

УДК 539.17

## РЕЗОНАНСНАЯ ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ КАК ПУТЬ УСКОРЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

*Ф. Ф. Карпешин*

НИИ физики им. В. А. Фока

Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург

РОЛЬ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ РАСПАДЕ ЯДЕР	523
ДИСКРЕТНАЯ, ИЛИ РЕЗОНАНСНАЯ, ВК	525
НАСТРОЙКА РЕЗОНАНСНОЙ КОНВЕРСИИ	527
РАСПАД ИЗОМЕРА $^{229m}\text{Th}$	529
ДВУХФОТОННАЯ РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ И ПРИНЦИП ПАУЛИ	531
ВОЗМОЖНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО НАБЛЮДЕНИЯ ДВУХКВАНТОВОЙ РЕЗОНАНСНОЙ КОНВЕРСИИ В СЛУЧАЕ $^{197}\text{Au}$	533
ДИСКРЕТНАЯ КОНВЕРСИЯ В ПЕРЕХОДАХ ВЫСОКОЙ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ	534
УСКОРЕНИЕ РАСПАДА 76-эВ ИЗОМЕРА $^{235m}\text{U}$ МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОЙ КОНВЕРСИИ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ	535
РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ	539
БЕЗЗАТУХАТЕЛЬНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ	544
ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА ИЗОМЕРОВ ЧЕРЕЗ ОБРАТНУЮ РЕЗОНАНСНУЮ КОНВЕРСИЮ (NEET-ПРОЦЕСС)	546
ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫЙ РЕЗОНАНС В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНАХ $^{229}\text{Th}$	554
СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ И МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ В АТОМНЫХ СПЕКТРАХ КАК ПРОЯВЛЕНИЯ КРОСС-ИНВАРИАНТНОСТИ РЕЗОНАНСНОЙ КОНВЕРСИИ	557
ДИСКРЕТНЫЙ ЭФФЕКТ ОЖЕ	559
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	561
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	562

УДК 539.17

## РЕЗОНАНСНАЯ ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ КАК ПУТЬ УСКОРЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

*Ф. Ф. Карпешин*

НИИ физики им. В. А. Фока

Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург

Изложена теория резонансной конверсии (РК). Показано, что, являясь естественным продолжением традиционной внутренней конверсии в подпороговую область, в ряде случаев она оказывает сильное влияние на девозбуждение ядра. Более того, концентрируя силу перехода на узких участках, соответствующих спектральным атомным линиям, РК является уникальным инструментом, посредством которого можно ускорять ядерные процессы. Наряду с широко известным процессом безрадиационного возбуждения ядра в электронном переходе NEET и обратным к нему процессом собственно РК, теория предлагает удобный математический аппарат для рассмотрения ряда кросс-инвариантных процессов с участием ядра и электронов: возбуждение и девозбуждение ядра сверхтонким магнитным полем, смешивание ядерных состояний по спину через электронную оболочку, сверхтонкое взаимодействие и магнитные аномалии в атомных спектрах, возбуждение ядер при столкновениях, сопровождающихся ионизацией электронной оболочки, при распаде мюона на орбите и др. Рассмотрены механизмы накачки изомеров через индуцированную лазерным излучением РК, а также триггирования энергии изомеров в резонансном поле излучения лазера. Особенно сильного эффекта можно достичь в водородоподобных ионах, когда имеет место практически беззатухательная РК. Теория также обобщена на случай дискретных оже-переходов.

Theory of resonance conversion is presented. Being a natural extension of the traditional internal conversion into the subthreshold area, resonance conversion in a number of cases strongly affects the nuclear processes. Moreover, concentrating the transition strength on the narrow bands corresponding to the spectral atomic lines, it offers a unique tool capable of accelerating nuclear decay rates. Furthermore, along with the conventional nonradiative process of nuclear excitation through NEET and its reverse, TEEN, resonance conversion offers an appropriate mathematics for consideration of a number of cross-invariant processes involving both nuclei and electrons: excitation and deexcitation of the nuclei by hyperfine magnetic field, nuclear spin mixing, hyperfine interaction and magnetic anomalies in the atomic spectra, collisional nuclear excitation via ionization of the shells in the muon decay in the orbit, etc. The mechanisms of the optical pumping of the isomers are also considered, as well as triggering their energy in the resonance field of a laser. The effect is especially high in the hydrogen-like heavy ions due to practical absence of any damping of the resonance. The theory is also generalized to the case of the discrete Auger transitions.

### 1. РОЛЬ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ РАСПАДЕ ЯДЕР

Влияние электронной оболочки на электромагнитный распад ядер очень значительно. Наиболее известным каналом, через который осуществляется

влияние, является внутренней конверсией (ВК), при которой энергия ядра передается электрону оболочки в процессе  $\Pi$  рода. Конверсионный электрон покидает атом, унося с собой энергию возбуждения, которой перед тем обладало ядро.

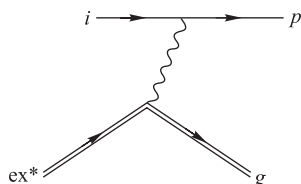


Рис. 1. Фейнмановский график внутренней конверсии. Двойная линия обозначает ядерный переход из возбужденного в основное состояние. Электрон переходит из начального состояния атома  $i$  в сплошной спектр с четырехимпульсом  $p$

Фейнмановский график ВК, представленный на рис. 1, наводит на мысль (и она оказывается правильной), что амплитуда конверсионного перехода факторизуется на амплитуду испускания виртуального фотона и его последующего поглощения атомным электроном. Соответственно коэффициент внутренней конверсии (КВК) определяется как отношение вероятностей конверсионного и радиационного переходов:

$$\alpha(\tau L) = \frac{\Gamma_c(\tau L)}{\Gamma_\gamma(\tau L)}. \quad (1)$$

Внутренняя конверсия, во-первых, сильно влияет на время жизни ядер в возбужденном состоянии. Так, в случае 76-эВ  $E3$ -перехода в  $^{235}\text{U}$  ВК на внешних электронах приводит к ускорению распада на 20 порядков величины. В других случаях переходов высокой мультипольности  $L = 4, 5$  вблизи порога типичная величина КВК составляет 7–8 порядков [1]. Более того, КВК зависит от состояния электронной оболочки и химического окружения. Поэтому хорошим тестом теории ВК было бы измерение времени жизни ядер в водородоподобных ионах и в голых ядрах [1]. Влияние ВК на период распада ядра в разных химических соединениях обычно составляет величину порядка нескольких процентов.

С другой стороны, достоинством КВК (1) является его относительно слабая зависимость от ядерной структуры. Времена жизни могут изменяться на много порядков от ядра к ядру, однако КВК обычно совпадает с табличным значением в пределах ошибки измерений. Благодаря слабой чувствительности к ядерной модели ВК является надежно апробированным методом изучения свойств ядерных переходов, мультипольности, спинов и четностей ядерных уровней. Более того, рассмотрение в терминах КВК удобно для описания дискретной конверсии, а также обратных и многих других кросс-инвариантных конверсионных процессов ([2, 3] и разд. 12).

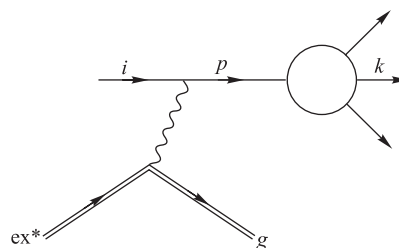
Выбивая из атома электроны, можно выключить ВК как вероятный канал распада, тем самым замедляя скорость распада. Но есть метод ускорения

распада. Он дается резонансной ВК. Этот процесс использует резонансные свойства атомной оболочки.

## 2. ДИСКРЕТНАЯ, ИЛИ РЕЗОНАНСНАЯ, ВК

Если энергия ядерного перехода меньше энергии связи электрона на орбите, это не значит, что канал ВК закрыт для распада. Электрон по-прежнему может поглощать ядерный  $\gamma$ -квант, виртуально переходя в промежуточное состояние с энергией ниже континуума. Фейнмановский график процесса показан на рис. 2.

Рис. 2. Фейнмановский график резонансной внутренней конверсии. Двойная линия обозначает ядерный переход из возбужденного в основное состояние. Электрон переходит из начального состояния атома  $i$  в промежуточное состояние, близкое к уровню  $\ell$  дискретного спектра, распадающееся затем по каналу  $k$



Вероятность дискретной конверсии возрастает при совпадении частот ядерного и электронного переходов. Тогда соответствующее электронное состояние дает основной вклад в амплитуду перехода. Время  $\tau$ , проводимое электроном в промежуточном состоянии, определяется теперь уже не столько естественной шириной этого состояния, сколько принципом неопределенности [2, 4]:

$$\tau = \hbar/\Delta, \quad (2)$$

где  $\Delta$  — дефект резонанса между частотами ядерного и электронного переходов\*:

$$\Delta = \omega_n - \omega_a. \quad (3)$$

Затем виртуальное электронное состояние распадается по какому-либо каналу  $k$  либо в исходное, либо в возбужденное состояние дискретного спектра (рис. 2). При этом энергия распада виртуального состояния будет отличаться на величину  $\Delta$  от энергии распада такого же реального состояния.

В связи со сказанным становится ясно, что амплитуда атомного распада виртуального состояния  $F_k^{(a)}$  неотделимо включается в амплитуду дискретной конверсии, так что в результате дискретная конверсия (рис. 2) становится процессом более высокого порядка по сравнению с обычной ВК (рис. 1).

\*Мы используем релятивистскую систему единиц  $\hbar = c = 1$ .

На этой стадии дискретная ВК отличается от обычной лишь заменой волновой функции конверсионного электрона в континууме на волновую функцию резонансного электронного состояния. Посмотрим, что же дает нам формула для обычных КВК, если в ней подставить волновую функцию дискретного состояния  $\ell$  (рис. 2) вместо волновой функции конверсионного электрона  $f$  в континууме (рис. 1). Соответствующий аналог КВК в дискретном случае обозначим  $\alpha_d(\tau L)$ . Для полноты изложения приведем формулы для его расчета [5, 6]:

$$\alpha_d^{(\tau L)} = \sum_{\kappa} |M_{\kappa}^{(\tau L)}|^2, \quad M_{\kappa}^{(\tau L)} = Q_{\kappa}^{(L)} R_{\kappa}^{(\tau L)},$$

$$Q_{\kappa}^{(L)} = -\sqrt{\frac{\alpha\pi\omega(2j_i + 1)}{L(L+1)}} C_{j_i - \frac{1}{2}L, 0}^{j_f - \frac{1}{2}}, \quad (4)$$

$$R_{\kappa}^{(ML)} = (\kappa_1 + \kappa)(R_1 + R_2),$$

$$R_{\kappa}^{(EL)} = L(R_3 + R_4) + (\kappa_i - \kappa_f - L)R_5 + (\kappa_i - \kappa_f + L)R_6$$

с радиальными интегралами

$$R_1 = \int_0^{\infty} G_i F_f X_L dr, \quad R_2 = \int_0^{\infty} F_i G_f X_L dr,$$

$$R_3 = \int_0^{\infty} F_i F_f X_L dr, \quad R_4 = \int_0^{\infty} G_i G_f X_L dr, \quad (5)$$

$$R_5 = \int_0^{\infty} G_i F_f X_{L-1} dr, \quad R_6 = \int_0^{\infty} F_i G_f X_{L-1} dr,$$

где  $\alpha_d^{(\tau L)}$  — собственно КВК;  $\tau L$  — тип и порядок мультипольности;  $i, f$  — индексы начального и конечного состояний мюона;  $\kappa = (l-j)(2j+1)$  — релятивистское квантовое число;  $l, j$  — квантовые числа орбитального и полного моментов мюона;  $G, F$  — большая и малая компоненты решения радиального уравнения Дирака, нормированные условием

$$\int_0^{\infty} [G^2 + F^2(r)] dr = 1. \quad (6)$$

Далее,  $\alpha \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры;  $M_{\kappa}^{(\tau L)}$  — конверсионный матричный элемент;  $\omega$  — энергия ядерного перехода;  $R_{1-6}$  — радиальные интегралы с потенциалами перехода

$$X_{\nu} = h_{\nu}(\omega r) \quad (7)$$

для  $r \geq R_{\text{cur}}$ ,  $R_{\text{cur}}$  — радиус токов перехода. При  $r < R_{\text{cur}}$ , в зависимости от модели,  $X_\nu$  дается выражением (7) в модели «без проникновения» (БП);

$$X_\nu = \frac{h_\nu(\omega R_{\text{cur}})}{j_\nu(\omega R_{\text{cur}})} j_\nu(\omega r) \quad (8)$$

в модели поверхностных токов перехода (ПТ), и в модели объемных токов (ОТ)

$$X_\nu = \frac{\left[ h_\nu(\omega r) \int_0^r j_\nu(\omega x) x^2 dx + j_\nu(\omega r) \int_r^{R_{\text{cur}}} h_\nu(\omega x) x^2 dx \right]}{\int_0^{R_{\text{cur}}} j_\nu(\omega x) x^2 dx}. \quad (9)$$

Величина  $\alpha_d$  теперь обретает размерность энергии из-за другой нормировки волновой функции и поэтому не может больше служить коэффициентом конверсии. Ее можно сделать безразмерной, умножая на брейт-вигнеровский фактор. В результате получим формулу для фактора дискретной конверсии:

$$R = \frac{\alpha_d \Gamma_a / 2\pi}{\Delta^2 + (\Gamma_a / 2)^2}, \quad (10)$$

где  $\Gamma_a$  — полная ширина уровня  $\ell$ .

Фактор дискретной конверсии  $R$  имеет такой же физический смысл в случае дискретной конверсии, как КВК  $\alpha(\tau L)$  в (1), т. е. отношения конверсионной и радиационной ширин. С учетом обычной и дискретной конверсии формула для времени жизни ядра имеет вид

$$T = \frac{T_0}{1 + \alpha_{\text{tot}} + R}, \quad (11)$$

где  $\alpha_{\text{tot}}$  — полный коэффициент конверсии.

### 3. НАСТРОЙКА РЕЗОНАНСНОЙ КОНВЕРСИИ

При совпадении частот ядерного и электронного переходов вероятность резонансной конверсии возрастает в  $(\Delta/\Gamma_a)^2$  раз, как видно из формулы (10). Это резонансное усиление составляет порядки по величине. Оно так велико, что «съедает» лишние  $\alpha$ , вносимые шириной распада промежуточного состояния  $\ell$ . Поэтому можно, воздействуя на атомную частоту, добиться точного резонанса и наблюдать этот не обнаруженный пока в эксперименте эффект ускорения распада ядра.

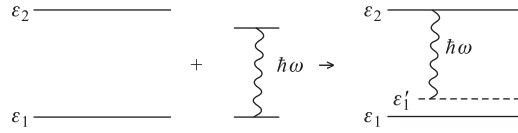


Рис. 3. Схема настройки собственной частоты двухуровневой системы во внешнем резонансном поле излучения лазера

В определенной степени это можно сделать, например, путем ионизации атомной оболочки, а также используя эффекты Штарка или Зеемана во внешних полях достаточно высокой интенсивности. Более широкие возможности открывает применение лазеров [2, 4, 5, 7].

