

О РЕЗОНАНСЕ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР ЗА СЧЕТ АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ АТОМОВ В ПЛАЗМЕ

© 2024 г. В. В. Кольцов*

АО “Радиовый институт им. В.Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, 194021 Россия

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

Поступила в редакцию 13.02.2024 г.

После доработки 13.02.2024 г.

Принята к публикации 27.02.2024 г.

Рассмотрена вероятность P_{NEET} возбуждения в плазме ядер многозарядных ионов за счет переходов в их электронных оболочках, когда разность энергий ядерного и электронного переходов ΔE_{NEET} становится малой за счет деформации электронных оболочек ионов при их столкновениях. Показано, что такой резонанс возможен только в двухкомпонентной плазме, содержащей вместе с многозарядными ионами и однозарядные ионы. При ΔE_{NEET} до ~ 100 эВ возникновение резонанса может увеличивать вероятность P_{NEET} на несколько порядков величины. Отмечается, что в плазме также появляется возможность резонансной конверсии возбуждения ядер в возбуждение их электронных оболочек.

Ключевые слова: возбуждение ядер за счет электронных переходов, возбуждение ядерных переходов в плазме, ядерные изомеры, стимуляция девозбуждения ядерных изомеров, резонансная электронная конверсия γ -лучей

DOI: 10.56304/S2079562924060198

ВВЕДЕНИЕ

Недавно впервые была получена эффективная стимуляция девозбуждения ядерных изомеров на примере изомеров ^{186m}Re [1] и ^{110m}Ag [2] в лазерной плазме, что позволяет надеяться на создание управляемого источника энергии на основе ядерных изомеров [3, 4]. Попытки эффективно стимулировать девозбуждение ядерных изомеров начались более 60 лет назад и интенсивно продолжаются в настоящее время. Сначала пытались стимулировать прямой изомерный переход — идея γ -лазера, но как констатировал один из авторов этой идеи, таким образом успеха добиться не удалось [5]. Сегодня общепринято считать, что стимуляция девозбуждения изомеров наиболее эффективна при возбуждении изомера на близкий вышележащий триггерный уровень, откуда ядро быстро переходит в основное состояние. Этот процесс интенсивно исследовался теоретически (см. ссылки, например, в [6]), однако экспериментов в этом направлении было немного. Недавно возможность такого механизма стимуляции девозбуждения изомеров была доказана экспериментально на примере изомера ^{93}Mo [7].

Возбуждение ядра возможно при переходе энергии ΔE_e в его электронной оболочке (NEET

от английского “nuclear excitation by electron transition”), если ΔE_e близка к энергии ΔE_N ядерного перехода такой же мультипольности [8]. Вероятность процесса NEET в расчете на один электронный переход дается формулой (см., например, [9])

$$P_{\text{NEET},0} = \frac{|H_{\text{NEET}}|^2}{\Delta E_{\text{NEET},0}^2 + \Gamma_e^2/4}, \quad (1)$$

где H_{NEET} — матричный элемент оператора взаимодействия атомных электронов с ядром при NEET переходе, $\Delta E_{\text{NEET},0}$ — разность энергий ядерного и электронного переходов, Γ_e — ширина электронного перехода много больше ширины ядерного перехода и определяется в основном излучением фотонов и Оже переходами. Индекс “0” в формуле (1) указывает на недеформированную электронную оболочку атома, далее также рассматривается деформация электронной оболочки при атомных столкновениях. Резонанс $\Delta E_{\text{NEET},0} < \Gamma_e$ практически не встречается, для достижения резонанса в работе [10] предложили подсветку возбужденного атома фотонами с энергией $\Delta E_{\text{NEET},0}$. Согласно недавнему обзору NEET в работе [11], ввиду малой вероятности NEET наблюдали всего в нескольких экспериментах. В работе [12] для E2-перехода в ядре ^{189}Os ($\Delta E_{\text{NEET},0} = 2.25$ кэВ) ва-

кансии в K -оболочке атома осмия создавали электронами энергии 100 кэВ, получили вероятность $P_{\text{NEET},0} = (1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-7}$ на одну образованную дырку в K -оболочке. В работе [13] исследовали $E1$ -переход в ядре ^{237}Np ($\Delta E_{\text{NEET},0} = 1.9$ кэВ), вакансии в K -оболочке нептуния создавали γ -квантами ^{57}Co , получили $P_{\text{NEET},0} = (2.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$. В работе [14] исследовали $M1$ -переход в ядре ^{197}Au ($\Delta E_{\text{NEET},0} = 48$ эВ), вакансии в K -оболочке золота создавали пучком электронов энергии 100 кэВ, получили вероятность $P_{\text{NEET},0} = (2.2 \pm 1.8) \cdot 10^{-4}$. В этом эксперименте также выяснили, что вероятность возбуждения ядра за счет неупругого рассеяния электронов намного меньше, чем за счет NEET. В более позднем эксперименте [15] был подтвержден процесс NEET на ^{197}Au при его облучении синхротронным излучением. Как видно, из-за большой расстройки резонанса $\Delta E_{\text{NEET},0}$ процесс NEET имеет малую вероятность.

