ЭМ поле не содержит низкочастотных компонент $\omega < c/L$ и функция $\theta(\vec{k})$ имеет вид ступеньки: $|\theta(\vec{k})| = 0$ при $|\vec{k}| < c/L$ и $|\theta(\vec{k})| = 1$ при $|\vec{k}| \geq c/L$. В металле – предельном случае резонатора малого размера, – функция $\theta(\vec{k})$ значительно меньше единицы для частот $\hbar\omega < 1$ кэВ, для которых еще существенно отражение ЭМ излучения от поверхности металла.

Матричный элемент для излучения фотона частоты ω_0 рассчитывается в первом порядке теории возмущений и имеет следующий вид

$$S^{(1)}_{fi}(t) = -i\frac{1}{(2\pi)^3}\frac{e}{\sqrt{\hbar}}\int d\vec{k}\theta(\vec{k})\sqrt{\frac{(N_{\vec{k}}+1)}{2\omega}}\times \int d\vec{r}J_\mu(\vec{r})e_\mu e^{i\vec{k}\vec{r}}\int_{t_0}^{t}dt_1 e^{i(\omega_0-\omega)t_1}. \tag{6}$$

Здесь $J_\mu(\vec{r})$ – пространственная часть тока перехода частицы. При временах высвечивания фотона $t - t_0 \gg 1/\omega_0$ (что всегда имеет место в ядерных переходах) интеграл по времени дает δ-функцию $\delta(\omega-\omega_0)$ и матричный элемент зависит от интенсивности ЭМ излучения – фотонов или НКП только на частоте перехода. Если излучатель поместить в резонатор с поперечником $L < c/\omega_0$, где подавлена интенсивность НКП с частой перехода, то излучение фотона окажется подавленным, что наблюдалось в эксперименте с возбужденными атомами [11].

1. МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ КОНВЕРСИОННОГО ПЕРЕХОДА

Ядерный конверсионный переход энергии ΔE_N описывается матричным элементом второго порядка теории возмущений и при учете только запаздывающего взаимодействия имеет следующий вид:

$$S^{(2)}_{fi}(t) = -\frac{1}{2(2\pi)^6}\frac{e^2}{\hbar}\int d\vec{r}_e d\vec{r}_N\,\underbrace{J_{e,\mu}(\vec{r}_e)e_\mu J_{N,\nu}(\vec{r}_N)e_\nu}_{J(\vec{r}_e,\vec{r}_N)}\times \int d\vec{k}\,\frac{\theta^2(\vec{k})(N_{\vec{k}}+1)}{\omega}e^{i\vec{k}\vec{R}}\int_{t_0}^{t}dt_1 e^{i(\Delta E_e/\hbar+\omega)t_1}\times \int_{t_0}^{t_1}dt_2 e^{i(\Delta E_N/\hbar-\omega)t_2}. \tag{7}$$

Здесь ΔE_e – изменение энергии конверсионного электрона, $\vec{R} = \vec{r}_e - \vec{r}_N$ разность радиус-векторов электрона и нуклона, источником излучения является возбужденное ядро, отдающее энергию, а для удобства записи последующих формул введено обозначение $J(\vec{r}_e,\vec{r}_N)$ для произведения тока перехода частиц и векторов поляризации поля. Пределы интегрирования по времени в формуле (7) соответствуют времени t_0 начала взаимодействия и времени его окончания t. Продолжительность взаимодействия $T = t_1 - t_0$ по порядку величины соответствует периоду полураспада ядерного состояния и для ядерных переходов всегда выполняется соотношение

$$\Delta E_N T \gg \hbar. \tag{8}$$

Тогда в формуле (7) интеграл по времени t_2 дает δ-функцию, чем и обеспечивается резонанс в стимуляции конверсионного перехода ЭМ излучением. Как и для излучения фотона, резонанс происходит при совпадении частоты излучения с частотой конверсионного перехода. Множитель $(N_{\vec{k}}+1)$ в формуле (7) возникает согласно формуле (5) вследствие испускания и поглощения виртуального фотона при рассеянии. При строгом рассмотрении интеграла (7) треугольная область интегрирования по времени ($t_1 > t_2$) заменяется на квадратную, но при этом появляется модуль $|t_1 - t_2|$ в показателе экспоненты. Для получения фотонного пропагатора в обычном виде в произведении $\omega\,|t_1 - t_2|$ модуль устраняется фурье-преобразованием [7]:

$$\frac{e^{-i\omega|t|}}{\omega} = \frac{i}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{e^{-i\xi t}}{\xi^2 - \omega^2 + i0} \tag{9}$$