Рассмотрим поведение атома в состоянии с энергией  $\varepsilon_1$ , помещенного во внешнее поле излучения лазера с частотой  $\omega$ . Предположим, что у атома имеется близкий уровень противоположной четности с энергией  $\varepsilon_2$  такой, что оба уровня связаны друг с другом посредством электрического дипольного оператора. Пусть

$$\hbar\omega \lesssim |\varepsilon_1 - \varepsilon_2| \ll D, \quad (12)$$

где  $D$  — характерное расстояние до других уровней (рис. 3). Тогда в результате смешивания в поле лазера возникает комплекс: уровень  $\varepsilon_1$  примешивается к уровню  $\varepsilon_2$  в качестве сателлита с энергией  $\varepsilon' = \varepsilon_2 - \hbar\omega$  (рис. 3) и амплитудой

$$\beta = \frac{\langle \Psi_1 | \xi | \Psi_2 \rangle}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \hbar\omega}, \quad (13)$$

где  $\xi$  — напряженность поля;  $\Psi_i$  — волновая функция уровня  $\varepsilon_i$ . С учетом эффекта смешивания волновую функцию уровня  $\varepsilon_2$  можно записать в виде

$$\Psi'_2 = \Psi_2 e^{-i\varepsilon_2 t} + \beta \Psi_1 e^{-i(\varepsilon_2 - \hbar\omega)t}. \quad (14)$$

Аналогично уровень  $\varepsilon_1$  обретает сателлит  $\varepsilon'_2$  при энергии  $\varepsilon_1 + \hbar\omega$  и примесной амплитуде  $-\beta$ .

Сателлитный уровень обладает всеми свойствами уровня  $\varepsilon_1$ , но сдвинут. Совершенно равноправно он может быть использован для вычисления амплитуд различных процессов. Его энергию мы можем произвольно менять в интервале между  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , изменяя частоту лазера (рис. 3). Минус состоит в том, что волновые функции сателлитов входят с примесной амплитудой  $\beta$ , на которую домножаются амплитуды соответствующих процессов. Примесные амплитуды, однако, достигают величины порядка единицы в полях с напряженностью  $\sim 10^6$  В/см. Пример применения полученных формул для расчета эффективности ускорения распада изомера  $^{235m}\text{U}$  рассмотрен в разд. 8.

4. РАСПАД ИЗОМЕРА  $^{229m}\text{Th}$ 

Возможными каналами распада изомера  $^{229m}\text{Th}$  являются радиационный распад,  $\alpha$ -распад и резонансная ВК. В принципе для перехода в основное состояние всегда открыт радиационный канал. Фейнмановский график радиационного распада представлен на рис. 4, *a*.

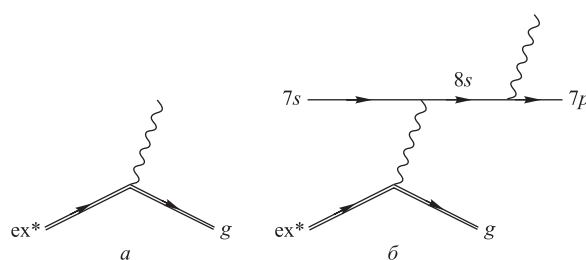


Рис. 4. Фейнмановские графики девозбуждения 3,5-эВ изомера  $^{229m}\text{Th}$  путем радиационного распада (*a*) и резонансной конверсии (*б*)

Одночастичные оценки  $T^{\text{одн}}$  для  $M1$ -перехода с энергией  $(3,5 \pm 1)$  эВ с учетом фактора заторможенности  $\sim 300$ , типичного в данной области ядер [4], с учетом пропорциональности  $T \sim \omega_n^{-3}$  приведены в табл. 1. Они составляют десятки часов.

В силу малости энергии ядерного перехода традиционная ВК запрещена для распада. Однако в силу той же малости энергии возникает множество вариантов распада через резонансные мостики. Типичный фейнмановский график процесса представлен на рис. 4, *б*.

Как и из основного состояния, возможен  $\alpha$ -распад изомера. Время жизни основного состояния по отношению к  $\alpha$ -распаду составляет 7000 лет. В силу других спиновых характеристик  $\alpha$ -распад из изомерного состояния существенно отличается от  $\alpha$ -распада основного состояния, несмотря на близость энергий этих состояний. Спектр  $\alpha$ -распада  $^{229}\text{Th}$  из обычного состояния хорошо изучен. Доминируют распады в возбужденные состояния  $^{225}\text{Ra}$  с энергией  $\alpha$ -частиц  $\sim 4,8$  МэВ.

Таблица 1. Оценка времени жизни изомера: одночастичная с учетом фактора запрета и с учетом электронных мостиков

Энергия изомера, эВ	2,5	3	3,5	4	4,5
Полупериод, одност. оценка, ч	123	71	45	30	21
С учетом электр. мостиков	14,7 ч	41 мин	103 с	88 с	7 мин



Для  $\alpha$ -распада  $^{229m}\text{Th}$  ожидается, что основной вклад будет давать переход в основное состояние  $^{225}\text{Ra}$ . Соответствующая энергия  $\alpha$ -частиц равна 5,079 МэВ, т. е. сдвинута на  $\sim 0,2$  МэВ по отношению к переходу из основного состояния. Это приводит к дальнейшему увеличению вероятности  $\alpha$ -распада за счет увеличения проницаемости кулоновского барьера.

Основным каналом распада является резонансная конверсия. Энергия ядра передается электронной оболочке через резонансный конверсионный переход  $7s \rightarrow 8s$ . Наиболее вероятным каналом возврата электрона в  $7s$ -состояние представляется последовательное испускание двух электрических дипольных фотонов  $8s \rightarrow 7p$ - и  $7p \rightarrow 7s$ -переходов. Фейнмановский график этого процесса представлен на рис. 4, б. Согласно выражению (10)

$$R = \frac{\alpha_d \Gamma_{8s}^{(a)} / 2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma_{8s}/2)^2}. \quad (15)$$

Здесь  $\alpha_d$  — размерный аналог КВК для  $7s \rightarrow 8s$ -перехода;  $\Gamma_{8s}^{(a)}$  — полная ширина  $8s$ -уровня. Замечательно, что выражение (15) имеет обычный для резонансной конверсии вид процесса в третьем порядке теории возмущений, несмотря на наличие дополнительной вершины испускания фотона  $\omega_2$ , поскольку распад возбужденного  $7p$ -состояния происходит с вероятностью 1. При этом энергия фотона  $\omega_2 = \varepsilon_{7p} - \varepsilon_{7s}$  в точности равна разности энергий электронных уровней. В противоположность этому энергия первого фотона  $\omega_1 = \varepsilon_{8s} - \varepsilon_{7s} - \Delta$ , так что с испусканием первого фотона происходит восстановление виртуально нарушенного в промежуточном состоянии закона сохранения энергии. Поэтому последующий каскад уже не влияет на вероятность процесса. С учетом резонансной ВК время жизни ядра по отношению к электромагнитному распаду определяется выражением (11), где  $\alpha_{\text{tot}}$  — полный КВК, как говорилось выше, равен нулю в случае изомерного распада  $^{229m}\text{Th}$ .

Как видно из табл. 1, влияние резонансной конверсии на время жизни может в среднем достигать двух-трех порядков величины. Соответственно время жизни при наиболее вероятной энергии изомера оказывается порядка минуты. А вообще говоря, эта цифра может быть и много больше, когда происходит случайное совпадение энергии изомерного перехода с одним из электронных уровней в промежуточном состоянии. Время жизни изомера тогда уменьшается до долей секунды. Это говорит о том, что самый надежный способ детектирования распада изомера — поиск запаздывающего излучения от девозбуждения через резонансные электронные мостики с энергией, приблизительно равной половине от ядерной энергии перехода  $\omega_n$ .

Столь же радикально влияют электронные мостики и на возможность наблюдения  $\alpha$ -распада из изомерного состояния  $P_\alpha$ . Шунтируя переход из изомерного состояния в основное, при  $R \approx 600$  резонансная конверсия пре-

валирует настолько, что делает практически невозможным набор достаточной статистики в других каналах распада.

## 5. ДВУХФОТОННАЯ РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ И ПРИНЦИП ПАУЛИ

Резонансная конверсия служит источником нелинейного процесса, когда  $\gamma$ -квант, испущенный ядром, в результате взаимодействия с оболочкой конвертируется в два кванта с той же суммарной энергией. Таков фактически механизм окончательного девозбуждения через резонансный электронный мостик  $7s \rightarrow 8s-7p \rightarrow 7s$  3,5-эВ изомера  $^{229m}\text{Th}$ , фейнмановский график которого приведен на рис. 5. В работе [8] была рассмотрена двухквантовая резонансная конверсия 77,351-кэВ изомерного перехода в  $^{197}\text{Au}$ , которую никак невозможно свести к простому каскаду. Этому препятствует принцип запрета Паули, с которым, оказывается, неразрывно связан новый класс конверсионных процессов. Рассмотрим последний процесс более подробно.

Энергия перехода ядра близка к энергии атомного перехода  $3s \rightarrow 1s$ . Поэтому вполне возможен процесс, изображенный на рис. 6, где  $1s$ -электрон, получив энергию ядра, конвертируется в промежуточное состояние, близкое по энергии к  $3s$ -оболочке, образуя дырку в  $1s$ -состоянии. Путем каскада из двух переходов  $3s \rightarrow 2p$  с энергией  $\omega_1$  и  $2p \rightarrow 1s$  с энергией  $\omega_2$  конверсионный электрон возвращается в  $1s$ -оболочку, занимая покинутую на время позицию. Остаются два фотона  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , разделившие между собой энергию изомера.

При более детальном рассмотрении эта схема вызывает много вопросов, ответ на которые может дать эксперимент. По смыслу ясно, что энергия фотона  $\omega_1$  приблизительно равна энергии электронного перехода  $3s \rightarrow 2p$ , а  $\omega_2$  близка к энергии перехода  $2p \rightarrow 1s$ . Нельзя, однако, сказать, какой фотон испущен первым. Вначале может заполниться дырка в  $1s$ -оболочке, потом — в  $2p$ . Также наводит на размышление тот факт, что в промежуточном  $3s$ -состоянии образуются три электрона на некоторое время. На что можно опять же аргументировать, что энергия виртуального электрона не равна в точности энергии  $3s$ -уровня, и т. д.

Вопрос о роли принципа Паули интенсивно обсуждался в последнее время. Экспериментаторы ищут процессы с его нарушением. Энергия, как мы видели, может нарушаться на время порядка  $\sim \hbar/\Delta E$ , почему же не допустить

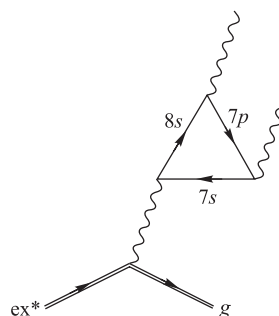


Рис. 5. Фейнмановский график процесса полного девозбуждения 3,5-эВ изомера  $^{229m}\text{Th}$ , инициированного резонансной конверсией

такую возможность и в отношении принципа Паули? Ведь перестройка атома не может произойти мгновенно, необходимо переходное время релаксации, чтобы мгновенно измененная энергия одного из электронов равно распределилась бы по всем степеням свободы атома. Какое-то время в системе царит хаос, и в этот момент «нарушитель» запрета может благополучно покинуть неудобную позицию, перейдя в другое состояние, подобно тому, как электрон на рис. 6 рекомбинирует с дыркой в исходной оболочке.

Более строгое обсуждение роли принципа Паули в КЭД можно найти еще в статье Фейнмана [9]. В статье Голдстоуна [10] идеи Фейнмана обобщаются на систему многих тел. Вывод состоит в том, что при последовательном релятивистском подходе принцип Паули в явном виде учитывать не надо: соответствующие вклады взаимно сокращаются при исключении несвязных диаграмм.

В [8] в представлении вторичного квантования показано, что взаимные свертки операторов рождения и уничтожения электронно-позитронного и электромагнитного полей в четвертом порядке релятивистски-инвариантной теории возмущений приводят к формированию треугольной фейнмановской диаграммы на рис. 6. В то же время любые попытки «оставить» конверсионный электрон в одном из промежуточных состояний (например  $2p$ , после излучения фотона  $\omega_1$ , ср. графики на рис. 4, б и 6) автоматически занулят соответствующую диаграмму, если только  $3s$ -оболочка уже занята двумя другими электронами.

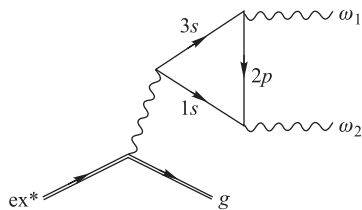


Рис. 6. Фейнмановский график двухфотонной резонансной конверсии 77,351-кэВ перехода в ядре  $^{197}\text{Au}$

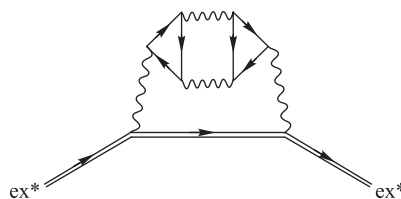


Рис. 7. Фейнмановский график поправки к собственной энергии возбужденного ядра, мнимая часть которого дает вероятность двухфотонной резонансной конверсии

Можно интерпретировать рис. 6 следующим образом. В момент времени  $t_1$  ядерный квант рождает пару: электрон в  $3s$ - и дырку в  $1s$ -состоянии. Дырка, распространяясь назад во времени [9], аннигилирует с  $2p$ -электроном в момент  $t_2 < t_1$  с испусканием фотона  $\omega_2$ . Затем на освободившуюся в  $2p$ -оболочке вакансию в момент времени  $t_3$  такой, что  $t_2 < t_3 < t_1$ , переходит один из  $3s$ -электронов, подготавливая место для конверсионного электрона

и одновременно испуская фотон  $\omega_1$ . А полученное временное соотношение между последовательными событиями элиминирует потенциальный конфликт с принципом запрета Паули.

Наконец, можно рассуждать следующим образом. Вероятность процесса рис. 6 можно вычислить как мнимую часть амплитуды упругого процесса рис. 7. Данный процесс представляет собой собственно энергетическую поправку к функции распространения Грина ядра в возбужденном состоянии. В свою очередь, к диаграмме рис. 7 можно почти дословно применить аргументацию Фейнмана и Голдстоуна.

Для вероятности процесса двухфотонной резонансной конверсии (рис. 6) в работе [8] получена формула

$$R_{\text{РФВК}} = S \sum_j \frac{\alpha_d}{\Delta^2 + \left( \frac{\Gamma_{3s \rightarrow 2p} + \Gamma_h}{2} \right)^2} \frac{\Gamma_\gamma^{3s \rightarrow 2p_j} \Gamma_\gamma^{2p_j \rightarrow 1s}}{2\pi \Gamma_h^{(t)}}, \quad (16)$$

где  $\Gamma_h^{(t)}$  — дырочная ширина;  $S_j$  — статистический фактор; суммирование проводится по моментам  $2p$ -электрона  $j = 1/2$  и  $3/2$ . Формула (16) качественно отличается от выражения (10) тем, что радиационная ширина  $3d \rightarrow 2p$ -перехода (которая весьма мала по сравнению с шириной вакансии в  $1s$ -оболочке) неотторжимо входит множителем в формулу для вероятности процесса. Лишний порядок по константе взаимодействия  $\alpha = 1/137$  — такова «плата» за кажущееся нарушение принципа Паули в промежуточном состоянии конверсионного электрона. А в конкретном случае изомера  $^{197}\text{Au}$  это подавление достигает 500 раз, благодаря малости ширины  $3s$ -уровня [8].