В основном возбуждение ядерных уровней рассматривалось при различном облучении ядер. Это, во-первых, возбуждение ядра фотонами, резонансными ядерному переходу, для излучения в плазме впервые этот процесс был рассмотрен в работе [16]. Затем это неупругое рассеяние электронов на ядре, впервые рассмотрено в работе [17] для изомера ^{235m}U . Нет сомнения в принципиальной возможности возбуждения фотонами триггерных уровней ядерных изомеров (см. ссылки например в [3]). Так, в эксперименте [18] с изомером ^{180m}Ta при его облучении тормозным рентгеновским излучением от пучка электронов с энергией 6 МэВ наблюдали возбуждение изомера на уровни с энергий около 2 МэВ с практически непрерывным спектром и затем распад этих состояний в основное состояние ядра ^{180}Ta . Но такой способ девозбуждения изомера не подходит для создания источника энергии ввиду очень малого сечения возбуждения ядра γ -квантами большой энергии. Особый интерес вызвало заявление в работе [19] о наблюдении стимуляции двозбуждения изомера $^{178m2}\text{Hf}$ при его облучении фотонами энергии ~ 10 кэВ, но это заявление оказалось ошибочным. Возбуждение триггерных уровней более перспективно для изомеров в плазме при электронной температуре Θ_e порядка энергии триггерного перехода. В плазме одновременно присутствуют интенсивное рентгеновское излучение на частоте перехода, интенсивные потоки электронов и ионов, высокая степень ионизации атомов с изомерными ядрами. Вероятность возбуждения ядерного перехода пропорциональна времени жизни плазмы. Именно в плазме наблюдали девозбуждение изомеров ^{186m}Re и ^{110m}Ag [1, 2]. В то же время облучение вне плазмы мишеней изомера ^{186m}Re рентгеном и электронами с интегральными потоками много большими чем в плазме не привели к стимуляции девозбуждения изомеров

[1], что говорит о высокой эффективности использования именно плазмы. Для возбуждения в плазме ядерных переходов энергии ΔE_N был предложен механизм обратной электронной конверсии или сокращенно NEEC (от английского nuclear excitation by electron capture) — ядерное возбуждение при захвате электронов плазмы ионами [20]. Вероятность возбуждения ядерных уровней в этой модели согласно работе [3] можно оценить по формуле

$$P_{\text{NEEC}} = \frac{1}{\pi^2} \frac{\tau \Gamma_N}{\hbar} e^{-\Delta E_N / \Theta_e}, \quad (2)$$

где τ — время жизни плазмы, Γ_N — ширина ядерного перехода, $\hbar$ — постоянная Планка. Формула (2) получена с учетом сечения возбуждения ядра при захвате электрона плазмы ионом и распределения электронов плазмы по энергии, с использованием формулы Саха для степени ионизации атомов в плазме. Оценка (2) соответствует результатам эксперимента по возбуждению изомерного состояния энергии 76 эВ в ядре ^{235}U в плазме с температурой $\Theta_e \approx 20$ эВ [21] (описание эксперимента см. также в работе [22]). Однако неясно, можно ли захватом электронов плазмы ионами изомера ^{186m}Re объяснить по формуле (2) наблюдаемую в плазме с температурой $\Theta_e \approx 1$ кэВ стимуляцию девозбуждения изомеров ^{186m}Re [1], поскольку сейчас неизвестно, есть ли в ядре ^{186}Re подходящие триггерные уровни. Также нужно отметить результат предварительного эксперимента [2] с изомерным ядром ^{110m}Ag в плазме при $\Theta_e \approx 10$ кэВ и $\tau \approx 1$ пс. Для стимуляции девозбуждения изомера ^{110m}Ag была получена вероятность $P_{\text{ст}} \sim 10^{-5}$. Для изомера ^{110m}Ag возможен триггерный $M3$ -переход энергии 1113 эВ, согласно работе [23] ширина этого перехода $\Gamma_N \sim 10^{-24}$ эВ. Тогда оценка по формуле (2) дает вероятность $P_{\text{ст}} \sim 10^{-21}$ намного меньше наблюдавшейся. Необходимое увеличение расчетной вероятности $P_{\text{ст}}$ не может дать и учет облучения ионов с изомерными ядрами резонансным для триггерного перехода характеристическим излучением примесных атомов в плазме, предложенное в работе [3] для увеличения вероятности обратной электронной конверсии. Кроме того, возбуждение триггерных уровней в ядрах ^{93m}Mo при торможении ионов ^{93m}Mo в свинце [7] также предполагалось объяснить обратной электронной конверсией при захвате электронов проводимости ионами ^{93m}Mo . Однако оценка [24] дала вероятность такого возбуждения значительно меньше наблюдаемой. Таким образом, становится актуальным поиск новых моделей стимуляции девозбуждения изомерных ядер в плазме, и ввиду этого интересно рассмотреть особенности процесса NEET в плазме.

1. РЕЗОНАНСНЫЙ НЕЕТ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК ИОНОВ

В плазме наличие вакансий в электронных оболочках ионов создает удобные условия для процесса НЕЕТ. Для изолированных ионов разность энергий ядерного и электронного переходов $\Delta E_{\text{NEET},0}$ велика и вероятность НЕЕТ мала. Но в плазме за счет деформации электронных оболочек иона при его столкновениях с другими ионами на какое-то время энергии этих переходов могут сблизиться и тогда вероятность такого резонансного НЕЕТ резко увеличится. Если при этом происходит процесс НЕЕТ, то исходная разность энергий ядерного и электронного переходов $\Delta E_{\text{NEET},0}$ передается ионам — специфический вариант неупругого столкновения ионов. Для оценки вероятности резонансного НЕЕТ необходимо учитывать как параметры плазмы, так и специфику кратковременных возмущений ядер. При излагаемой здесь первой попытке рассмотрения этой сложной задачи для описания процесса НЕЕТ воспользуемся не строгой теорией возмущений квантовой электродинамики (см., например, [25]), а будем следовать более простому подходу работы [9], в котором использована нестационарная теория возмущений нерелятивистской квантовой механики. В этом подходе уравнение Шредингера для описания НЕЕТ включает гамильтониан, описывающий начальное Ψ_1 и конечное Ψ_2 стационарные состояния ядра и его электронной оболочки, и энергию электрон-ядерного взаимодействия. В качестве пробной функции теории возмущений берется суперпозиция начального и конечного состояний $\Psi(t) = a_1(t)\Psi_1(t) + a_2(t)\Psi_2(t)$. Принимается, что $a_2 = 0$ в момент времени $t = 0$ и вероятность нахождения системы в начальном состоянии уменьшается со временем по экспоненте $a_1(t) = \exp(-\lambda t/2)$. Постоянная распада λ связана с шириной электронного перехода Γ_e соотношением $\Gamma_e = \hbar\lambda$. Из уравнения Шредингера с учетом начальных условий следует [9]

$$a_2(t) = \frac{H_{\text{NEET}}}{i\hbar} \frac{1 - e^{-i\Delta E_{\text{NEET}}t/\hbar - \lambda t/2}}{i\Delta E_{\text{NEET}}/\hbar + \lambda/2}. \quad (3)$$