и последовательно проводится интегрирование по переменным t_1, t_2 и ξ. Тогда при $t \to \infty$

$$S_{fi}^{(2)} = -i\frac{1}{4\pi}e^2\delta(\Delta E_e + \Delta E_N)\int d\vec{r}_e d\vec{r}_N J(\vec{r}_e,\vec{r}_N)\times \\ \times\int d\vec{k}\theta^2(\vec{k})(N_{\vec{k}}+1)\frac{e^{i\vec{k}\vec{R}}}{(\Delta E_N/\hbar)^2 - c^2\vec{k}^2 + i0}. \tag{10}$$

Дальнейший способ вычисления матричного элемента зависит от вида волновых функций частиц. Для волновых функций связанных состояний, как это имеет место в электронной конверсии, в формуле (10) проводят интегрирование по направлению вектора $\vec{k}$. Для этого поле излучения считаем изотропным, т.е. функция $\theta(\vec{k})$ зависит только от частоты излучения $\theta(\vec{k}) = \theta(\omega)$, и тогда после контурного интегрирования по ω получается

$$S_{fi}^{(2)} = \frac{e^2}{2c^2}\delta(\Delta E_e + \Delta E_N)\int d\vec{r}_e\vec{r}_N \frac{J(\vec{r}_e,\vec{r}_N)}{R}\times \\ \times\left[\frac{1}{2}\theta^2(\omega_0)(N_{\omega_0}+1)e^{i\omega_0 R/c} + \right. \\ \left. + \sum_j \operatorname{Re} s\left(\theta^2(\omega_j)\omega_j\frac{(N_{\omega_j}+1)e^{i\omega_j R/c}}{\omega_0^2 - \omega_j^2 + i0}\right)\right]. \tag{11}$$

Здесь $\omega_0 = \Delta E_N/\hbar$, в квадратных скобках первое слагаемое возникает от полюса подынтегрального выражения в формуле (10) при $\omega = \omega_0$, второе слагаемое от полюсов функции $\theta^2(\omega)$ при $\omega = \omega_j$.

Проанализируем зависимость амплитуды конверсионного перехода от спектра излучения. Рассмотрим формальный случай, когда поле излучения содержит всего лишь одну моду с волновым вектором $\vec{k}_1$ и $\theta(\vec{k}) = \delta(\vec{k} - \vec{k}_1)$. Тогда для вычисления матричного элемента перехода интегрирование по волновому вектору можно провести по формуле (4) для оператора потенциала поля. После этого повторяя все операции, которые привели к формуле (10), и учитывая, что временная зависимость возбужденного ядерного состояния содержит постоянную распада γ в виде $e^{-\gamma t}$, получаем

$$S_{fi} = i\frac{1}{4\pi}e^2(N_{\omega 1}+1)\delta(\Delta E_e + \Delta E_N)\times \\ \times\frac{1}{\omega_0^2 - \omega_1^2 + 2i\omega_0\gamma}\iint d\vec{r}_e d\vec{r}_N J(\vec{r}_e,\vec{r}_N)e^{i\vec{k}_1\vec{R}}, \tag{12}$$

где $\omega_1 = c|\vec{k}_1|$. Из выражения (12) видно, что матричный элемент и вероятность перехода резонансно зависят от частоты ω_1 ЭМ излучения, действующего на возбужденное ядро.