## 6. ВОЗМОЖНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО НАБЛЮДЕНИЯ ДВУХКВАНТОВОЙ РЕЗОНАНСНОЙ КОНВЕРСИИ В СЛУЧАЕ $^{197}\text{Au}$

Возможность экспериментального наблюдения эффекта в атоме  $^{197}\text{Au}$  была изучена и обоснована в работе [8], где учтена возможность испускания электрона Оже вместо рентгеновского кванта  $\omega_2$ . Более того, в данной работе был рассмотрен механизм одношаговой релаксации промежуточного состояния  $3s$ -электрона путем  $E0$ -перехода Оже  $KX M_1$ . В последнем процессе «лишний»  $3s$ -электрон не «каскадирует» вниз, а выбивается в качестве оже-электрона при заполнении вакансии в  $1s$ -оболочке, например, путем  $KL_2 M_1$ -перехода. Вероятность последнего процесса дается основной формулой (10), в которой в числителе вместо полной ширины  $\Gamma_a$  следует подставить парциальную ширину оже-перехода. Расчеты [8] показывают, что в данном случае вклад канала  $KX M_1$  составляет приблизительно половину вероятности «запрещенной» конверсии. Вероятность одноквантового радиационного  $3s \rightarrow 1s$ -перехода и других мод ожидается пренебрежимо малой.

Величина основного эффекта (16) определяется главным образом дефектом резонанса  $\Delta$ . В нейтральном атоме  $^{197}\text{Au}$  дефект резонанса составляет  $\sim 60$  эВ. Фактор дискретной конверсии  $\sim 19\%$ . Дефект резонанса изменяется при ионизации атома, достигая минимума при степени ионизации  $q \approx 40-42$ . При этой ионизации  $R$ -фактор достигает максимального значения  $R \approx 1,2$ . Учитывая, что полный КВК на электронной оболочке составляет  $\langle \alpha \rangle = 4,27$ , и эта величина мало меняется в процессе ионизации атома, получаем, что ожидаемое ускорение распада уровня  $^{197}\text{Au}$  при  $q \approx 42$  составляет  $\sim 20\%$ . Такое изменение времени жизни вполне доступно экспериментальному измерению.

В ходе дальнейшей ионизации атома при  $q = 68$  открываются вакансии в  $3s$ -оболочке. Хотя дефект резонанса при этом уже достигает величины  $\sim 1300$  эВ, принцип Паули перестает оказывать влияние на эффект резонансной конверсии, вероятность которой теперь определяется выражением (10). Вследствие этого величина  $R$  возрастает скачком, достигая  $39\%$  для  $q = 68$  и  $74\%$  для  $q = 69$ . При  $51 \leq q \leq 67$  величина  $R$  пренебрежимо мала. Экспериментальное изучение предсказанных закономерностей представляет собой актуальную задачу на современном этапе исследований.

## 7. ДИСКРЕТНАЯ КОНВЕРСИЯ В ПЕРЕХОДАХ ВЫСОКОЙ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ

Внутренняя конверсия — удобный инструмент для изучения переходов с большой мультипольностью. Как известно, вероятность радиационных переходов убывает с порядком мультипольности как

$$\Gamma_\gamma(\tau L) \sim \frac{(\omega_n r)^{2L+1}}{[(2L+1)!!]^2}, \quad (17)$$

где  $r$  — характерный размер системы. С другой стороны, КВК (1) ведут себя при малых энергиях перехода как

$$\alpha(\tau L) \sim \frac{[(2L-1)!!]^2}{(\omega r)^{2L+1}}, \quad (18)$$

что легко получить с помощью предельного перехода в сферических функциях Ханкеля и Бесселя в формулах (4). Учитывая определение (1), получаем, что малый параметр  $\omega_n R$  уходит из выражения для вероятности конверсии:

$$\Gamma_c = \alpha(\tau L)\Gamma_\gamma(\tau L) = O(1). \quad (19)$$

Сказанное можно отнести в первую очередь к ядерным изомерам. Очень часто последние возникают как ядерные состояния с высоким спином, де-возбуждение которых происходит путем радиационного перехода с большой

мультипольностью. Высокая мультипольность перехода часто сочетается со структурными дополнительными факторами запрета. Этот запрет может частично нивелироваться в случае конверсионного перехода, приводя к возникновению так называемой «аномальной» конверсии [11]. Интересные примеры для исследования резонансной конверсии представляют собой высокоспиновые изомеры  $^{180}\text{Ta}$  (75-кэВ  $E7$ -переход),  $^{178}\text{Hf}$  и др.

### 8. УСКОРЕНИЕ РАСПАДА 76-ЭВ ИЗОМЕРА $^{235m}\text{U}$ МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОЙ КОНВЕРСИИ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Влияние дискретной конверсии на распад ядра рассматривалось в работе [12] на примере  $^{189}\text{Os}$ , однако значительного эффекта в этом случае предсказано не было из-за большой величины расстройки резонанса.

Рассмотрим применение метода ускорения ядерного распада, приведенного в разд. 3, на примере ядра  $^{235m}\text{U}$ , метастабильное состояние которого характеризуется периодом полураспада, равным 28 мин, и энергией всего 76 эВ, сравнимой с энергиями связи электронов внешних оболочек [13]. Путем конверсии  $E3$ -переходов на оболочках  $5f, 6p, 7s$  [14] ядро  $^{235m}\text{U}$  переходит в основное состояние. Коэффициент внутренней конверсии  $\alpha(E3)$  крайне велик. Формальный расчет дает величину «табличного» КВК, вычисленного без поправок на электронный мостик,  $\alpha(E3) \approx 10^{19}$ . Возможность испускания  $\gamma$ -квантов за счет электронных мостиков перенормирует КВК, уменьшая их полную величину примерно на 5 порядков [15], что, впрочем, не влияет уже практически на время жизни изомера. Отметим, что экспериментально роль электронных мостиков изучалась в работе [16] на примере 30,7-кэВ перехода в ядре  $^{93}\text{Nb}$ .

В работе [17] отмечалось, что ядерный переход в  $^{235m}\text{U}$  близок к резонансу с электронным  $E3$ -переходом  $5f \rightarrow 6s$ , в связи с чем изучалась вероятность возбуждения изомерного ядерного уровня при данном электронном переходе.

В работах [5, 18, 19] было обращено внимание на то, что близость энергий переходов в ядре и электронной оболочке к резонансу и большая величина КВК дают возможность значительного ускорения ядерного распада путем воздействия на атом излучением лазера, что компенсирует дефект резонанса. Этот результат был затем подтвержден в работе [20].

Предлагаемая схема процесса получается из рис. 3, если уровень  $\varepsilon_1$  сопоставить с  $7s$ -, а  $\varepsilon_2$  с  $6d_{3/2}$ -уровнем атома  $^{235}\text{U}$ . Соответствующий фейнмановский график представлен на рис. 8. Ядерный фотон, имеющий мультипольность  $E3$ , виртуально переводит электрон с  $6s$ - на  $n'f$ -уровень, в качестве которого, основываясь на результатах работы [17], рассмотрим уровень  $5f_{5/2}$

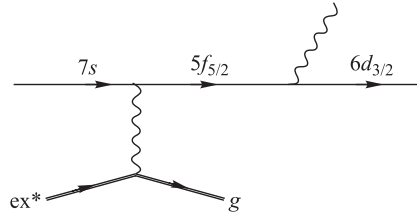


Рис. 8. Фейнмановский график резонансной конверсии в атоме  $^{235}\text{U}$ , стимулированной излучением лазера.  $7s$ -электрон, поглощая энергию ядерного перехода и индуцированно испуская квант с частотой лазерного излучения, переходит на  $6d_{3/2}$ -уровень. Максимальный вклад в амплитуду процесса дает резонирующий в промежуточном состоянии  $5f_{5/2}$ -уровень

с дефектом резонанса  $\Delta = -7$  эВ. Для устранения дефекта резонанса этот уровень смешивается полем излучения лазера с уровнем  $n''d$  или  $n''g$  путем поглощения или излучения лазерного фотона, причем оба процесса для вынужденных электромагнитных переходов обладают одинаковой вероятностью. Таким образом, в лазерном поле становится возможным процесс девозбуждения ядра, сопровождающийся переходом электрона  $6s \rightarrow n''d, n''g$  и образованием дырки в  $6s$ -оболочке. Процесс распада дырки требует специального рассмотрения. Он может быть, в частности, использован в эксперименте как указание на осуществление данной схемы распада ядра, например, путем регистрации кванта или оже-электрона  $6p \rightarrow 6s$ -перехода. Заметим, что заполнение дырки в  $6s$ -оболочке в принципе возможно и когерентным образом, что приводит к вынужденному рентгеновскому излучению ансамбля атомов урана с метастабильными ядрами.

В качестве наиболее вероятного кандидата на роль конечного состояния  $n''d$  рассмотрим уровень  $6d_{3/2}$ , лежащий примерно на 3 эВ выше уровня  $5f_{5/2}$  [17]. Сохраняя интересующие нас компоненты, волновую функцию конечного состояния атома можно записать в виде (14):

$$\Psi = (|6d_{5/2}\rangle + \beta|5f_{5/2}\rangle) e^{-i\omega t} e^{-iEt/\hbar}, \quad (20)$$

где  $E$  — энергия  $6d$ -уровня атома в естественных условиях;  $\omega$  — частота лазерного излучения. Величина

$$\beta = \frac{1}{\Delta} \langle 5f_{5/2} | H_L | 6d_{3/2} \rangle, \quad (21)$$

согласно (13), определяет примесь состояния  $5f$  к состоянию  $6d$  в лазерном поле в первом порядке теории возмущений.  $H_L$  — гамильтониан взаимодействия электрона с полем излучения, который в электрическом дипольном приближении выражается через амплитуду напряженности электрического поля

$\mathcal{E}$ :  $H_L = -e\mathcal{E}z$ . Из выражения (20) следует, что  $5f_{5/2}$ -компонента входит в волновую функцию конечного состояния с энергией  $E + \hbar\omega$ . Поэтому для фактора конверсии  $R$  в присутствии лазерного излучения получим с помощью (10) следующее выражение:

$$R = \alpha_d(E3)|\beta|^2 \frac{\Gamma_a/2\pi}{(\Delta - \Delta' - \hbar\omega)^2 + (\Gamma_a/2)^2}. \quad (22)$$

Здесь  $\Delta'$  — разность энергий атомных состояний  $6d$  и  $5f$ . Знак перед  $\hbar\omega$  указывает, что резонанс возникает при вынужденном излучении атомом лазерного фотона, поскольку для рассматриваемой конкретной схемы уровней электронной оболочки атома урана  $\Delta > \Delta' > 0$ .

Для оценки величины эффекта воспользуемся результатами работ [14, 17]. В соответствии с [14, 17] положим энергию атомного перехода  $5f_{5/2} \rightarrow 6s_{1/2}$  равной  $\approx 69$  эВ, а разность энергий  $\Delta'$  атомных уровней  $5f_{5/2}$  и  $6d_{3/2}$  равной  $\approx 3$  эВ. Далее, в условиях рассматриваемой задачи можно пренебречь релятивистскими поправками, которые обычно учитываются при вычислении КВК. Совершая предельный переход в формулах (4), получаем ( $\hbar = c = 1$ ):

$$\alpha_d(EL) = \frac{\alpha\pi L}{L+1} (2j+1)C \left( j\frac{1}{2}L0 \middle| j'\frac{1}{2} \right)^2 [(2L-1)!!\mathcal{M}]^2 \omega_n^{-2L-1}, \quad (23)$$

$$\mathcal{M} = \langle n' | r^{-L-1} | n \rangle = \int_0^\infty g'(r)g(r)r^{1-L} dr. \quad (24)$$

Здесь  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $g$  и  $g'$  — нерелятивистские радиальные волновые функции электрона соответственно в начальном и конечном состояниях. В свою очередь, согласно [17], среднее значение матричного элемента  $\langle 5f_{5/2} | r^{-4} | 6s_{1/2} \rangle$ , входящего в формулу (23), рассчитанного по методу Томаса–Ферми–Дирака или Хартри–Фока–Слэтера, составляет  $\sim 60a_0^{-4}$ , где  $a_0$  — борковский радиус. Аналогичный матричный элемент для состояния  $5f_{7/2}$  имеет величину на два порядка меньшую, поэтому вклад этого состояния можно не учитывать.

Ширина атомного состояния  $\Gamma_a$  определяется радиационными и оже-переходами, а также вероятностью ионизации под действием лазерного излучения. Радиационная ширина  $\Gamma_r$  перехода  $6p_{1/2} \rightarrow 6s_{1/2}$  составляет  $0,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , для перехода  $6p_{3/2} \rightarrow 6s_{1/2}$   $\Gamma_r \approx 1,8 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  [14]. Оже-ширины  $\Gamma_A$  рассматриваемых переходов, исходя из общих результатов изучения оже-процессов [24, 25], можно положить приблизительно равными радиационным.

В отсутствие лазерного излучения, следовательно,  $\Gamma_a = \Gamma_r + \Gamma_A \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . При этом распад ядра возможен за счет дискретной конверсии, т. е. путем возбуждения электрона  $6s \rightarrow 5f$  с последующим распадом



6s-дырки. В случае большого дефекта резонанса  $\Delta \gg \Gamma_a$  из формулы (10) получаем

$$R = \alpha_d(E3) \frac{\Gamma_a}{2\pi\Delta^2}. \quad (25)$$

Используя указанные численные оценки, получаем  $R \approx 2 \cdot 10^{12}$ , т. е. и в отсутствие лазерного поля данный механизм оказывается на 12 порядков более вероятным, чем прямой радиационный переход. Однако на распад ядра он не влияет, так как  $R$  все же на 7 порядков меньше КВК  $\alpha(E3)$ .

В умеренно сильных полях с интенсивностью  $I \approx 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, настраивая частоту лазера в резонанс:  $|\Delta - \Delta' - \hbar\omega| \ll \Gamma_a$ , из формулы (22) получаем

$$R = 2\alpha_d(E3)|\beta|^2/\pi\Gamma_a. \quad (26)$$

Оценку величины атомного матричного элемента, входящего в выражение для параметра  $\beta$ , можно получить и аналитически по методу квантового дефекта. Она составляет  $\sim 0,3a_0$ . При этом учитывается, что в таких полях возможен многоквантовый срыв двух внешних 7s-электронов. Указанной интенсивности излучения соответствует амплитуда смешивания  $\beta \approx 3 \cdot 10^{-2}$ .

Ионизационное уширение уровней 5f и 6d за счет многоквантового фотоэффекта  $\Gamma_i$  при этом будет много меньше  $\Gamma_r$  (ср. [26]). Динамический штарковский сдвиг уровней  $\Delta$  определяется тем же матричным элементом, что и параметр  $\beta$ :

$$\frac{\Delta_r}{\Delta} \approx |\beta|^2 \left| \frac{\Delta}{\Delta' - \hbar\omega} \right|. \quad (27)$$

Нетрудно убедиться, что этой величиной здесь также можно пренебречь. Таким образом, в указанных полях получим  $R \approx 7 \cdot 10^{18}$ , что сравнимо с коэффициентом конверсии на внешних оболочках. Следовательно, при интенсивностях лазерного излучения в несколько тераватт через квадратный сантиметр время жизни ядра  $^{235m}\text{U}$  уменьшается в несколько раз.