Вероятность НЕЕТ определяется квадратом модуля коэффициента $a_2(t)$:

$$P_{\text{NEET}}(t) = \frac{|H_{\text{NEET}}|^2}{\Delta E_{\text{NEET}}^2 + \Gamma_e^2/4} \times \left[1 - 2\cos\frac{t\Delta E_{\text{NEET}}}{\hbar} e^{-\lambda_e t/2} + e^{-\lambda_e t} \right]. \quad (4)$$

При больших временах t слагаемые с экспонентами равны нулю и получается выражение (1) для вероятности НЕЕТ, которое обычно и используется. Для малых значений времени

$t \Delta E_{\text{NEET}} \ll \hbar$ при разложении в ряд косинуса в выражении (4) можно ограничиться только первыми двумя членами и тогда

$$P_{\text{NEET}}(t) \approx \frac{|H_{\text{NEET}}|^2}{\hbar^2} t^2. \quad (5)$$

Согласно этому выражению, вероятность перехода определяется не разностью энергий переходов ядра и электрона, и не шириной уровней, а величиной неопределенности энергии в нестационарном процессе. Можно сказать, что эта неопределенность энергии НЕЕТ обеспечивает резонанс. Длительность такого резонансного процесса тем больше, чем меньше величина ΔE_{NEET} . Если в некоторый момент времени t_0 при столкновении ионов возникают условия резонанса, то можно считать, что до момента t_0 перехода НЕЕТ не было, полагать коэффициенты $a_1(t_0) = 1$, $a_2(t_0) = 0$ и начинать отсчитывать вероятность НЕЕТ от момента t_0 . Продолжительность резонансного процесса обозначим как $T_{\text{рез}}$. При столкновении ионов величина расстройки резонанса ΔE_{NEET} меняется во времени, поскольку зависит от расстояния R между ядрами сталкивающихся ионов. Величину $T_{\text{рез}}$ оценим из условия, при котором в выражении (4) еще справедливо приближенное представление косинуса первыми членами его разложения в ряд:

$$T_{\text{рез}} \Delta E_{\text{NEET}}(T_{\text{рез}}) = \hbar. \quad (6)$$

Вероятность НЕЕТ при резонансе дается формулой (5) при $t = T_{\text{рез}}$.

2. ДЕФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК ИОНОВ В ПЛАЗМЕ

В горячей плазме процесс НЕЕТ может происходить при рекомбинации многозарядных ионов и свободных электронов плазмы, которая возможна двумя способами. Во-первых, это захват электрона сразу на внутренние вакантные электронные уровни иона. При этом может происходить возбуждение ядра по механизму обратной электронной конверсии, или, что намного более вероятно, излучаются фотоны с энергией, равной сумме кинетической энергии электрона и энергии связи электрона в ионе. Поскольку кинетическая энергия электронов плазмы имеет непрерывный спектр, то и спектр излучения таких фотонов непрерывный. Рекомбинация может проходить и путем захвата электрона на внешние электронные оболочки иона с последующим переходом электрона на более глубокие электронные вакансии. При таких переходах излучаются фотоны с линейчатым спектром, и именно в таких переходах может происходить процесс НЕЕТ. Интенсивность линейчатого излучения составляет большую часть всего излучения плазмы, это видно например из спектра излучения лазерной плазмы из тяжелых

элементов с электронной температурой около 1 кэВ (ссылки см., например, в [26], с. 267).

В горячей плазме атомы находятся в сильно ионизованном состоянии, и энергия их стационарных электронных уровней значительно отличается от случая нейтрального атома. К тому же эта энергия непрерывно изменяется в соответствии с непрерывным изменением степени ионизации конкретного иона. Кроме того, при столкновении заряженных частиц в плазме электронные оболочки ионов деформируются и в итоге трудно рассчитать энергии электронных переходов и соответственно величину расстройки резонанса ΔE_{NEET} . Но при столкновениях ионов расстояние между их ядрами меняется непрерывно, вместе с этим непрерывно меняются энергии электронных переходов и расстройки резонанса ΔE_{NEET} . При некотором расстоянии между ядрами ионов может возникнуть резонанс $\Delta E_{\text{NEET}} \approx 0$. Расщепление и смещение электронных уровней ионов в электрическом поле сталкивающихся с ними при больших прицельных параметрах других ионов или электронов плазмы происходит за счет эффекта Штарка (см., например, [26], с. 88). Однако штарковское изменение энергии электронных уровней ионов даже в горячей плотной плазме по порядку величины не более 1 эВ (см., например, [27]) и не может привести к возникновению резонансного NEET при большой исходной расстройке резонанса $\Delta E_{\text{NEET}, 0}$, например при $\Delta E_{\text{NEET}, 0} \sim 100$ эВ. Другой масштаб изменения энергии электронных уровней ионов дает их расщепление при менее вероятном столкновении ионов с малыми прицельными параметрами. Если характерное время изменения расстояния R между ядрами ионов много больше обратных величин атомных частот, то образуются квазимолекулы. При этом от расстояния R зависят энергии переходов в электронных оболочках сталкивающихся ионов $\Delta E_e(R) = \Delta E_{e0} \pm \Delta E_{e1}(R)$, где ΔE_{e0} — энергия электронного перехода в изолированном ионе, $\Delta E_{e1}(R)$ порядка “молекулярного” расщепления электронных уровней [28]. Из всего многообразия возможностей деформации электронных оболочек ионов в плазме для оценки (а скорее для иллюстрации возможности оценки) рассмотрим молекулярное расщепление $\Delta E_{e1}(R)$ электронных уровней ионов в простейшем случае взаимодействия иона заряда Z с замкнутой электронной оболочкой и одним валентным электроном в низшем s -состоянии, и другого иона заряда Z' без валентных электронов. В этом случае в обменном взаимодействии между ионами участвует только один валентный электрон. Рассмотрение проведем применительно к столкновению ионов в лабораторной плазме, где электронная Θ_e и ионная Θ_i температуры не превышают ~ 10 кэВ. Будем иметь в виду столкновение ионов с изомерными