2. СЛЕДСТВИЯ РЕЗОНАНСНОСТИ КОНВЕРСИОННОГО ПЕРЕХОДА

Одним из следствий резонансного характера конверсионного перехода является подавление низкоэнергетичных переходов ядер в металлической матрице. Как уже отмечалось, в металле подавлены НКП малой частоты, приблизительно до величин $\hbar\omega \leq 1$ кэВ, и тогда, в соответствие с формулами (11) и (12), для ядер в металле нужно ожидать подавление конверсионных переходов энергии менее ~1 кэВ и уменьшение этого эффекта с увеличением энергии перехода, поскольку интенсивность НКП в металле подавляется слабее для больших частот. И действительно, такой эффект наблюдался для нескольких ядер (см. результаты экспериментов в табл. 1). В работах [6, 12] отмечалось, что рассматриваемый эффект на изомере ^{235m}U соответствует модели из-за подавления в Ag матрице интенсивности НКП резонансной частоты $\hbar\omega_0 = 76$ эВ. Других, более стандартных объяснений подавления этих конверсионных переходов ядер в металлической матрице не обнаружено. Для очень сильного подавления изомерного перехода ^{235m}U в Ag матрице расчетным путем было показано, что этот эффект не может быть объяснен ни деформацией атомной оболочки урана в Ag матрице, ни рассеянием конверсионных электронов на атомах матрицы (см. ссылки в работе [5]).

Другим следствием резонансного характера конверсионного перехода является возможность его резонансной стимуляции при воздействии на возбужденное ядро ЭМ излучения на частоте перехода ω_0. Согласно формуле (12), в поле излучения с $N_{\omega 0}$ фотонами в резонансной моде вероятность для конверсионного перехода в $(N_{\omega 0} + 1)^2$ раз больше, чем для спонтанного конверсионного перехода. При тех же условиях, накладываемых на ЭМ поле, вероятность излучения фотона всего лишь в $(N_{\omega 0} + 1)$ раз больше, чем для спонтанного излучения. Таким образом, при воздействии на возбужденное ядро резонансного ЭМ излучения, индуцированный конверсионный переход является конкурирующим процессом по отношению к индуцированному излучению фотона. Этот вывод, в частности, сужает возможность создания γ-лазера на долгоживущих ядерных изомерах, поскольку для таких изомеров основным каналом изомерного перехода является именно электронная конверсия, и при попытке стимулировать излучение γ-кванта в первую очередь будет стимулироваться конверсионный переход. Это ограничение не касается ядерных переходов с энергией меньшей, чем потенциал ионизации атома, когда электронной конверсии нет, например, для изомерного перехода энергии 7 эВ в ядре ^{229}Th. Для оптических лазеров такого ограничения также нет, поскольку энергия лазерного перехода меньше энергии ионизации, в связи с чем излучением Оже электронов можно пренебречь.

3. ВЛИЯНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАССЕЯНИЕ СВОБОДНЫХ ЧАСТИЦ

Ввиду резонансного характера воздействия ЭМ излучения на конверсионный переход – рассеяние частиц из связанного состояния, интересно рассмотреть влияние ЭМ излучения на рассеяние свободных частиц, для которых пространственная часть волновых функций описывается только плоскими волнами. В случае электронной конверсии продолжительность взаимодействия $T \sim T_{1/2}$ и величина переданной энергии ΔE удовлетворяют условию (8). Как видно из формулы (7), именно это условие “медленного” конверсионного перехода обеспечивает резонансное увеличение амплитуды перехода при совпадении частоты перехода и частоты ЭМ излучения, вызывающего переход. В случае рассеяния свободных частиц нельзя ожидать такой же резонансной зависимости между величиной, переданной при рассеянии энергии, и частотой поля ЭМ излучения, поскольку условие (8) не выполняется. Действительно, оценим порядок величины произведения $T\Delta E$ продолжительности процесса рассеяния и энергии, переданной при рассеянии свободных частиц. Пусть R – прицельное расстояние при рассеянии, а масса и импульс одной из частиц обозначены как m, p, соответственно. Характерная величина изменения импульса и сам импульс частиц $p \sim \hbar/R$, а изменение энергии частиц ΔE – порядка величины самой энергии $E \sim p^2/m \sim \hbar^2/(mR^2)$, время $T \sim mR/p \sim mR^2/\hbar$. Тогда $T\Delta E \sim \hbar$ и условие (8) не выполняется.