В более сильных полях проведение аналогичных оценок вызывает определенные трудности. Связано это в первую очередь с возможностью образования многозарядных ионов урана вследствие многофотонной ионизации. В работе [27] наблюдались ионы урана вплоть до десятикратных в поле ультрафиолетового лазерного излучения с длиной волны 193 нм, длительностью импульса  $\sim 10^{-11}$  с и интенсивностью  $I \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Из данных этой работы можно оценить ионизационное уширение  $\Gamma_i$  интересующих нас уровней 5f и 6d. Оно составляет  $\sim 10^{10}$  с<sup>-1</sup>, что сравнимо с радиационной шириной, приведенной выше. При таких интенсивностях  $R \approx 7 \cdot 10^{20}$ . Кроме того, ионизация атома приводит к существенному увеличению матричного элемента  $M$ , входящего в формулу (23), что объясняется большей локализацией волновой функции электрона вблизи ядра в ионе по сравнению со случаем нейтрального атома. По этой причине приведенное выше значение

$R$  в действительности должно быть еще больше. Поскольку такая величина  $R$  значительно превышает коэффициенты обычной конверсии на внешних оболочках, то при интенсивности  $I \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> время жизни ядра  $^{235m}\text{U}$  уменьшается на 2–3 порядка.

Что же касается штарковского сдвига уровней в таких полях, то оценки по формуле (27) показывают, что относительное изменение резонансной частоты при этом не превышает 5%. Необходимо, однако, учитывать, что для импульсного лазерного излучения, а также для излучения с конечной апертурой вследствие явления квазипересечения квазиэнергетических атомных гармоник практически любая частота из этого пятипроцентного интервала приводит к возникновению резонансной дискретной конверсии. К сожалению, экстраполировать приведенные данные на большие интенсивности не представляется возможным, так как в данное время не существует общепринятой модели образования многозарядных ионов атомов, вследствие чего трудно провести оценки величины  $\Gamma_i$ .

Тем не менее качественное рассмотрение позволяет утверждать, что именно в области  $I \approx I_{\text{cr}}$  фактор резонансной конверсии  $R$  достигает максимума. Его уменьшение при  $I > I_{\text{cr}}$  связано с более быстрой, чем линейная, зависимостью ионизационного уширения от интенсивности [26]. Кроме того, при 13-кратной ионизации урана рассматриваемый процесс резонансной дискретной конверсии прекращается, поскольку оба  $6s$ -электрона оказываются ионизованными.

Следует отметить, что мы рассмотрели вариант перевода электрона  $6s \rightarrow 5f \rightarrow 6d$ , наиболее близкий (по результатам [14]) к резонансу. К аналогичным выводам можно прийти, рассматривая другие варианты, например  $6p \rightarrow 6d \rightarrow 5f$ . Выбирать конкретную схему для эксперимента следует исходя из поставленной цели, возможностей имеющейся в распоряжении лазерной техники и энергий электронных переходов. Особо следует отметить возможность практического применения резонансной конверсии как метода создания вакансий в атомной оболочке: процесс их радиационного заполнения можно в принципе использовать для генерации когерентного излучения на соответствующей частоте.

## 9. РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ

**9.1. Эксперименты в мюонных атомах.** Исторически резонансная внутренняя конверсия вошла в обиход при многочисленных экспериментальных исследованиях в мюонных атомах актинидов. Отрицательные мюоны в атоме, будучи в 206 раз тяжелее электронов, в среднем во столько же раз находятся ближе к ядру и соответственно более чувствительны к ядерным эффектам. С мюонными атомами связаны многие замечательные страницы в изучении

физики ядра. Так, Фич и Рейнуотер впервые измерили правильное значение радиуса ядра по спектрам мюонных атомов. А механизм безрадиационного возбуждения ядра  $^{238}\text{U}$  был предложен в 1948 г. Уилером [21] и затем Зарецким [22, 23]. Экспериментально эффект был открыт в Дубне Поликановым и др. [28, 33].

При прохождении мюонных пучков через вещество, после замедления мюонов до энергий, близких к нулю, начинается их интенсивный захват на возбужденные атомные орбиты с главным квантовым числом  $n \simeq 14$  [29, 30]. Путем каскада оже- и радиационных переходов мюоны достигают нижних состояний. Безрадиационное возбуждение ядра путем передачи ему энергии перехода мюона может происходить при переходах мюона между нижними уровнями:  $2p \rightarrow 1s$ ,  $3p \rightarrow 1s$ ,  $3d \rightarrow 1s$  и др.

Идея Уилера состояла в том, что мюон, оказавшись в  $2s$ -состоянии, переходит прямо на основной уровень  $1s$ , передав энергию перехода ядру. Основную конкуренцию этому переходу составляет электрический дипольный переход в  $2p$ -состояние с энергией  $\sim 1$  МэВ. К тому же вероятность заселения мюоном  $2s$ -уровня в процессе каскада составляет проценты. Однако в работах Зарецкого было показано, что и в  $E1$ -переходах  $2p \rightarrow 1s$ ,  $3p \rightarrow 1s$  вероятность перехода значительна. Данный процесс безрадиационного возбуждения ядра представляет собой проявление обратной резонансной конверсии [3]. А открытие безрадиационного возбуждения ядра  $^{238}\text{U}$  в мюонном  $2p \rightarrow 1s$ -переходе в 1971 г. стало, таким образом, первым экспериментальным наблюдением обратной резонансной конверсии.

Более того, как мы видели в разд. 6, для конверсионных переходов характерно сравнительно медленное убывание с мультипольностью. Поэтому неудивительно, что и в  $E2$ -переходах  $3d \rightarrow 1s$  расчеты предсказали близкую величину вероятности возбуждения ядра, порядка 20 % [3, 31, 32]. А в работе [3] в рамках микроскопической квазичастично-фононной модели было показано, что и вероятность безрадиационного  $E3$ -перехода  $3d \rightarrow 2p$ , сопровождаемого возбуждением низколежащего октупольного гигантского резонанса, оказывается того же порядка величины:  $\sim 13$  %. Причем эти переходы успешно конкурируют с электрическими дипольными переходами в  $2p$ -состояние, благодаря большому значению дискретных КВК и близости низколежащего октупольного резонанса. Энергия перехода  $2p \rightarrow 1s$  составляет приблизительно 6,5 МэВ. Этого достаточно, чтобы индуцировать деление ядра, называемое в этом случае мгновенным, в отличие от запаздывающего, происходящего вследствие  $K$ -захвата мюона. Оба эти метода экспериментально разделяются друг с другом либо электроникой [33], либо в фотоэмульсиях, где визуально наблюдаются треки от входящего и выходящего мюона, наряду с треками от осколков деления и других заряженных частиц —  $p, e, \alpha$  [34].

Мгновенное деление — процесс огромной важности. Благодаря тому, что мюон остается на орбите делящегося ядра, он может быть использован в

качестве пробного инструмента для изучения динамики деления и свойств осколков ([35] и ссылки в этой работе). Яркий эффект резонансной конверсии возникает в процессе девозбуждения тяжелых осколков. Наряду с испусканием нейтронов и  $\gamma$ -квантов, экспериментальный спектр которых простирается до 10 МэВ, становится возможным канал внутренней конверсии  $\gamma$ -квантов осколков на связанном мюоне — мюонная конверсия (см., например, [36] и ссылки там). Для переходов с меньшей энергией присутствие мюона на  $K$ -орбите стимулирует развитие процесса резонансной конверсии. Мюон, получив энергию от ядра, переходит на  $2p$ -уровень. Затем он возвращается в исходное  $1s$ -состояние, испуская мезорентгеновский  $\gamma$ -квант.

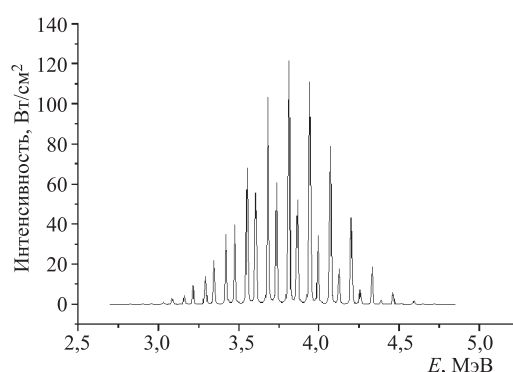


Рис. 9. Рассчитанная форма жесткой части спектра  $\gamma$ -излучения осколков мгновенного деления

Вероятность этого процесса оценивалась в работе [37]. Ее ожидаемое значение составляет  $\sim 0,2-0,3$  на одно мгновенное деление. В этой же работе [37] родилась концепция дискретной, или резонансной, конверсии, а соответственно и дискретных КВК, и фактора резонансной конверсии. Далее, было показано, что в спектре  $\gamma$ -лучей осколков каждому элементу соответствуют две линии, отвечающие переходам конверсионного мюона в промежуточные  $2p_{1/2}$ - и в  $2p_{3/2}$ -состояния, вторая вдвое интенсивнее первой благодаря статвесу (рис. 9). Сливаясь вследствие эффекта Доплера, эти линии образуют «бамп» при энергии 3,5 МэВ с полушириной 0,5 МэВ [38].

Экспериментальная работа [39] посвящена поиску этого эффекта в спектре  $\gamma$ -лучей осколков мгновенного деления  $^{238}\text{U}$ . С этой целью полученный спектр  $\gamma$ -лучей осколков в своей жесткой части фитировался двумя способами: без бампа и с бампом. Варьируемыми параметрами во втором случае были энергия и полуширина бампа. Подгонка по  $\chi^2$  показала, что включение пика в анализ приводит к меньшему значению  $\chi^2$ . Замечательно, что оптимальные значения как энергии, так и полуширины пика совпали с предсказанными величинами.

**9.2. Открытие резонансной конверсии в ионах  $^{125}\text{Te}$ .** История открытия резонансной конверсии в многозарядных ионах  $^{125}\text{Te}$  полна драматизма. Следует заметить, что использование современных ускорителей высокозарядных ионов дает возможность наблюдать такие процессы, которые гораздо труднее встретить в нейтральных атомах. Именно к таким процессам относятся и подпороговая резонансная внутренняя конверсия  $\gamma$ -квантов в ионах  $^{125}\text{Te}$ .

История началась с исследования времени жизни 35,4922-кэВ изомерного уровня этого ядра в зависимости от степени ионизации [6, 40]. В нейтральном атоме данный уровень распадается на основное состояние путем  $M1$ -перехода, с периодом полураспада 1,48 нс. Энергия перехода всего на 2 кэВ превышает порог ионизации  $K$ -оболочки, ВК на которой оказывается доминирующим каналом распада, с КВК  $\alpha_K(M1) = 11,6$  (табл. 2). Вклад  $L$ -оболочки в КВК составляет  $\alpha_L(M1) = 1,552$ , полный КВК  $\alpha_{\text{tot}}(M1) = 13,5$ . По мере ионизации оболочки энергия связи электронов возрастает, и при кратности ионизации  $q = 45$  обычная конверсия на  $K$ -оболочке становится энергетически невозможной:  $K$ -оболочка опускается по энергии ниже порога конверсии (рис. 10). Поэтому ожидалось резкое, скачком, увеличение времени жизни для этих ионов по сравнению с 44-зарядными ионами (табл. 2). При этом КВК на других оболочках практически не изменяются.

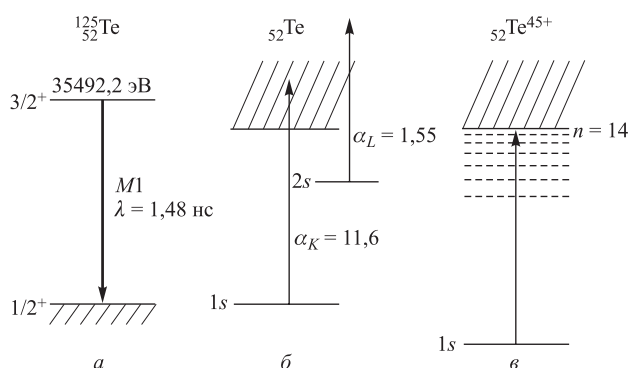


Рис. 10. Схема ядерных (а) и электронных уровней нейтрального атома  $^{125}\text{Te}$  (б) и 45-зарядного иона (в). По мере ионизации атома  $1s$ -уровень оказывается ниже порога конверсии, так что обычная конверсия на  $s$ -оболочке (б) переходит в подпороговую резонансную (в)

Эксперимент [6, 40], однако, не выявил ожидаемого эффекта для степени ионизации  $q = 44, 45$ , и только начиная с  $q = 47$  время жизни ядра действительно начинает увеличиваться (табл. 2).

Таблица 2. Сравнение вычисленных и экспериментальных значений времени жизни  $T$  для нейтральных атомов и ионов  $^{125m}_{52}\text{Te}$  различной зарядности

$q$	$\varepsilon_K$ , кэВ	$\alpha(M1)$				$\alpha_{\text{tot}}$	$T_{\text{th}}$ , нс		$T_{\text{exp}}$ , нс
		$K$	$L_1$	$L_2$	$L_3$		без РК	РК учтена	
0	31,82	11,61	1,411	0,1131	0,02836	13,54	1,48	1,48	<2
44	35,4036	7,108	1,482	0,1213	0,01532	8,726	2,06	2,06	<2
45	35,7118	0	1,500	0,1236	0,00782	1,631	7,62	0,5–2,6	<1,4
46	36,0242	0	1,519	0,1260		1,645	7,58	0,5–6,1	1,4–2,0
47	36,3608	0	1,539	0,0645		1,604	7,70	7,70	$6 \pm 1$
48	36,7023	0	1,557			1,557	7,84	7,84	$11 \pm 2$

*Примечание.*  $\alpha(M1)$  — КВК для нейтрального атома и многозарядных ионов  $\text{Te}^{q+}$ . Энергия перехода равна 35,4922 кэВ.  $\varepsilon_K$  — энергия связи  $K$ -электрона, экспериментальное значение для нейтрального атома и вычисленное — для ионов.

Для объяснения данного эффекта в работах [6, 41] был предложен механизм резонансной конверсии. В этом процессе электрон совершает виртуальный переход в одно из состояний дискретного спектра, которое распадается путем радиационного электронного (или дырочного) перехода.

Следует отметить, что расчет вероятности резонансной конверсии требует использования прецизионных методов. Так, в работах [41–43] учтено расщепление атомных термов в зависимости от полного момента атома, принято во внимание магнитное взаимодействие Брейта между атомными электронами, а также учтено смешивание конфигураций. Учитывались также высшие квантово-электродинамические поправки на поляризацию вакуума и собственную энергию электрона.

В работе [6] были сформулированы характерные свойства дискретной конверсии. Во-первых, было показано, что с учетом дискретной конверсии вероятность распада ядра по конверсионному каналу действительно не меняется при пересечении границы континуума:

$$\lim_{k \rightarrow I^+} \alpha(\tau L) = \lim_{k \rightarrow I^-} R(\tau L), \quad (28)$$

т. е. предельное значение КВК по мере того, как энергия перехода  $k$  приближается к потенциалу ионизации  $I$  сверху, в точности равно предельному значению фактора резонансной конверсии  $R$  при стремлении  $k$  к  $I$  снизу.