ядрами, для которых возможен ядерный триггерный переход, возбуждаемый плазмой. Энергии всех известных триггерных переходов более 1 кэВ и для возможности NEET нужны многозарядные ионы с изомерными ядрами химических элементов второй половины таблицы Менделеева.

Величину расщепления молекулярных уровней $\Delta E_{e1}(R)$ при столкновении ионов можно оценить, следуя методу расчета расщепления электронных уровней атомов водорода при образовании иона молекулы водорода (см., например, [29]). Величина расщепления $\Delta E_{e1}(R)$ определяется степенью перекрытия электронных волновых функций каждого из двух атомов, образующих молекулу. Для квазимолекулы из двух сталкивающихся многозарядных ионов (заряды Z и Z') с единственным валентным электроном его волновая функция локализована в пространственных областях около ядер с радиусами намного меньшими радиуса Бора $r_0 = \hbar^2/m_e e^2$, и при расстоянии $R \sim r_0$ между ядрами такой квазимолекулы величина $\Delta E_{e1}(r_0)$ очень мала. Для рассматриваемого ниже примера NEET процесса на изомере ^{110m}Ag необходимы ионы с $Z \approx 37$ и при $Z = Z'$ оценка дает для низшей электронной орбитали ничтожно малое расщепление уровней $\Delta E_{e1}(r_0) \approx 2 \cdot 10^{-10}$ эВ. В то же время для сближения двух одинаковых ионов с $Z = 37$ до расстояния $R = r_0$ нужна энергия ионов $E_i = Z^2 e^2/r_0 = 37$ кэВ, намного превосходящая достижимую среднюю энергию ионов в плазме. Таким образом, при столкновении в плазме двух многозарядных ионов не может возникнуть существенного смещения электронных уровней. Однако большое смещение электронных уровней в квазимолекуле может возникнуть при столкновении иона с большим зарядом Z и иона малого заряда Z' . В этом случае перекрытие электронных волновых функций каждого из ионов, необходимое для существенного смещения молекулярных электронных уровней, достигается за счет большого радиуса распределения волновой функции валентного электрона малозарядного иона. В случае $Z \gg Z'$ рассмотрение молекулярного расщепления электронных уровней упрощается тем, что расстояние от валентного электрона до ядра малозарядного иона мало отличается от расстояния R между ядрами сталкивающихся ионов. Оценка дает следующую величину расщепления

$$\Delta E_{e1}(R) \approx E_{Z,Z'} e^{-Z'R/r_0}, \quad E_{Z,Z'} = Z^{1/2} Z'^{3/2} \frac{e^2}{r_0}. \quad (7)$$

Анализ этого выражения показывает, что при равной энергии столкновения ионов наибольшее смещение электронных уровней происходит при меньшем заряде Z' . Например, при энергии лобового столкновения ионов $E_i = 2$ кэВ максимальное смещение уровней $\Delta E_{e1} = 100$ эВ при $Z' = 1$ и

$\Delta E_{e1} = 60$ эВ при $Z' = 2$. Таким образом, для получения наибольшего смещения электронных уровней квазимолекула в паре с многозарядным ионом должна содержать однозарядный ион, для чего в плазме должны присутствовать например ионы изотопов водорода.

Из условия резонанса $\Delta E_{e,1}(R_{\text{рез}}) = \Delta E_{\text{NEET},0}$ по формуле (7) получаем расстояние $R_{\text{рез}}$ между ядрами ионов и их относительную скорость $v_{\text{рез}}$ при резонансе

$$R_{\text{рез}} = -\frac{r_0}{Z'} \text{Ln} \frac{\Delta E_{\text{NEET},0}}{E_{Z,Z'}}, \quad v_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{2}{M_i} \left(E_i - \frac{ZZ'e^2}{R_{\text{рез}}} \right)}, \quad (8)$$