Матричный элемент рассеяния свободных частиц (например, нуклона и электрона) получается из формулы (10) интегрированием по пространственным переменным, что дает δ-функцию, содержащую волновой вектор $\vec{k}$, а затем интегрированием по $\vec{k}$

$$S_{fi}^{(2)} = -i\frac{(2\pi)^5}{2}e^2\hbar^3\delta(\Delta E_e + \Delta E_N)\delta(\Delta\vec{p}_e + \Delta\vec{p}_N)\times \times j_{eN}\theta^2(\omega_{\Delta p})(N_{\omega_{\Delta p}}+1)\frac{1}{(\Delta E_N/\hbar)^2 - \omega_{\Delta p}{}^2}. \quad (13)$$

Здесь ΔE_N, ΔE_e и $\Delta\vec{p}_N$, $\Delta\vec{p}_e$ – величины переданных энергии и импульса для рассеиваемых частиц, $\omega_{\Delta p} = c\,\Delta p_e/\hbar$, j_{eN} – произведение спиноров частиц и векторов поляризации ЭМ поля, оставшееся после выделения из произведения токов перехода частиц $J(\vec{r}_e, \vec{r}_N)$, входящего в формулу (10), пространственных экспонент, соответствующих плоским волнам. Из формулы (13) видно, что амплитуда рассеяния зависит от интенсивности поля излучения на частоте $\omega_{\Delta p}$, которую условно можно было бы назвать частотой рассеяния, определяемой не величиной переданной при рассеянии энергии ΔE, как это имело место при конверсионном переходе, а определяемой величиной переданного импульса по соотношению

$$\hbar\omega_{\Delta p}/c = \Delta p. \quad (14)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдаемое уменьшение вероятности конверсионного перехода малой энергии для ядер в металле, где подавлены НКП на частоте перехода (см. табл. 1), может служить подтверждением резонансного характера воздействия ЭМ излучения на конверсионный переход. Однако влияние ЭМ излучения на амплитуду рассеяния свободных частиц экспериментально не изучали. Одним из таких экспериментов мог бы стать поиск подавления рассеяния частиц при подавлении интенсивности НКП на частоте рассеяния (14), аналогично тому, как это было сделано при подавлении конверсионных переходов ядер в металлической матрице. Ясно, что определяемая уравнением (14) частота

Таблица 1. Уменьшение вероятности переходов ядер δP в металлической матрице

Ядро	Энергия перехода, кэВ	Материал матрицы	δP, %
^{235m}U	0.076	Ag	200 [3]
^{154m}Eu	0.91	Sn	20 [5]
^{99m}Tc	2.17	Sn, Pb, Cu, Ag, Au	0.1–0.3 [4]

рассеяния, тем меньше, чем меньше масса рассеиваемых частиц и их энергия. Возможно, удобным объектом для таких исследований являются электроны проводимости в металле. Однако даже в этом случае при величине энергии электронов $E = 1$ эВ максимальная величина переданного импульса $\Delta p = (2mE)^{1/2}$ определяет очень высокую частоту рассеяния $\omega_{\Delta p}$, для которой $\hbar\omega_{\Delta p} \approx 6$ кэВ, и на НКП такой высокой частоты влияние металлических матриц малозаметно. По-видимому, в эксперименте можно наблюдать изменение амплитуды рассеяния электронов проводимости на малые углы, при которых частота рассеяния меньше, но этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ватулин В.В. Жидков Н.В., Римский-Корсаков А.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 401; *Vatulin V.V., Jidkov N.V., Rimsky-Korsakov A.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 1159.
2. *Кольцов В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 10. С. 92; *Koltsov V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 1320.
3. *Кольцов В.В., Римский-Корсаков А.А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. С. 2085; *Koltsov V.V., Rimskii-Korsakov A.A.* // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. 1989. V. 53. № 11. P. 21.
4. *Кольцов В.В., Мортиков Ю.В., Суглобов Д.Н., Машеров Л.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. С. 562; *Koltsov V.V., Mortikov Y.V., Suglobov D.N., Masherov L.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2000. V. 64. P. 451.
5. *Кольцов В.В., Римский-Корсаков А.А., Карасёв В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 967; *Koltsov V.V., Rimskii-Korsakov A.A., Karasev V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 884.
6. *Кольцов В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 100; *Koltsov V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1993. V. 57. P. 93.
7. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1981.
8. *Weisskopf V.F., Wigner E.* // Zs. Phys. 1930. Bd. 65. S. 54.
9. *Вайскопф В.Ф.* // УФН. 1982. Т. 138. С. 455.
10. *Гинзбург В.Л.* // УФН. 1983. Т. 140. С. 687; *Ginzburg V.L.* // Sov. Phys. Usp. 1983. V. 26. P. 713.
11. *Hulet R.H., Hilfer E.S., Klepner D.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2137.
12. *Кольцов В.В.* // Тезисы докладов 51 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. (Саров, 2001). С. 193.