Другое свойство резонансной конверсии состоит в том, что вероятность ее на  $K$ -оболочке зависит от наличия электронов-спектаторов на  $2p$ -оболочке. Хотя они не принимают непосредственного участия в конверсионном переходе, их присутствие вызывает сильное затухание резонанса за счет дырочной ширины промежуточного состояния  $\Gamma_a$  в формуле (10). Затухание играет двойственную роль. С одной стороны, оно ограничивает величину эффекта в

резонансе, с другой — увеличивает вероятность перекрытия энергий электронного и ядерного переходов, что является необходимым условием протекания процесса. В самом деле, конверсионный электрон в случае резонансной конверсии в 45-зарядных ионах  $^{125}\text{Te}$  переходит на уровень с  $n \simeq 17$ . Радиационная ширина этого уровня по отношению к переходам на более низлежащие  $p$ -уровни  $\sim 0,01$  эВ, ширина ядерного перехода много меньше. В то же время расстояние между соседними электронными уровнями  $D$  составляет десятки эВ. Поэтому вероятность перекрытия линий была бы очень мала в отсутствие затухания. А с учетом дырочной ширины затухания резонанса выполняется соотношение

$$\frac{\Gamma_a}{D} \gtrsim 1, \quad (29)$$

необходимое для осуществления резонансной конверсии.

По мере увеличения степени ионизации энергия конверсионного электрона быстро понижается. Так, уже при  $q = 46$  электрон переходит на уровень с  $n \simeq 8$  [41]. При этом расстояние между электронами возрастает и вероятность резонансной конверсии быстро сходит на нет, что и приводит в конце концов к наблюдаемому увеличению времени жизни.

Более того, была существенно усовершенствована схема эксперимента. В соответствии с рекомендациями работы [6] в эксперименте [44] проводилась регистрация выхода флюоресценции дырочных  $1s$ -состояний, индуцированной дискретной конверсией. Величина эффекта оказалась в соответствии с теоретическим расчетом [41]. Все это позволило сделать вывод об открытии резонансной внутренней конверсии.

## 10. БЕЗЗАТУХАТЕЛЬНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ

Как мы видели в предыдущем разделе, в нейтральных атомах резонансная конверсия на  $K$ -оболочке неизбежно обладает значительным затуханием, которое, собственно, и позволило открыть эту конверсию в эксперименте. В данном случае достаточное затухание обеспечивает перекрытие линий атомного и ядерного переходов для 45- и 46-зарядных ионов.

Ситуация кардинально меняется в случае водородоподобных ионов [45, 46]. Так, в случае резонансной конверсии 70,882-кэВ  $M1$ -перехода в водородоподобных ионах  $^{169}\text{Yb}$  конверсионный электрон переходит в состояние с  $n \simeq 10$ . Радиационная ширина этого уровня составляет  $\sim 0,01$  эВ, что на три порядка меньше типичной дырочной ширины в нейтральном атоме. Вследствие этого резонанс, если он состоится, будет во столько же раз более острый, а фактор резонансной конверсии  $R$  во столько же раз больше при совпадении частот, чем в нейтральном атоме.

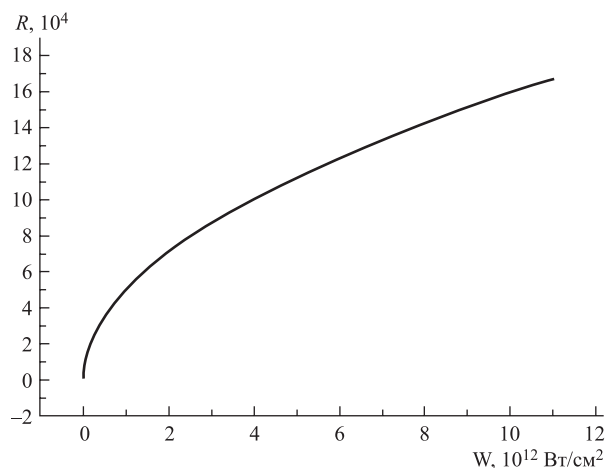


Рис. 11. Фактор резонансной конверсии  $R$  для 70,882-кэВ  $M1$ -перехода в водородоподобных ионах  $^{169}\text{Yb}$  в зависимости от мощности электромагнитного излучения внешнего монохроматического резонансного источника

При  $n \simeq 10$  отношение  $\Gamma/D$  (10) для атомов в районе  $\text{Yb}$  составляет  $\sim 10^{-3}$  [45]. Поэтому, чтобы надежнее наблюдать резонансную конверсию, в этом случае целесообразно произвести «настройку» атомной частоты во внешнем поле. Особенно перспективным представляется способ поглощения или индуцированного испускания фотонов в резонансном поле лазера, как это описано в разд. 3 и 8. Расчет показывает, что ближайшими по энергии к ядерному переходу являются уровни  $10s$  и  $10p_{1/2}$ , расположенные на высоте 70892 эВ. Таким образом,  $\Delta = 10$  эВ, а  $10s$ -уровни попадают в резонанс с ядерным переходом, будучи примешаны к  $10p_{1/2}$ -состояниям во внешнем поле с частотой  $\hbar\omega_l = 10$  эВ. Вместо лазера можно воспользоваться и другим источником монохроматического излучения. На рис. 11 представлена кривая зависимости  $R$ -фактора от мощности источника излучения с резонансной частотой. Отметим, что  $R$  достигает 50 уже при напряженности электрического поля лазера 30 кВ/см. А при весьма умеренной мощности лазера  $\sim 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> фактор резонансной конверсии многократно возрастает до пяти порядков величины. Для сравнения заметим, что обычный КВК в нейтральном атоме  $^{169}\text{Yb}$  на  $K$ -оболочке составляет  $\alpha(M1) \sim 8$ , т. е. один порядок величины. Таким образом, в водородоподобных ионах  $^{169}\text{Yb}$  методом стимулирования дискретной конверсии можно добиться уменьшения времени жизни на четыре порядка по сравнению с нейтральными атомами. Установление в эксперименте подобных резонансов дает метод измерения ядерных уровней с той же точностью, что и электронных переходов, т. е. до долей эВ. Этот шаг знаменует внедрение новых технологий в прикладную ядерную физику.



## 11. ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА ИЗОМЕРОВ ЧЕРЕЗ ОБРАТНУЮ РЕЗОНАНСНУЮ КОНВЕРСИЮ (NEET-ПРОЦЕСС)

**11.1. Физические предпосылки.** Для изучения изомера требуются методы его практического получения в достаточных количествах. Изомер  $^{229}\text{Th}$  может быть получен в результате  $\alpha$ -распада  $^{233}\text{U}$ . Такой путь был использован в работах [47–50]. Но выход изомерного продукта в этом случае составляет всего 2–3 %. А весьма ограниченное время жизни изомера, наиболее вероятное значение которого составляет, как мы видели в разд. 4, порядка минуты и меньше, налагает весьма большие ограничения на количество собранного этим способом изомера.

Гораздо более привлекательный способ — использовать чистый источник  $^{229}\text{Th}$ . Так как время жизни его в основном состоянии равно 7000 лет, он может быть накоплен в достаточных для эксперимента количествах. Изомерное состояние может быть заселено, например, при оптической накачке или обратной резонансной конверсии, которую в зарубежной литературе чаще называют NEET-процессом\*. Как мы видели, эффективный резонанс возникает в случае близости энергий электронного и ядерного переходов. Такая ситуация известна во многих ядрах, как правило, с относительно небольшой энергией перехода:  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{179}\text{Os}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{235}\text{U}$  и др. Обратный во времени TEEN-процесс позволяет значительно ускорять разрядку ядерных изомеров, выступая в качестве триггера, освобождающего их энергию (разд. 3, 8). Вместе с тем непосредственно использовать для ускорения NEET метод лазерной настройки, описанный в разд. 3, 8, не представляется возможным. Даже если резонанс позволит передать энергию электрона ядру безызлучательно, она с тем большей эффективностью будет возвращена ему обратно в процессе резонансной конверсии (TEEN) описанным выше способом [2]. Тем не менее правильное использование резонансных свойств электронной оболочки дает возможность добиться заметной заселенности ядерных уровней вплоть до инверсной [4]. Рассмотрим более подробно различные подходы к решению данной задачи [51].

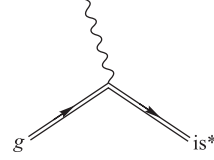
Прежде всего, надо более детально прояснить роль электронной оболочки. С одной стороны, поляризуясь, оболочка экранирует ядро от внешних полей. Но она же может выполнить роль резонатора, усиливающего воздействие излучения на ядро, если имеются электронные переходы той же мультипольности, что и ядерные, и по энергии близкие к резонансу с ядерным переходом.

**11.2. Возбуждение атомных ядер с помощью излучения лазера.** Начнем с фотопоглощения голым ядром. Фейнмановский график данного процесса

---

\*NEET — Nuclear Excitation by Electron Transition. Тогда для резонансной конверсии естественно подходит сокращение TEEN (см., например, [2]).

Рис. 12. Фейнмановский график фотовозбуждения ядра из основного ( $g$ ) в изомерное ( $is^*$ ) состояние



приведен на рис. 12. Сечение фотовозбуждения изолированного ядерного уровня дается следующей формулой [52, 53]:

$$\sigma_{\gamma}(\omega) = 8\alpha\pi^3 \frac{L+1}{L} \frac{\omega^{2L-1}}{[(2L+1)!!]^2} B(\tau L; 0 \rightarrow \omega) \frac{\Gamma/2\pi}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2} \equiv \quad (30)$$

$$\equiv D_n(\omega) \frac{\Gamma/2\pi}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (31)$$

Здесь по-прежнему  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры;  $\tau L$  — тип и мультипольность перехода;  $B(\tau L, 0 \rightarrow \omega)$  — приведенная вероятность электромагнитного перехода с энергией  $\omega$ ;  $\Gamma$  — полная ширина ядерного уровня. Мы используем принцип детального равновесия для вывода формул и лучшего понимания физики процесса. Приведенная вероятность определяет и ширину обратного радиационного ядерного перехода согласно соотношениям

$$\Gamma_{\gamma}^{(n)}(\omega \rightarrow 0) = 8\alpha\pi \frac{L+1}{L} \frac{\omega^{2L+1}}{[(2L+1)!!]^2} B(\tau L; \omega \rightarrow 0), \quad (32)$$

где

$$B(\tau L; \omega \rightarrow 0) = \frac{2I_0 + 1}{2I_{\omega} + 1} B(\tau L; 0 \rightarrow \omega), \quad (33)$$

а  $I_0$  и  $I_{\omega}$  обозначают спин ядра в основном и возбужденном состоянии соответственно.

Положим для простоты, что спектральная ширина излучения лазера много больше ширин соответствующих ядерной и атомных линий. Тогда с учетом (32), (33) выражение (31) для поглощения резонансной радиации можно представить в виде

$$\sigma_{\gamma}(\omega) = \Gamma_{\gamma}^{(n)}(\omega \rightarrow 0) \frac{2I_0 + 1}{2I_{\omega} + 1} \frac{\pi^2}{\omega^2} S(\omega), \quad (34)$$

где  $S(\omega)$  — спектральная плотность поля излучения лазера.

Положив ширину линии лазера  $\Delta E \sim 10^{-5}$  эВ (и, следовательно,  $S(\omega) = 1/\Delta \sim 10^{-5}$  эВ $^{-1}$ ), а время жизни ядра по отношению к радиационному распаду  $\lambda = 1/\Gamma_{\gamma}^{(n)} \simeq 50$  ч, получим из (34) оценку для сечения накачки изомера  $\sigma_{\gamma}(\omega) \simeq 170$  мб.

Величину  $D_n(\omega)$  в выражении (31) также удобно выразить через радиационную ширину обратного перехода. С помощью (34) получаем

$$D_n(\omega) = \frac{\pi^2}{\omega^2} \Gamma_\gamma^{(n)}(\omega \rightarrow 0) \frac{2I_\omega + 1}{2I_0 + 1}. \quad (35)$$

Как мы уже видели в разд. 5, учет высших порядков теории возмущений при расчете резонансных процессов с участием электронной оболочки подчас весьма существен. Простейший график НЕЕТ-процесса, индуцированного ядерным излучением, представлен на рис. 13, *а*. Процесс ТЕЕН (рис. 13, *б*) уменьшает время жизни ядра в возбужденном состоянии. В свою очередь, он существенно отличается от известного механизма электронного мостика, представленного на рис. 13, *в*. В последнем случае переход оказывается гораздо сильнее из-за электрического дипольного характера вершины радиационного перехода  $8s \rightarrow 7p$ .

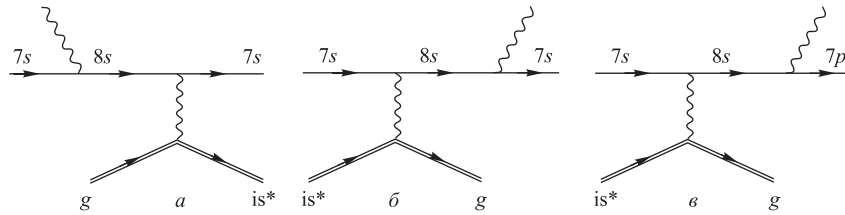


Рис. 13. Фейнмановский график резонансного возбуждения ядра через электронную оболочку (*а*), обратного процесса испускания  $\gamma$ -кванта ядром (*б*) и обычного электронного мостика (*в*)

Выражение для амплитуды рис. 13, *б* аналогично выражению для амплитуды мезорентгеновского излучения (п. 9.1). Его можно записать в виде

$$\Gamma_\gamma^{(13,б)} = \frac{\alpha_d \Gamma_\gamma^{(a)}/2\pi}{\Delta^2 + (\Gamma^{(a)}/2)^2} \Gamma_\gamma^{(n)}(\omega \rightarrow 0), \quad (36)$$

где  $\Gamma_\gamma^{(Q)}$  и  $\Gamma^{(Q)}$  — радиационная и полная ширина атома в промежуточном ( $8p^-$ ) состоянии;  $\Delta$  — дефект резонанса.

Подстановка выражения (36) в (34) позволяет сразу получить выражение для сечения рис. 13, *а* и соответственно для фактора усиления  $R$ :

$$R^{(13,а)} = \frac{\sigma_\gamma^{(13,а)}}{\sigma_\gamma^{(12,а)}} = \frac{\alpha_d \Gamma_\gamma^{(a)}(8s \rightarrow 7s; \omega_n)/2\pi}{\Delta^2 + (\Gamma^{(a)}/2)^2}. \quad (37)$$

Факторы усиления для НЕЕТ (37) и ТЕЕН (36), естественно, совпадают.