где E_i — кинетическая энергия сталкивающихся ионов в системе отсчета, связанной с их центром масс, при большом расстоянии между ионами, M_i — приведенная масса ионов. Для возникновения резонанса необходимо, чтобы минимальное возможное расстояние между ядрами сталкивающихся ионов было меньше $R_{\text{рез}}$. Тогда из формулы (8) следует условие на минимальную энергию столкновения ионов $E_{i,\text{min}}$

$$E_i > E_{i,\text{min}} = \frac{ZZ'e^2}{R_{\text{рез}}}. \quad (9)$$

3. ВЕРОЯТНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО NEET ПРИ ЛОБОВОМ СТОЛКНОВЕНИИ ИОНОВ

Пусть резонанс $\Delta E_{e,1}(R_{\text{рез}}) \approx \Delta E_{\text{NEET},0}$ возникает при расстоянии между ядрами ионов $R_{\text{рез}}$ на время $T_{\text{рез}}$ и вероятность NEET можно определить по формуле (5) при $t = T_{\text{рез}}$. Наибольшая продолжительность резонанса $T_{\text{рез}}$ достигается при совпадении резонансного расстояния $R_{\text{рез}}$ с точкой поворота ионов при их лобовом столкновении, но это очень маловероятное событие и его не рассматриваем. Рассмотрим такие лобовые столкновения ионов, при которых энергии столкновения достаточно для достижения резонанса согласно условию (9) и используя формулу (7), определим изменение расстройки резонанса ΔE_{NEET} при отклонении расстояния между сталкивающимися ионами от точки резонанса на расстояние ΔR

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{NEET}}(R_{\text{рез}} - \Delta R) &= \Delta R \frac{d[\Delta E_{e,1}(R)]}{dR} \Big|_{R=R_{\text{рез}}} = \\ &= -\Delta R \frac{Z'E_{Z,Z'}}{r_0} e^{-Z'R_{\text{рез}}/r_0}. \end{aligned} \quad (10)$$

Тогда из условия резонанса (6) получаем выражение для расстояния $\Delta R_{\text{рез}}$, при котором еще сохраняется резонанс, и для продолжительности резонанса $T_{\text{рез}}$

$$\begin{aligned} \Delta R_{\text{рез}}^2 &= \frac{\hbar v_{\text{рез}}}{4 \frac{Z'E_{Z,Z'}}{r_0} e^{-Z'R_{\text{рез}}/r_0}} \Rightarrow \\ \Rightarrow T_{\text{рез}}^2 &= 4\hbar \left(v_{\text{рез}} \frac{Z'E_{Z,Z'}}{r_0} e^{-Z'R_{\text{рез}}/r_0} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь учтено, что $T_{\text{рез}} = 4 \Delta R_{\text{рез}}/v_{\text{рез}}$, поскольку резонанс возникает при сближении и при расталкивании ионов, а также при приближении ионов к точке резонанса и при их удалении от этой точки. Тогда согласно формуле (5) выражение для вероятности NEET при однократном лобовом столкновении ионов с энергией E_i имеет вид

$$\begin{aligned} P_{\text{NEET},1}(E_Z) &\approx \left| H'_{\text{NEET}} \right|^2 \left(\frac{T_{\text{рез}}}{\hbar} \right)^2 = \\ &= \frac{4 \left| H'_{\text{NEET}} \right|^2}{\hbar v_{\text{рез}} \frac{Z'E_{Z,Z'}}{r_0} e^{-Z'R_{\text{рез}}/r_0}}. \end{aligned} \quad (12)$$

4. ВЕРОЯТНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО NEET В ПЛАЗМЕ

Для оценки вероятности резонансного NEET в плазме примем, что плазма равновесна, состоит в равной концентрации из ионов двух видов — многозарядных ионов тяжелых атомов и полностью ионизированного водорода, заряды тяжелых ионов примем равными их среднему заряду Z . Величина Z дается формулами Саха для многоступенчатой ионизации и зависит от концентрации электронов в плазме и ее электронной температуры Θ_e . При многоступенчатой ионизации меняется заряд остаточного иона, вместе с ним меняются потенциалы последующей ионизации, и определение среднего заряда иона Z при заданной температуре плазмы Θ_e оказывается сложной задачей. Далее для средней величины Z будем пользоваться табулированными результатами работы [30], полученными на основе решения системы уравнений Саха и расчета электронной конфигурации ионов.

Распределение $dn(E_i)$ ионов обоих видов по их энергии E_i в системе отсчета, связанной с центром масс сталкивающихся ионов, определяется концентрацией n_i ионов в плазме и ее ионной температурой Θ_i такой же формулой, как и распределение ионов по их кинетической энергии в лабораторной системе отсчета согласно распределению Максвелла–Больцмана (см., например, [31], с. 56)

$$dn(E_i) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{n_i \sqrt{E_i}}{\Theta_i^{3/2}} e^{-E_i/\Theta_i} dE_i. \quad (13)$$

Оценим эффективное сечение столкновения ионов $\sigma(E_i)$ при котором происходит расщепле-

ние электронных уровней по формуле (7). Будем считать, что рассеяние ионов чисто кулоновское (при малом расстоянии между ионами пренебрегаем их экранированием плазменными электронами) и используем формулу Розерфорда для связи прицельного параметра столкновения ρ_θ и угла рассеяния θ для рассеяния иона водорода на тяжелом ионе заряда Z (см., например, [32])

$$\rho_\theta = \frac{Ze^2}{2E_i} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}. \quad (14)$$

Для оценки примем, что при рассеянии “назад” ($\theta > \pi/2$) расщепление электронных уровней ионов такое же, как и при их лобовом столкновении, поскольку при рассеянии назад сближение ионов достаточно близкое, как и при лобовом рассеянии.