Далее, можно усилить амплитуду на рис. 13, *a* путем замены радиационной вершины  $M1$  на электрическую дипольную. Так мы придем к графикам на рис. 13, *a* для NEET- и рис. 13, *b* для TEEN-процесса. При накачке атом теперь остается в возбужденном состоянии. Поэтому из закона сохранения энергии следует, что частота лазера  $\omega_\ell$  теперь равна

$$\omega_\ell = \omega_n + \omega_{7p-7s}, \quad \omega_{7p-7s} \equiv \varepsilon_{7p} - \varepsilon_{7s}.$$

Выражение для фактора усиления получается простой заменой в уравнении (37) конечного состояния  $7p$  на  $7s$ :

$$R^{(14,a)} = \frac{\alpha_d(7p \rightarrow 8p)\Gamma_\gamma^{(a)}(8p \rightarrow 7s; \omega_l)}{2\pi[(\omega_n - \omega_{8p-7p})^2 + (\Gamma^{(a)}/2)^2]}. \quad (38)$$

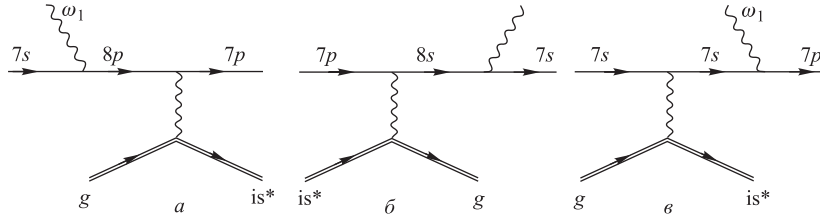


Рис. 14. Фейнмановский график резонансного возбуждения ядра через электронную оболочку с электрической дипольной вершиной (*a*), обратного процесса (*b*) и возбуждения с другим порядком актов взаимодействия (*v*)

Однако более сильный вклад, оказывается, возникает в этом случае от диаграммы рис. 14, *v*. Дело в том, что, «исправив» радиационную вершину, мы «испортили» конверсионную. Напомним, что в случае  $M1$ -перехода конверсия максимальна между  $s$ -состояниями. В нерелятивистском приближении между  $p$ -состояниями она вообще обращается в ноль.

График на рис. 14, *v* не имеет полюса в физической области. Поэтому резонансное приближение неприменимо, и в промежуточном состоянии надо учитывать весь набор  $s$ -состояний. Для оценок можно, однако, ограничиться диагональным матричным элементом. Остальные промежуточные состояния складываются когерентно и могут только усилить амплитуду перехода. В одноуровневом приближении фактор усиления имеет тот же общий вид, что и выражение (38), отличаясь переобозначениями:

$$R^{(14,v)} = \frac{\alpha_d(7s \rightarrow 7s)\Gamma_\gamma^{(a)}(7p \rightarrow 7s; \omega_l)}{2\pi[(\omega_n + \omega_a)^2 + (\Gamma^{(a)}/2)^2]}, \quad (39)$$

где  $\omega_a$  — энергия промежуточного электрона;  $\omega_{7s} = 0$ .

Двухфотонный механизм ядерного возбуждения показан на рис. 15. В этом случае нет резонансного ограничения на энергию падающего фотона и нет надобности знать точную энергию ядерного уровня (которая известна лишь приближенно). Испущенный фотон уносит избыток энергии. Дополнительная электромагнитная вершина и соответственно  $\alpha$  в сечении возникают, таким образом, как плата за выполнение закона сохранения энергии ([4] и разд. 2 настоящей работы).

Амплитуда на рис. 15 имеет два полюса, когда одно из двух промежуточных электронных состояний оказывается на массовой поверхности, т. е. его энергия совпадает с энергией реального  $8p$  (первый полюс)- или  $7p$  (второй полюс)-состояния. Действуя, как и раньше, в первом случае получим выражение для фактора усиления [51]:

$$R_{15} = \frac{\alpha_d(8p \rightarrow 7p)\Gamma_\gamma^{(a)}(7p \rightarrow 7s; \omega_{8p-7s} - \omega_n)}{2\pi(\omega_{7p-8p} - \omega_n)^2}, \quad (40)$$

причем энергия падающего фотона равна энергии возбуждения атома  $7s-8p$ . Последняя может быть взята просто из справочника, как, например, в работе [54].

Во втором случае, когда энергия во втором промежуточном состоянии выходит на реальный  $7p$ -уровень, мы возвращаемся к графику на рис. 15.

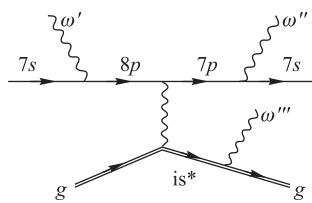


Рис. 15. «Симметричный» фейнмановский график резонансного возбуждения ядра через электронную оболочку

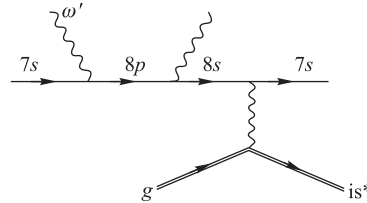


Рис. 16. Фейнмановский график резонансного возбуждения ядра через электронную оболочку посредством NEET

График на рис. 15 имеет тот же недостаток, что и график на рис. 14, а: он включает в себя конверсионный переход между  $8p$ - и  $7p$ -состояниями. Этого недостатка лишен график на рис. 16, сохраняющий все достоинства предыдущих. Частота лазера определяется требованием, чтобы энергия первого промежуточного электрона совпала с энергией  $8p$ -состояния:

$$\omega_\ell = \omega_{8p-7s},$$

что не требует точного знания энергии ядерного уровня. Испуская электрический дипольный фотон,  $8p$ -электрон переходит в промежуточное состояние, близкое к  $8s$ . Посредством НЕЕТ электрон затем возвращается в исходное  $7s$ -состояние.

Если пренебречь множителями порядка единицы, то получим фактор усиления [4]:

$$R_{16} = \frac{\alpha_d(7s - 8s)\Gamma_\gamma^{(a)}(8p - 7s; \omega_l)}{2\pi\Delta^2}. \quad (41)$$

**11.3. Результаты расчета.** Необходимые для расчета энергии атомных переходов, дискретные КВК и радиационные ширины были вычислены в работе [51] с помощью программ комплекса RAINE самосогласованным методом Фока–Дирака. Радиационные переходы вычислены в калибровке длины [55], в которой они пропорциональны  $\omega^3$ . Используя эти величины, шаг за шагом можно вычислить резонансные частоты лазера и соответствующие  $R$ -факторы.

*Рисунок 13.* Частота лазера в точности равна энергии изомера:  $\omega_\ell = \omega_n$ . Полагая  $\omega_n = 3,5$  эВ, получаем для нейтрального атома  $^{229}\text{Th}$ :  $\Delta = 0,06$  эВ и  $R = 0,0065$  для цепочки переходов  $7s \rightarrow 8s \rightarrow 7s$ ,  $R = 0,0024$  для цепочки  $7s \rightarrow 7s \rightarrow 7s$ . Суммируя когерентно амплитуды процесса, получаем суммарную величину  $R^{(13,a)} = 0,017$ , т. е. для данного простейшего механизма не достигается заметного резонансного усиления.

*Рисунок 14.* Частота лазера  $\omega_\ell = \omega_n + \omega_a$ . Резонансные частоты и  $R$ -факторы для различных ядерных переходов приведены в табл. 3. Из приведенных результатов следует, что  $R$ -фактор для механизма рис. 14, *в* может достигать трех порядков. Недостатком, однако, является то, что частота лазера неизвестна, так как включает энергию ядерного изомера.

Таблица 3. Резонансные лазерные частоты  $\omega_l$ , резонансные атомные частоты  $\omega_0$  и  $R$ -факторы для механизма графика рис. 14

График	Переход	$\omega_0$ , эВ	$\omega_l$ , эВ	$R$
Рис. 14, <i>а</i>	$7s \rightarrow 8p_{1/2} \rightarrow 7p_{1/2}$	3,94	5,14	0,099
	$7s \rightarrow 7p_{1/2} \rightarrow 7p_{1/2}$	1,64	5,14	44,2
	$7s \rightarrow 7p_{3/2} \rightarrow 7p_{1/2}$	2,41	5,14	0,23
	$7s \rightarrow 8p_{3/2} \rightarrow 7p_{1/2}$	4,06	5,14	0,010
	$7s \rightarrow 7p_{1/2} \rightarrow 7p_{3/2}$	1,64	5,91	0,16
	$7s \rightarrow 7p_{3/2} \rightarrow 7p_{3/2}$	2,41	5,91	1,42
	$7s \rightarrow 8p_{3/2} \rightarrow 7p_{3/2}$	4,06	5,91	0,035
	$7s \rightarrow 8p_{1/2} \rightarrow 7p_{3/2}$	3,94	5,91	$1,93 \cdot 10^{-4}$
Рис. 14, <i>в</i>	$7s - 7s - 7p_{1/2}$	—	5,14	654
	$7s - 7s - 7p_{3/2}$	—	5,91	918

Рисунок 15. Результаты собраны в табл.4. В силу вышеизложенного эффективного усиления нет.

Таблица 4. Резонансные лазерные частоты  $\omega_l$ , резонансные атомные частоты  $\omega_0$  и  $R$ -факторы для механизма графика рис. 15

Переход	$\omega_0$ , эВ	$\omega_l$ , эВ	$R$
$7s \rightarrow 8p_{1/2} \rightarrow 7p_{1/2} \rightarrow 7s$	3,94	1,64	$1,79 \cdot 10^{-2}$
$7s \rightarrow 8p_{3/2} \rightarrow 7p_{3/2} \rightarrow 7s$	4,06	2,41	$2,39 \cdot 10^{-4}$

Рисунок 16. Возможны две цепочки переходов:  $7s \rightarrow 8p_{3/2} \rightarrow 8s \rightarrow 7s$  и  $7s \rightarrow 8p_{1/2} \rightarrow 8s \rightarrow 7s$ . Соответствующие факторы равны  $R_{16} = 3,39 \cdot 10^3$  и  $R_{16} = 132$  соответственно. Как и ожидалось, данный механизм приводит к наиболее эффективному резонансному усилению. Несомненным достоинством данного механизма является и то, что он не требует точного знания энергии изомера: лазер настраивается на атомную частоту.

#### 11.4. Возбуждение типа встряски в тяжелых ионах и в мюонных атомах.

Эффект возникает при внезапном выбивании одного из атомных  $K$ -электронов. Каждый из  $K$ -электронов создает огромное поле в области ядра (см., например, [56]). В нейтральном атоме, однако, поля, создаваемые обоими электронами, уравновешивают друг друга. При выбивании одного из электронов, следовательно, магнитное поле, создаваемое вторым электроном, мгновенно восстанавливается, что создает определенную вероятность возбуждения ядра. Вычислим эту вероятность.

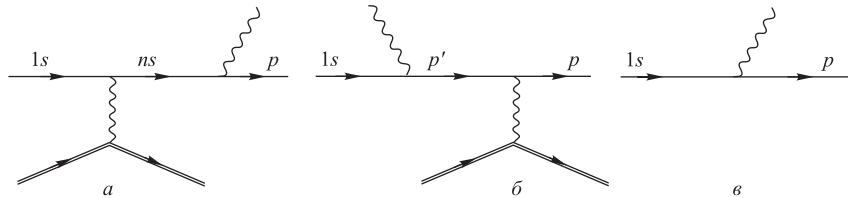


Рис. 17. Фейнмановский график возбуждения ядра вследствие встряски при ионизации электронной оболочки (а), кулоновским полем выбитого электрона (б) и обычной ионизации без возбуждения ядра (в)

Фейнмановский график процесса ионизации электронной оболочки налетающего электрона в столкновении с атомом мишени приведен на рис. 17, а. Амплитуду процесса можно записать как

$$F_{sh} = \sum_m \frac{F_c^{(m)} F_{ion}^{(m)}}{(E_m + E_m^{(a)} - E_{1s}^{(a)})}. \quad (42)$$

Здесь  $F_c^{(m)}$ , как обычно, — элементарная амплитуда виртуального процесса обратной конверсии (TEEN) в налетающем атоме. В процессе конверсии  $1s$ -электрон отдает энергию ядру, переходя, однако, на более высокое состояние  $ms$  (ср. рис. 17, в). Затем возбужденный электрон выбивается в столкновении, покидая атом уже с возбужденным ядром. Ионизации соответствует элементарная амплитуда  $F_{\text{ion}}^{(m)}$  в выражении (42).

В случае  $M1$ -перехода известно, что вероятность конверсии пропорциональна  $|\Psi_m(0)|^2 \sim 1/n^3$  (см., например, [6] и (46) ниже по тексту), поэтому ряд (42) быстро сходится. С достаточной для наших целей точностью можно, как в предыдущем разделе, ограничиться диагональным приближением с учетом только  $1s$ -состояния в промежуточном состоянии. Амплитуда процесса (42) обретает при этом следующую форму:

$$F_{\text{sh}} = \frac{F_c^{(1s)} F_{\text{ion}}^{(1s)}}{E_n}. \quad (43)$$

Факторизуя конверсионную ширину, как обычно, на КВК и радиационную ширину (выражение (1)), можно определить ширину встряски в виде

$$\Gamma_{\text{sh}} = \frac{\Gamma_c \Gamma_{\text{ion}} / 2\pi}{E_n^2} \equiv \frac{\alpha_d \Gamma_\gamma^{(n)} \Gamma_{\text{ion}}}{2\pi E_n^2}. \quad (44)$$

Вероятность встряски при ионизации получается из (44) делением на  $\Gamma_{\text{ion}}$ :

$$P_{\text{sh}} = \frac{\alpha_d \Gamma_\gamma^{(n)}}{2\pi E_n^2}. \quad (45)$$

В длинноволновом пределе выражение (4) для дискретных КВК сводится к соотношению [6]:

$$\alpha_d(M1; 1s \rightarrow ns) = \frac{\alpha \pi N_k}{6m^2 \omega^3} |\psi_{1s}(0) \psi_{ns}(0)|^2, \quad (46)$$

где  $N_k$  — число электронов в  $1s$ -состоянии;  $\psi(r)$  — радиальные волновые функции. Выражение (46) пропорционально электронной плотности в начальном  $1s$ - и конечном  $ms$ -состоянии. Так как последняя быстро сходится как  $\sim 1/m^3$ , то в первом приближении для оценки действительно можно ограничиться диагональным приближением. Прямым вычислением можно получить следующее выражение:

$$\alpha_d(M1; 1s \rightarrow 1s) = \frac{2 \alpha \pi}{3 \omega^3} \frac{\eta^4 (1 - \gamma^2)}{\gamma^2 (2\gamma - 1)^2}, \quad (47)$$



что приводит к численному значению  $\alpha_d(M1; 1s \rightarrow 1s) = 1,33 \cdot 10^{13}$  МэВ и к вероятности возбуждения изомерного состояния  $6,7 \cdot 10^{-4}$  на один выбитый электрон. Если оба электрона выбиваются последовательно, то соответственно вероятность возбуждения удваивается, достигая величины  $1,3 \cdot 10^{-3}$  на атом.

Представляет интерес рассмотреть тот же процесс возбуждения ядра при встряске в мюонном атоме. В этом случае волновая функция  $|\psi(0)|^2 \sim m_\mu^3$ . С другой стороны, магнитный момент мюона меньше в  $m_\mu/m_e$  раз. Следовательно, можно ожидать, что в мюонном атоме вероятность встряски будет в  $(m_\mu/m_e)^4$  раз больше, что следует из (47).

Учет статического и динамического эффектов уменьшает коэффициент мюонной конверсии КМК для  $M1$ -переходов в атоме  $Z \simeq 90$  приблизительно на три порядка [57]. Тем не менее вероятность возбуждения остается порядка единицы.