Такое допущение устраняет из рассмотрения большие прицельные параметры, при которых мало расщепление электронных уровней ионов. То есть сечение столкновения ионов с расщеплением электронных уровней по формуле (7) и вероятностью NEET по формуле (12) принимаем равным

$$\sigma(E_i) = \pi \rho_{\pi/2}^2 = \pi \left(\frac{Ze^2}{2E_i} \right)^2. \quad (15)$$

Определим частоту столкновений ионов с энергией E_i в интервале энергий dE_i при ионной концентрации n_i . С учетом выражения (13) для распределения ионов по энергии E_i и с учетом выражения (15) для сечения, поток ионов $d\Phi(E_i)$ и частота $d\eta(E_i)$ столкновений каждого иона заряда Z с ионами водорода при их относительной скорости v_i равны

$$\begin{aligned} d\Phi(E_i) &= v_i(E_i) dn(E_i) = \sqrt{\frac{2E_i}{M_i}} dn(E_i), \\ d\eta(E_i) &= \sigma(E_i) d\Phi(E_i) = \pi \left(\frac{Ze^2}{2E_i} \right)^2 \sqrt{\frac{2E_i}{M_i}} dn_i(E_i). \end{aligned} \quad (16)$$

Тогда в плазме вероятность P_{NEET} для NEET в каждом ионе заряда Z в единицу времени определится как вероятность $P_{\text{NEET},1}(E_i)$ для NEET при однократном лобовом столкновении с ним иона водорода по формуле (12), умноженная на частоту таких столкновений $\eta(E_i)$ по формуле (16), и все это проинтегрировано по энергии столкновений E_i . Согласно условию (9), при интегрировании нужно учитывать только ионы с энергией столкновения E_i большей, чем кулоновская энергия взаимодействия ядер ионов при резонансном расстоянии $R_{\text{рез}}$. Таким образом

$$\begin{aligned} P_{\text{NEET}} &= \frac{2\sqrt{\pi}r_0}{E_{Z,Z'}} Z^2 e^4 \frac{n_i |H_{\text{NEET}}|^2}{\hbar \Theta_i^{3/2}} e^{R_{\text{рез}}/r_0} \times \\ &\times \int_{E_{i,\min}}^{\infty} \frac{e^{-E_i/\Theta_i}}{\sqrt{E_i - \frac{Ze^2}{R_{\text{рез}}}}} \frac{dE_i}{E_i}. \end{aligned} \quad (17)$$

где величина $E_{Z,Z'}$ определяется формулой (7) при $Z'=1$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведем численную оценку вероятности резонансного NEET в расчете на изомер серебра ^{110m}Ag с ядерным триггерным переходом энергии 1113 эВ. В атоме серебра 47 электронов. Энергия связи электронов на K -оболочке равна 23 кэВ, на L -оболочке около 3 кэВ, энергия связи на следующей M -оболочке около 700 эВ [33]. Тогда для использования вышеприведенных формул необходимо рассматривать ион ^{110m}Ag с замкнутыми K и L электронными оболочками, то есть получить 37-кратные ионы. Согласно работе [30], в случае плазмы из тяжелых атомов (например золото, уран) для обеспечения среднего заряда ионов $Z \approx 40$ при плотности плазмы $\sim 1\%$ от твердотельной плотности нужна электронная температура плазмы не менее 2.6 кэВ. В 37-кратном ионе серебра с замкнутыми K и L электронными оболочками и одним валентным электроном возможные значения энергии E_e валентного электрона можно оценить как для атома водорода, но с зарядом ядра $Z = 37$, т.е. $E_{e,n} \approx -Z^2 e^4 / 2n^2 r_0$, n – целое число. Энергия связи электрона на орбитали с $n = 4$ равна $E_{e,4} = 1164$ эВ и близка к энергии ядерного триггерного перехода. При заполнении этой вакантной орбитали при электронном переходе с внешних оболочек 37-кратного иона серебра ^{110m}Ag после его рекомбинации с электроном плазмы возможен резонансный NEET процесс при деформации электронной оболочки иона ^{110m}Ag . Для получения резонанса NEET необходимо сместить электронный уровень $E_{e,4}$ приблизительно на 50 эВ. Для оценки примем несколько большее различие энергий ядерного и электронного переходов в недеформированном ионе серебра $\Delta E_{\text{NEET},0} = 100$ эВ. Примем электронную и ионную температуры плазмы равными $\Theta_e = \Theta_i = 4$ кэВ, средний заряд ионов серебра равным $Z = 37$, концентрацию ионов серебра и водорода примем равной $n_i = 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Такие высокие температура и концентрация ионов могут быть получены в импульсной лазерной плазме.

Сначала оценим вероятность $P_{\text{NEET},1}$ резонансного NEET при однократном лобовом столкнове-

нии иона ^{110m}Ag с ионом водорода при энергии частиц $E_i = 4$ кэВ. По формуле (8) относительная скорость ионов при резонансе $v_{\text{рез}} = 4 \cdot 10^7$ см/с, и по формуле (12) вероятность $P_{\text{NEET},1}$ оказывается на два порядка больше вероятности $P_{\text{NEET},0}$ по формуле (1) для NEET в изолированном ионе (без резонанса) за все время существования атомного возбуждения:

$$\begin{aligned} P_{\text{NEET},0} &= 7 \cdot 10^{19} |H_{\text{NEET}}|^2, \\ P_{\text{NEET},1} &\approx 8 \cdot 10^{21} |H_{\text{NEET}}|^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Теперь оценим вероятность NEET в плазме, используя выражение (17) для вероятности NEET в плазме в единицу времени, и учтем время жизни плазмы τ . Примем $\tau = 10^{-9}$ с, что может быть получено для импульсной лазерной плазмы. Тогда получаем выражение для вероятности NEET в ядрах ионов заряда Z

$$\begin{aligned} P_{\text{NEET},\tau} &= \frac{2\sqrt{\pi}e^4}{E_{ZZ'}} \frac{\tau n_i Z^2}{\hbar \Theta_i^{3/2}} e^{R_{\text{рез}}/r_0} |H_{\text{NEET}}|^2 \times \\ &\times \int_{E_{i,\min}}^{\infty} \frac{e^{-E_i/\Theta_i}}{\sqrt{(E_i - E_{i,\min})}} \frac{dE_i}{E_i}. \end{aligned} \quad (19)$$

Порядок величины интеграла в формуле (19) оценим, положив в подинтегральном выражении энергию ионов E_i равной их средней энергии в плазме $E_i \approx \Theta_i$, и положив интервал интегрирования по энергии равным ионной температуре плазмы Θ_i .

Тогда интеграл приближенно равен $\Theta_i^{-1/2}$ и в итоге получаем

$$\begin{aligned} P_{\text{NEET},\tau} &= 6 \cdot 10^{-36} \frac{\tau n_i Z^2}{\Theta_i^2} |H_{\text{NEET}}|^2 = \\ &= 2 \cdot 10^{23} |H_{\text{NEET}}|^2 \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (20)$$

Вероятность $P_{\text{NEET},\tau}$ на три порядка величины больше вероятности $P_{\text{NEET},0}$ нерезонансного NEET по формуле (18). Нужно отметить, что в плазме вероятность NEET без достижения резонанса фактически меньше, чем вероятность $P_{\text{NEET},0}$ для изолированного иона, поскольку время жизни возбужденного состояния иона, то есть время на NEET процесс, уменьшается за счет взаимодействия иона с плазмой.

Интересно, что деформация электронных оболочек ионов влияет не только на процесс NEET, но и на конверсионные переходы ядер в плазме. В конверсионных переходах ядер нейтральных атомов ядерное возбуждение передается на электронную оболочку атомов и излучается электрон, если энергия ядерного перехода больше энергии

связи электрона в атоме. Наличие вакансий в электронной оболочке ионов уменьшает вероятность конверсионного перехода, поскольку становится меньше электронов, которым можно передать ядерное возбуждение. С другой стороны, в этом случае возникает возможность возбуждения оставшихся электронов не в континуум, как это происходит при обычной электронной конверсии, а на вакантное стационарное состояние в электронной оболочке — так называемая резонансная электронная конверсия [10], процесс обратный по отношению к NEET. Резонансная конверсия возможна, если при столкновении ионов плазмы деформация их электронных уровней на какое-то время обеспечивает резонанс между ядерным и электронным переходами, как это было рассмотрено выше для резонансного процесса NEET в плазме. Существенно, что для стимуляции де возбуждения ядерных изомеров путем увеличения вероятности электронной конверсии нет необходимости в возбуждении изомеров на промежуточный триггерный уровень.