Столь большая вероятность возбуждения достигается благодаря уникально малой энергии перехода. Если бы энергия была  $\sim 10$  кэВ, вероятность возбуждения, согласно (45), была бы только  $E_n^{-2} \sim 10^{-6}$ . Качественно эта величина близка к расчету [58] вероятности возбуждения  $E0$ -состояний в ядрах при распаде мюона на орбите.

## 12. ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫЙ РЕЗОНАНС В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНАХ $^{229}\text{Th}$

В этом случае спин электрона  $j = 1/2$ , складываясь со спином ядра  $I$ , образует две компоненты сверхтонкой структуры атома с полным моментом  $F = I \pm j$ . Сильный резонанс возникает в водородоподобных ионах  $^{229}\text{Th}$ , в которых сверхтонкое расщепление близко к энергии изомера. Это приводит к смешиванию ядерных уровней основного и возбужденного состояний в компоненте с полным моментом  $F = 2$  [59–61] (рис. 18). Смешивание проявляется в колоссальном ускорении переходов из изомерного состояния в основное  $\sim$  в  $10^4$  раз. Данный эффект можно обнаружить, например, в GSI (Дармштадт), подобно недавним измерениям расщепления и вероятности перехода между компонентами сверхтонкой структуры ядра  $^{209}\text{Bi}$  [62].

Рассмотрим подробнее это интереснейшее явление, в котором основную работу по возбуждению ядра совершает колоссальное магнитное поле, создаваемое последним электроном в водородоподобном ионе. На принципиальную возможность взаимодействия ядерных состояний с разными спинами указывал еще Вигнер. Этот эффект рассматривался позднее в работах [63,64]. Эффект мог бы проявиться, например, в распределениях нейтронных резонансов. Однако он оказывается очень слабым в обычных атомах для экспериментального обнаружения. И только в мюонных атомах  $^{238}\text{U}$  он наблюдался как сме-

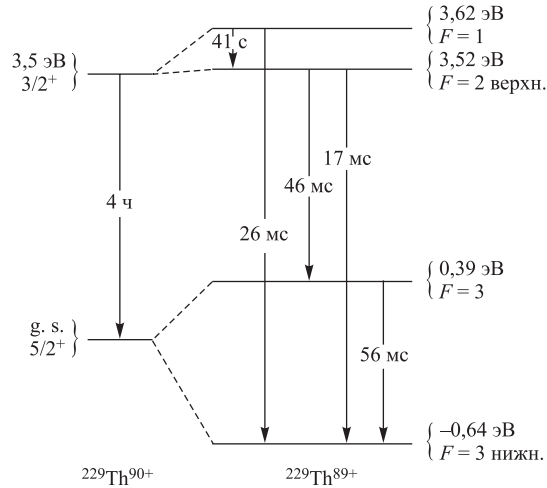


Рис. 18. Сверхтонкая структура с учетом дублета ядерных состояний в водородоподобных ионах  $^{229}\text{Th}$

шивание основного  $0^+$ - и первого ротационного  $2^+$ -уровня ядра вследствие взаимодействия с  $2p_{1/2}$ - и  $2p_{3/2}$ -состояниями атомного спектра мюона.

В нашем случае возникает смешивание основного состояния с изомерным в компонентах сверхтонкой структуры с полным моментом  $F = 2$ . Обозначим эти состояния как I и II соответственно. Их волновые функции можно записать следующим образом:

$$\Psi_{\text{I}}(FM_2) = -\beta \left| \frac{3}{2} \frac{1}{2}; 2M_2 \right\rangle + \left| \frac{5}{2} \frac{1}{2}; 2M_2 \right\rangle, \quad (48)$$

$$\Psi_{\text{II}}(FM_1) = \left| \frac{3}{2} \frac{1}{2}; 2M_1 \right\rangle + \beta \left| \frac{5}{2} \frac{1}{2}; 2M_1 \right\rangle, \quad (49)$$

с  $F = 2$ . Соответственно для других двух компонент

$$\Psi_{\text{III}}(FM_1) = \left| \frac{5}{2} \frac{1}{2}; 3M_1 \right\rangle \quad (F = 3), \quad (50)$$

$$\Psi_{\text{IV}}(FM_1) = \left| \frac{3}{2} \frac{1}{2}; 1M_1 \right\rangle \quad (F = 1), \quad (51)$$

где, как и в приведенном ниже равенстве (53),

$$|jI; FM\rangle = \sum_{m,\mu} C(jmI\mu|FM)\chi_{jm}\phi_{I\mu} \quad (52)$$

Таблица 5. Вычисленные энергии и времена жизни относительно электромагнитных переходов ядра  $^{229}\text{Th}$  из изомерного состояния в основное (переходы  $\text{II} \rightarrow \text{I}$  и  $\text{IV} \rightarrow \text{I}$ ) и, для сравнения, между компонентами сверхтонкого расщепления ( $\text{III} \rightarrow \text{I}$  и  $\text{IV} \rightarrow \text{II}$ , о структуре уровней см. текст)

Переход	$\text{II} \rightarrow \text{I}$	$\text{IV} \rightarrow \text{I}$	$\text{III} \rightarrow \text{I}$	$\text{IV} \rightarrow \text{II}$
Энергия, эВ	3,02	4,17	1,04	0,09
Время жизни, с	0,037	0,027	0,11	8,6

— волновые функции двух других возможных сочетаний спинов ядра и электрона в состояниях с полными моментами  $F = 1$  и  $3$ ;  $I, j$  — полные моменты ядра и электрона соответственно.

Рассмотрим девозбуждение изомера как переход  $\text{II} \rightarrow \text{I}$ . В первом порядке теории возмущений его можно рассматривать как переход между главными компонентами волновых функций, т.е. как собственно ядерный переход с учетом правил отбора для полных моментов. При этом новой физики не возникает. Ожидаемое время жизни составляет, согласно результатам разд. 4 [60, 65] и другим цитированным там источникам, в пределах 4–45 ч (в отсутствие электронных мостиков в случае водородоподобного иона).

Гораздо интересней переходы между примесными компонентами одного состояния и основными компонентами другого состояния, которые также возможны в первом порядке теории возмущений. Эти переходы совершаются как чисто электронные, диагональные по ядерным состояниям. И хотя их амплитуды умножаются на малую величину примеси  $\beta$ , колоссальный выигрыш достигается тем, что электронные ширины на много порядков превышают ядерные.

Ускоренными, таким образом, оказываются переходы  $\text{II} \rightarrow \text{I}$ ,  $\text{III} \rightarrow \text{I}$ ,  $\text{IV} \rightarrow \text{I}$  и  $\text{IV} \rightarrow \text{II}$ . Результаты расчета, проведенного в работах [59–61], приведены в табл. 5 и на рис. 18. Как можно видеть, времена жизни в соответствующих переходах действительно сокращаются до долей секунды вместо ожидаемых десятков часов для «голых» ядер.

Эксперимент может быть вполне осуществлен аналогично [62]. Необходимое число ядер  $^{229}\text{Th}$  для накопительного кольца может быть взято от радиоактивного источника или получено непосредственно в эксперименте, например, в уран-бериллиевых столкновениях. Возбужденные компоненты  $\text{II}$ – $\text{IV}$  могут быть затем получены путем облучения лазером со сканированием по частоте. Наблюдение резонансно-рассеянных фотонов позволило бы получить полную информацию: энергию изомера и магнитные моменты в основном и изомерном состояниях. Такой эксперимент позволил бы также открыть новое фундаментальное явление смешивания ядерных состояний по спину, порождаемое сверхтонким магнитным полем электрона в водородоподобных ионах.

### 13. СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ И МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ В АТОМНЫХ СПЕКТРАХ КАК ПРОЯВЛЕНИЯ КРОСС-ИНВАРИАНТНОСТИ РЕЗОНАНСНОЙ КОНВЕРСИИ

Как мы видели, дискретные КВК можно с успехом применить для вывода расчетных формул в удобном, физически прозрачном виде, связывая вероятности прямых и обратных процессов на основе простых определений КВК (1) и факторов РК (10). Математический аппарат КВК удобно применять всюду, где в амплитуду процесса входит составной частью элементарная конверсионная амплитуда рис. 1. По аналогии с физикой элементарных частиц данное свойство КВК можно назвать кросс-инвариантностью [38]. Помимо рассмотренных процессов NEET и TEEN, к этому классу кросс-симметричных явлений относятся, например, процессы возбуждения ядра путем обратной конверсии [38, 66, 67], неупругое рассеяние электронов на ядре [68, 69] и бесфотонная аннигиляция позитронов с атомными электронами на лету [70]. Особенно ярко свойство кроссинг-симметрии проявляется в сравнении двух последних из указанных выше процессов: обратной конверсии, которая протекает с участием электронов, и аннигиляции позитронов, когда налетающей частицей является позитрон, а активный связанный электрон задействован не в выходном, а во входном канале. В данном разделе мы покажем, как дискретные КВК могут быть с успехом использованы для изучения сверхтонкого взаимодействия в высокозарядных ионах, а также магнитных аномалий в атомных спектрах.

Рассмотрим состояние атома с полным моментом  $F$  и его проекцией  $M_F$ . Волновая функция атома

$$|FM_F\rangle = \sum_m C(IM - mj m | FM_F) \chi_{IM-m} \varphi_{jm}, \quad (53)$$

где  $\chi, \varphi$  — волновые функции ядра и электрона соответственно. Фейнмановский график энергетического сдвига, возникающего в первом порядке по сверхтонкому взаимодействию, приведен на рис. 19. Сравнивая фейнмановские графики рис. 1 и 19, можно заключить, что оператор сверхтонкого взаимодействия тождествен оператору конверсионного взаимодействия ядра с атомными электронами  $H'_c(LM)$ , а сверхтонкое расщепление определяется его диагональными матричными элементами.

Используя (53), выражение для сверхтонкого сдвига уровня можно записать в виде

$$A_{hf} = \sum_{\mu} \langle FM_F | H'_c(LM) | FM_F \rangle =$$

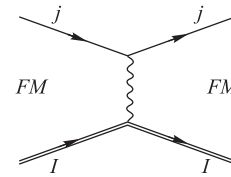


Рис. 19. Фейнмановский график поправки на сверхтонкое взаимодействие к собственному значению электрона в атоме

$$= \sum_{m_1 m_2 M} C(IM - m_1 j m_1 | FM_F) C(IM - m_2 j m_2 | FM_F) \times \\ \times \langle IM - m_2 j m_2 | H'_c(LM) | IM - m_1 j m_1 \rangle. \quad (54)$$

Применяя теорему Вигнера–Эккарта, можно отделить угловые части в конверсионном матричном элементе:

$$\langle I_2 M_2 j m_2 | H'_c(LM) | I_1 M_1 j_1 m_1 \rangle = \\ = \frac{C(I_2 M_2 LM | I_1 M_1) C(j_1 m_1 LM | j_2 m_2)}{\sqrt{(2I_1 + 1)(2j_2 + 1)}} \langle I_2 j_2 || H'_c(L) || I_1 j_1 \rangle. \quad (55)$$

Подставляя (53) в (54) и суммируя по магнитным квантовым числам, можно выразить сверхтонкий сдвиг через диагональный приведенный матричный элемент оператора конверсии:

$$A_{h,f} = (-1)^{I+j-F} W(IIjj; 1F) \langle Ij || H'_c(L) || Ij \rangle. \quad (56)$$

С другой стороны, с помощью (55) вероятность конверсионного перехода в общем виде можно выразить через недиагональные приведенные матричные элементы конверсионного оператора [38]:

$$\Gamma_c(\tau\lambda) = \frac{2\pi}{(2I_1+1)(2j_1+1)} \sum_{m_1 m_2} \left| \sum_M \langle I_2 M_2 j_2 m_2 | H'_c(LM) | I_1 M_1 j_1 m_1 \rangle \right|^2 = \\ = \frac{2\pi |\langle I_2 j_2 || H'_c(L) || I_1 j_1 \rangle|^2}{(2I_1 + 1)(2j_1 + 1)(2L + 1)}. \quad (57)$$

Воспользовавшись теперь определением КВК (1), конверсионную ширину (57) можно связать с радиационной шириной и через нее — с приведенными мультипольными моментами ядра  $\langle I_2 || \mathcal{M}(LM) || I_1 \rangle$  [53]:

$$\Gamma_c(\tau L) = \alpha_d(\tau L) \Gamma_\gamma(\tau L) = \alpha_d(\tau, L) \frac{8\pi(L+1)}{[(2L+1)!!]^2} \omega^{2L+1} B(\tau L; I_1 \rightarrow I_2) = \\ = \frac{\alpha_d(\tau L)}{2I_1 + 1} \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \omega^{2L+1} |\langle I_2 || \mathcal{M}(\tau L) || I_1 \rangle|^2. \quad (58)$$

Приравняв правые части (57) и (58), получим искомое соотношение

$$\langle I_2 j_2 || H'_c(L) || I_1 j_1 \rangle = \\ = \frac{2}{(2L+1)!!} \sqrt{\alpha_d(\tau L) (2j_2 + 1)(2L + 1)(L + 1)/L} \langle I_2 || \mathcal{M}(\tau L) || I_1 \rangle. \quad (59)$$

Подставляя приведенный диагональный матричный элемент конверсионного оператора в форме (59) в выражение (56), с учетом поправки на массу ядра получим окончательное выражение для сверхтонкого сдвига энергии по сравнению с невозмущенным уровнем:

$$A_{hf}(\tau L) = (-1)^{j+I-F} W(IIjj; LF) \frac{2}{(2L+1)!!} \left(1 + \frac{m}{M}\right)^{-3} \times \\ \times \sqrt{\lim_{\omega \rightarrow 0} \omega^{2L+L} \alpha_d(\tau l) (2j+1)(2L+1)(L+1)/L} \langle I || \mathcal{M}(\tau L) || I \rangle, \quad (60)$$

где  $m$  и  $M$  обозначают массу электрона и ядра соответственно.

Статические магнитный  $\mu$  и квадрупольный  $Q_0$  моменты ядра связаны с соответствующими мультипольными моментами в формуле (60) посредством выражения [53]:

$$\frac{e\hbar}{2M_p c} \mu = \sqrt{4\pi/3} \frac{C(II10|II)}{\sqrt{2I+1}} \langle I || \mathcal{M}(M1) || I \rangle, \quad (61)$$

где  $M_p$  — масса протона и

$$\langle I || \mathcal{M}(E2) || I \rangle = eQ_0. \quad (62)$$

Величина сверхтонкого магнитного взаимодействия для водородоподобного иона  $^{209}\text{Bi}$ , вычисленная непосредственно по формуле (60) с учетом (61), с помощью пакета программ RAINE [71], оказывается равной 4,08 и 4,12 эВ в моделях поверхностных и объемных токов соответственно, что находится в разумном согласии с экспериментальным значением 4,0840 эВ [72]. Разница значений характеризует чувствительность величины сверхтонкого расщепления к пространственному распределению тока внутри ядра. Если совершить требуемый предельный переход в формулах (4), то с их учетом формулы (60)–(62) совпадут с приведенными в работе [73]. В предельном случае точечного момента, даваемой моделью «без проникновения», результат был бы 5,24 эВ. Подробные расчеты показывают, что учет поляризации вакуума увеличивает величину расщепления приблизительно на один процент. Эта поправка практически компенсируется учетом поправки на фермиевское распределение заряда внутри ядра по сравнению с однородным. Расчет с кулоновскими волновыми функциями для точечного ядра в модели «без проникновения» приводит к завышению величины расщепления на 13 %.