В заключении нужно еще раз отметить, что в плазме резонансный обмен энергией между ядром многозарядного иона и его электронной оболочкой эффективен при высокой температуре плазмы и при наличии в плазме компонента, дающего однозарядные ионы, например ионы изотопов водорода. Для возникновения условий резонанса требуется большие энергии ионов согласно условию (9), т.е. достаточно большая ионная температура плазмы. Для возможности возбуждения триггерных переходов ядер в процессе NEET необходимо большое число соответствующих вакансий в атомных оболочках ионов. Для этого, согласно формуле Саха, электронная температура плазмы должна быть порядка энергии триггерного перехода. Возможно, рассмотренные резонансные механизмы NEET и электронной конверсии за счет деформации в плазме электронных оболочек ионов являются существенными для стимуляции де возбуждения ядерных изомеров, но для выяснения этого вопроса надо провести их сопоставление с механизмом обратной электронной конверсии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит доктора Ф.Ф. Карпешина из Института метрологии им. Д.И. Менделеева (Санкт-Петербург) и профессора И.А. Митропольского из Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова за интересные обсуждения рассматриваемых в работе вопросов и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Vatulin V.V., Jidkov N.V., Rimsky-Korsakov A.A., Karasev V.V., Koltsov V.V., Kostylev A.I., Tachaev G.V.* // *Bull. Russ. Acad. Sci: Phys.* 2017. V. 81 (10). P. 1159. <https://doi.org/10.3103/S1062873817100252>
2. *Бородин В.Г., Ватулин В.В., Жидков Н.В., Елин И.П., Комаров В.М., Карасев В.В., Кольцов В.В., Малинов В.А., Мигель В.М., Попиков В.С., Римский-Корсаков А.А., Суслов Н.А., Чарухчев А.В.* // *Ядерная физика и инжиниринг.* 2019. Т. 10 (5). С. 480–488. [*Borodin V.G., Vatulin V.V., Zhidkov N.V., Elin I.P., Komarov V.M., Karasev V.V., Koltsov V.V., Malinov V.A., Migel V.M., Popikov V.S., Rimsky-Korsakov A.A., Suslov N.A., Charukhchev A.V.* // *Phys. At. Nucl.* 2019. V. 82 (12). P. 1706. <https://doi.org/10.1134/S1063778819120032>. <https://doi.org/10.1134/S207956291905004X>
3. *Koltsov V.* // *Plasma Phys. Tech.* 2021. V. 8 (1). P. 5. <https://doi.org/10.14311/ppt.2021.1.5>
4. *Кольцов В.В.* // *Ядерная физика и инжиниринг.* 2021. Т. 12 (2). С. 84–90. [*Koltsov V.V.* // *Phys. At. Nucl.* 2021. V. 84 (10). P. 1691. <https://doi.org/10.1134/S1063778821090192>. <https://doi.org/10.1134/S2079562920060329>
5. *Rivlin L.A.* // *Quantum Electron.* 2007. V. 37 (8). P. 723.
6. *Wu Yu., Gargiulo S., Carbone F., Keitel C.H., Palffy A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2022. V. 128 (16). P. 162501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.162501>
7. *Chiara C.J., Carroll J.J., Carpenter M.P., Greene J.P., Hartley D.J., Janssens R.V.F., Lane G.J., Marsh J.C., Matters D.A., Polasik M., Rzakiewicz J., Seweryniak D., Zhu S., Bottoni S., Hayes A.B., Karamian S.A.* // *Nature.* 2018. V. 554. P. 216. <https://doi.org/10.1038/nature25483>
8. *Morita M.* // *Prog. Theor. Phys.* 1973. V. 49 (5). P. 1574–1586. <https://doi.org/10.1143/PTP.49.1574>
9. *Ho Y.K., Zhang B.H., Yuan Z.S.* // *Phys. Rev. C.* 1991. V. 44 (5). P. 1910.
10. *Zon B.A., Karpeshin F.F.* // *Sov. Phys. JETP.* 1990. V. 70 (2). P. 224.
11. *Zhang H., Wang X.* *Theory of Isomeric Excitation of ^{229}Th via Electronic Processes.* *Frontiers in Physics.* 2023. Beijing: China Institute of Atomic Energy. <https://doi.org/10.3389/fphy.2023.1166566>
12. *Otaza K., Arakawa R., Saito T.* // *Nucl. Phys. A.* 1978. V. 297. P. 97.
13. *Saito T., Shinohara A., Otozai K.* // *Phys. Lett. B.* 1980. V. 92. P. 293.
14. *Fujioka H., Ura K., Shinohara A., Saito T., Otozai K.* // *Z. Phys. A.* 1984. V. 315. P. 121.
15. *Kishimoto S., Yoda Y., Seto M., Kobayashi Y., Kitao S., Haruki R., et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 1831. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.1831>
16. *Летохов В.С.* // *Квантовая электроника.* 1973. № 4 (16). С. 125.
17. *Grechukhin D.P., Soldatov A.A.* *On the Excitation of the Isomeric Level ^{235}U (73 eV, 1.2+) by Quanta and Electrons.* 1976. Moscow: Kurchatov Institute. Preprint IAE-2706 (in Russian).
18. *Collins C.B., Eberhard C.D., Glesener J.W., Anderson J.A.* // *Phys. Rev. C.* 1988. V. 37 (5). P. 2267.
19. *Collins C.B., Davanloo F., Iosif M.C., Dussart R., Hicks J.M., Karamian S.A., Ur C.A., Popescu I.I., Kirschuk V.I., Carroll J.J., Roberts H.E., McDaniel P., Crist C.E.* // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82 (4). P. 695. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.695>
20. *Goldanskii V.I., Namiot V.A.* // *Phys. Lett. B.* 1976. V. 62 (4). P. 393. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(76\)90665-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(76)90665-1)
21. *Arutyunyan R.V., Baranov I.Yu., Bolshov L.A., Vikharev V.D., Dorshakov S.A., Koltsov V.V., Kornilo V.A., Krivolapov A.A., Malyuta D.D., Polyakov G.A., Rimsky-Korsakov A.A., Smirnov V.P., Tkalya E.V.* *Excitation of the Low-Lying Isomer of Uranium-235 in a Plasma Generated by an Electron Beam.* 1990. Moscow: Kurchatov Institute/ Preprint IAE-5087/6 (in Russian).
22. *Arutyunyan R.V., Bolshov L.A., Vikharev V.D., Dorshakov S.A., Kornilo V.A., Krivolapov A.A., Smirnov V.P., Tkalya E.V.* // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1991. V. 53 (1). P. 23.
23. *Koltsov V.V.* // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2018. V. 82 (10). P. 1320. <https://doi.org/10.3103/S1062873818100143>
24. *Wu Yu., Keitel C.H., Palffy A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. P. 212501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.212501>
25. *Tkalya E.V.* // *Sov. Phys. JETP.* 1992. V. 75 (2). P. 200.
26. *Griem H.R.* *Principles of Plasma Spectroscopy.* 2005. Cambridge: Cambridge Univ. Press.
27. *Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Фомин Н.Н.* // *ВАНТ. Сер.: Мат. модел. физ. процессов.* 2007. Т. 2. С. 20.
28. *Никитин Е.Е., Смирнов Б.М.* *Медленные атомные столкновения.* 1990. Москва: Энергоатомиздат.
29. *Slater J.C.* *Quantum Theory of Molecules and Solids. V. 1. Electronic Structure of Molecules.* 1963. New York: McGraw-Hill.
30. *Ebeling W., Forster A., Fortov V.E., Gryaznov V.K., Polishchuk A.Ya.* *Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas.* *Teubner-Texte zur Physik.* 1991. V. 25. Stuttgart: Teubner.
31. *Mitchner M., Kruger C.* *Partially Ionized Gases.* 1973. New York: Wiley.
32. *Goldstein G.* *Classical Mechanics.* 1980. Massachusetts: Addison-Wesley Publ. Co.
33. *Grigoriev I.S., Meilikhov E.Z. (Eds.)* *Handbook of Physical Quantities.* 1997. Boca Raton: CRC Press.

On Resonance for Nuclear Excitation by Electronic Transitions of Atoms During Atomic Collisions in a Plasma

V. V. Koltsov*

Khlopin Radium Institute, St. Petersburg, 194021 Russia

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

Received February 13, 2024; revised February 13, 2024; accepted February 27, 2024

Abstract—The probability P_{NEET} of excitation in the nuclear plasma of multiply charged ions due to transitions in their electronic shells is considered for the case where the energy difference between nuclear and elec-

tronic transitions ΔE_{NEET} becomes small due to the deformation of the electron shells of ions during their collisions. It is shown that such a resonance is possible only in a two-component plasma containing singly charged ions along with multiply charged ions. For ΔE_{NEET} up to ~ 100 eV, the occurrence of resonance can increase the probability P_{NEET} by several orders of magnitude. It is noteworthy that resonant conversion of the excitation of nuclei into the excitation of their electron shells in the plasma is also possible.

Keywords: excitation of nuclei due to electronic transitions, excitation of nuclear transitions in plasma, nuclear isomers, stimulation of de-excitation of nuclear isomers, resonant electron conversion of γ rays