#### 14. ДИСКРЕТНЫЙ ЭФФЕКТ ОЖЕ

Аналогом конверсии  $\gamma$ -излучения ядер является для рентгеновского излучения атома эффект Оже. Поэтому естественно ожидать возникновения

дискретного эффекта Оже в том случае, когда энергии рентгеновского перехода немного не хватает для вылета электрона. Дискретный оже-эффект ведет к появлению спредовой ширины у атомной линии, обнаружение которой представляло бы большой интерес для понимания атомной структуры. Такие переходы были рассмотрены в работе [74].

Для переходов Оже  $K$ -серии резонанс невозможен по энергетическим соображениям. Но для  $L$ -серии резонанс вполне может осуществляться в переходах Костера–Кронига. Прежде чем обратиться к результатам, напомним основные особенности теории эффекта Оже.

Переход Костера–Кронига — это эффект Оже, при котором в атоме с одной дыркой, образовавшейся вследствие предшествовавшего процесса (конверсии, электронного захвата, ионизации внешним излучением или потоком частиц) в какой-либо  $L$ -подоболочке, первичная вакансия заполняется электроном другой  $L$ -подоболочки, а выделившаяся энергия передается третьему электрону. В результате атом остается либо с двумя дырками (обычный эффект Оже), либо, если это дискретный резонансный переход, однократно ионизированным.

Для расчета были взяты атомы с номерами  $Z = 50, 51, 73, 74$ . Этот выбор не случаен. Одна из самых интенсивных линий Костера–Кронига  $L_I - L_{III}M_V$ , дающая основной вклад в выход Костера–Кронига  $f_{13}$  для  $L_I$ -подоболочки, как видно, например, из [74] (см. там рис. 6 — выход Костера–Кронига для  $L$ -подоболочек и табл. 17), с ростом  $Z$  спадает до нуля при  $Z \approx 50$ , затем вновь появляется при  $Z \approx 73$  и далее быстро возрастает. Это происходит потому, что при достижении области  $Z \approx 50$  энергия, отдаваемая в переходе  $L_{III} \rightarrow L_I$ , становится меньше энергии связи электрона  $M_V$ . При достижении же области  $Z \approx 73$  энергия перехода  $L_{III} \rightarrow L_I$  вновь начинает превышать энергию связи  $M_V$ . Следовательно, эти две энергии (перехода и связи) дважды — при  $Z \approx 50$  и  $Z \approx 73$  — становятся почти равными, и происходит тот самый резонанс, который необходим для подпорогового дискретного эффекта Оже.

В работе [74] были вычислены для резонансного процесса безразмерные факторы Оже  $R(L_I - L_{III}M_V)$  — отношение числа подпороговых переходов Костера–Кронига с подбросом  $M_V$  электрона на атомные уровни  $O_{III}$ ,  $P_{III}$  и т. д. к числу радиационных переходов  $L_{III} \rightarrow L_I$ . Аналогично (10) можно записать, что

$$R = \frac{\alpha^d \Gamma}{2\pi \Delta^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (63)$$

Здесь  $\alpha^d$  — дискретный коэффициент Оже, имеющий размерность энергии;  $\Gamma$  — сумма энергетических ширин всех атомных уровней, вовлеченных в переход (в данном случае  $L_I$ ,  $L_{III}$ ,  $M_V$  и  $np_{3/2}$ , где главное квантовое число  $n = 5$  для  $O_{III}$ -оболочки,  $n = 6$  для  $P_{III}$ -оболочки и т. д.);  $\Delta$  — дефект

резонанса, т. е. в случае  $\{L_I - L_{III} M_V(np_{3/2})\}$  — это разность энергии, выделенной в переходе  $L_{III} \rightarrow L_I$ , и энергии, необходимой для резонансного подброса электрона  $M_V$  на уровень  $np_{3/2}$ :

$$\Delta = |(\varepsilon_{np_{3/2}} - \varepsilon_{M_V}) - (\varepsilon_{L_{III}} - \varepsilon_{L_I})|, \quad (64)$$

где  $\varepsilon$  — энергия связи соответствующей подоболочки. Кроме того, были рассчитаны ширины дискретных переходов Костера–Кронига, которые сравниваются с экспериментальными значениями ширин обычных переходов Костера–Кронига.

Расчеты показали, что рассмотренные дискретные переходы Оже по вероятности сопоставимы с радиационными и составляют 20–30 % от их ширины.

Представляет большой интерес вычислить вероятности дискретных оже-переходов, индуцированных, например, рентгеновским переходом  $L_{\alpha}$ , с возбуждением двухэлектронных дискретных состояний. Если энергия этого перехода передается одному электрону, то последний будет выброшен из атома. Однако этот электрон может столкнуться с третьим электроном, передав ему часть энергии. Такой процесс аналогичен встряске электронной оболочки, наблюдающейся во внутренней конверсии. Тогда оба возбужденных оже-электрона остаются в атоме. Принимая во внимание, что подобный процесс двойного дискретного оже-эффекта может иметь место в любом атоме и что фазовый объем двух электронов (плотность двухэлектронных состояний) может быть достаточно велик, а КВК для малых энергий перехода достигают больших величин, отметим, что вклад таких переходов в полную ширину дырочного состояния представляется вполне вероятным.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, выше мы рассмотрели процесс дискретной конверсии, которая приводит к смене обычной ВК, если энергия ядерного перехода ниже ее порога. Из этого определения следует, что дискретная конверсия изначально является резонансной по сути, так как ее вероятность очень сильно зависит от совпадения энергий ядерного и электронного переходов. Это, с одной стороны, делает ее относительно редко наблюдаемой: вероятность того, что она будет иметь место, определяется параметром  $\Gamma/D$ , где  $\Gamma$  — ширина атомной линии,  $D$  — среднее расстояние между ними. Как следствие, до сих пор известно немного случаев наблюдения РК в мюонных и в обычных атомах. С другой стороны, поскольку интегральная вероятность РК остается такой же, как и у традиционной ВК при пересечении континуума, из этого следует, что в случае точного резонанса вероятность РК возрастает на много порядков:  $\sim (D/\Gamma)^2$ . Это дает возможность использовать РК для триггирования энергии



ядерных изомеров, воздействуя на энергию перехода атома путем его ионизации или подвергая атом воздействию внешнего электромагнитного поля либо облучению лазером. Последний способ позволяет эффективно ускорить распад изомеров  $^{235}\text{U}$ ,  $^{229}\text{Th}$  и др. Особенно сильного эффекта можно достичь в случае беззатухательной РК, которую можно наблюдать в водородоподобных ионах. В этом случае триггирование резонансным лазерным излучением представляет собой новый уникальный способ прецизионного определения энергии ядерного перехода с точностью до атомных ширин. В данной работе также показано, что РК интересна не только как метод девозбуждения ядра (или его возбуждения в обратном процессе безрадиационного электронного перехода — NEET- и TEEN-процессы). Она лежит в основе широкого класса кросс-инвариантных явлений упругого и неупругого взаимодействия ядра с электронами: сверхтонкого взаимодействия и магнитных аномалий в атомных спектрах, смешивания ядерных состояний по спину через электронную оболочку, возбуждения ядер при внезапной ионизации электронной оболочки и распада мюона на орбите и др. Сделанные оценки величины эффекта смешивания ядерных состояний спинового дублета  $^{229}\text{Th}$  в водородоподобных ионах позволяют планировать эксперименты для наблюдения этого эффекта.

Принципиальный интерес представляет также сделанное обобщение резонансной конверсии на случай дискретных оже-переходов. Обнаружение их в эксперименте дало бы уникальную информацию о спредовых ширинах дырочных состояний в электронной оболочке, их величине и структуре.

Автор признателен М. Б. Тржасковской за помощь в расчетах.

Работа поддержана РФФИ, грант 05-02-17430.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Karpeshin F. F., Novikov Yu. N., Trzhaskovskaya M. B.* // *Yad. Fiz.* 2004. V. 66. P. 234.
2. *Karpeshin F. F.* // *Nucl. Interac.* 2002. V. 143. P. 79.
3. *Karpeshin F. F., Nesterenko V. O.* // *J. Phys. G.* 1991. V. 17. P. 705.
4. *Karpeshin F. F. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 372. P. 1.
5. *Зон Б. А., Карпешин Ф. Ф.* // *ЖЭТФ.* 1990. Т. 97. С. 401.
6. *Karpeshin F. F. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 53. P. 1640.
7. *Karpeshin F. F. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1992. V. 282. P. 267.
8. *Karpeshin F. F. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 65. P. 034303.
9. *Feynman R. P.* // *Phys. Rev.* 1949. V. 76. P. 749.
10. *Goldstone J.* // *Proc. Roy. Soc.* 1957. V. 239. P. 267.
11. *Банд И. М., Листенгартен М. А., Фересин А. П.* Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии гамма-лучей. Л.: Наука, 1976.
12. *Зон Б. А., Карпешин Ф. Ф., Листенгартен М. А.* // Тез. докл. XXXI Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., 1981. С. 290.

13. Жудов В. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 549.
14. Гречухин Д. П., Солдатов А. А. Препринт ИАЭ № 2706. М., 1976.
15. Hinneburg D. // Z. Phys. A. 1981. V. 300. P. 129.
16. Kekez D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1366.
17. Гречухин Д. П., Солдатов А. А. // ЯФ. 1976. Т. 23. С. 273; Препринт ИАЭ № 3824/2. М., 1983.
18. Zon B. A., Karpeshin F. F. // Series in Optics and Photonics / Ed. S. L. Chin. V. 3: Intense Laser Phenomena and Related Subjects; IX Intern. School on Coherent Optics, Uzhgorod, May 15–20, 1989. P. 556.
19. Karpeshin F. F., Zon B. A. // Proc. of Intern. Symp. on Resonance Ionization Spectroscopy (RIS-90), Varese, Italy, 1990.
20. Kálmán P., Keszthelyi T. // Phys. Rev. A. 1993. V. 47. P. 1320; Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. 324.
21. Wheeler J. A. // Phys. Rev. 1948. V. 73. P. 1252; Rev. Mod. Phys. 1949. V. 21. P. 133.
22. Зарецкий Д. Ф. // Тр. II Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии: Докл. советских ученых. М., 1958. Т. 1. С. 462.
23. Zaretski D. F., Novikov V. M. // Nucl. Phys. 1959. V. 14. P. 540.
24. Парилус Э. С. Эффект Оже. Ташкент: ФАН, 1969.
25. Vambnyek W. et al. // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 716.
26. Delone N. B., Suran V. V., Zon B. A. Multiphoton Ionization of Atoms / Ed. by S. L. Chin, P. Lambropoulos. N. Y.: Academic Press, 1984. P. 235.
27. Luk T. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 110.
28. Balats M. Ya. et al. // Sov. Phys. JETP. 1960. V. 11. P. 1239; 1961. V. 12. P. 813.
29. Cohen J. S. // Rep. Progr. Phys. 2004. V. 67. P. 1769.
30. Daniel H. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 11; 720.
31. Russel J. E. // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 245.
32. Teller E., Weiss M. S. UCRL report No. 83616. 1979; Trans. N. Y.: Acad. Sci. 1980. V. 540. P. 222.
33. Ganzorig Dz. et al. // Nucl. Phys. A. 1980. V. 350. P. 278.
34. Беловицкий Г. Е., Сухов Л. В., Батусов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 380.
35. Oberacker V. E., Umar A. S., Karpeshin F. F. Progress in Muon Research / Ed. F. Columbus. Наппрауге, 2005: [http://arxiv.org/PS\\_cache/nucl-th/pdf/0403/0403087.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/nucl-th/pdf/0403/0403087.pdf)
36. Karpeshin F. F. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 617. P. 211.
37. Зарецкий Д. Ф., Карпешин Ф. Ф. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 306.
38. Карпешин Ф. Ф. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 18.
39. Rösel C. et al. // Z. Phys. A. 1993. V. 345. P. 425.
40. Attallah F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1711.
41. Harston M. R. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 676. P. 143.
42. Карпешин Ф. Ф., Банд И. М., Тржасковская М. Б. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116, № 5. С. 1565.
43. Банд И. М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. С. 2.
44. Carreyre T. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 63. P. 0024311.

45. Гангрский Ю. П., Карпешин Ф. Ф., Тржасковская М. Б. // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 149.
46. Карпешин Ф. Ф., Тржасковская М. Б., Гангрский Ю. П. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. С. 323.
47. Irwin G. M., Kim K. H. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 990.
48. Utter S. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 505.
49. Shaw R. W. et al. // Ibid. P. 1109.
50. Richardson D. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 3206.
51. Karpeshin F. F., Vand I. M., Trzhaskovskaya M. B. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 654. P. 579.
52. Давыдов А. С. Теория ядра. М.: Наука, 1958.
53. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971. Т. 1; 1977. Т. 2.
54. Antropov A. E. et al. // Physics of Isomers: Proc. of the 1st Intern. Workshop, St. Petersburg, June 18–21, 2000 / Eds.: F. F. Karpeshin, S. N. Abramovich, Yu. P. Gangrsky. Sarov, 2001.
55. Ахизер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1959; 1969.
56. Гольданский В. И., Летохов В. С. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 513.
57. Карпешин Ф. Ф. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 1164.
58. Vatkin I. S. // Sov. J. Nucl. Phys. 1976. V. 24. P. 235; V. 28. P. 745; 1979. V. 29. P. 749.
59. Karpeshin F. F. et al. // Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Trieste, May 19–24, 1997 / Ed. by G. Reffo, A. Ventura, C. Grandi. Italian Phys. Soc. Conf. Proc. Bologna, 1998. V. 59, Part I. P. 283.
60. Karpeshin F. F. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 3085.
61. Karpeshin F. F. et al. // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Nuclear Masses (ENAM' 98), Bellaire, Michigan, June 23–27, 1998.
62. Kuhl T. Laser Spectroscopy of the Ground-State of Hydrogen-Like Ions. GSI report. 1997; Klafit I. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 2425.
63. Любошиц В. Л., Онищук В. А., Подгорецкий М. И. // ЯФ. 1966. Т. 3. С. 420.
64. Szeripó J. et al. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 507. P. 357.
65. Wyczech S., Zylisz J. // Acta Phys. Polon. B. 1993. V. 24. P. 637.
66. Гречухин Д. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 627.
67. Баткин И. С. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 903.
68. Гречухин Д. С., Солдатов А. А. Препринт ИАЭ-2976. М., 1978.
69. Недорезов В. Г. Неупругое рассеяние электронов на ядре. М.: Наука, 1983.
70. Гречухин Д. С., Солдатов А. А. Препринт ИАЭ. М., 1982.
71. Vand I. M. et al. Program Complex RAINE. PNPI No. 289. 1976; No. 298–300. 1977.
72. Shabaev V. M. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1994. V. 27. P. 582.
73. Банд И. М., Листенгартен М. А., Тржасковская М. Б. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 64. С. 2202.
74. Карпешин Ф. Ф., Листенгартен М. А., Тржасковская М. Б. // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 1101.
75. Листенгартен М. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1960. Т. 24. С. 1041.