

Самоподдерживающаяся экзотермическая реакция антистоксовых гамма-переходов долгоживущих изомерных ядер. Ч.3

Л.А.Ривлин

В развитие предыдущих статей с тем же названием рассмотрены особенности хода цепной реакции при неравновесном излучении плазмы, наличии нерадиационных каналов разрядки триггерного уровня и других процессов. Даны анализ необходимой точности резонанса ядер с линейчатым спектром ионов в плазме и критерий положительного энергетического эффекта при импульсной реакции горения, а также приведен пример численной оценки параметров реакции для изомерного ядра ${}_{95}^{242}\text{Am}$.

Ключевые слова: гамма-переходы, изомерные ядра, реакция горения.

1. Введение

В [1, 2] была рассмотрена возможность осуществления нового типа цепной ядерной реакции в системе долгоживущие изомерные ядра – плотная горячая плазма. Высвобождение энергии, запасенной в метастабильных состояниях изомерных ядер, происходит в результате антистоксова перехода во вспомогательное верхнее триггерное состояние (в обход сильно запрещенного прямого перехода вниз) с последующей спонтанной разрядкой этого состояния. Переход вверх в триггерное состояние происходит при поглощении рентгеновских фотонов излучения плазмы, резонансных с триггерным переходом. Замкнутость энергетического цикла реакции обеспечивается тем, что выделяющаяся при антистоксовых переходах энергия ядер (в виде гамма-квантов, конверсионных электронов и т. п.) частично поглощается плазмой и идет на ее нагрев, а спектральные компоненты излучения плазмы, резонирующие с триггерным переходом ядер вверх, инициируют антистоксов процесс. В настоящей статье продолжено изучение различных сторон рассмотренной ядерной реакции.

2. Скоростные уравнение баланса при отклонении излучения плазмы от равновесного

В феноменологической модели реакции горения [1, 2] для спектрального состава $j(\omega)$ излучения плазмы в зоне реакции было использовано в качестве нулевого приближения равновесное планковское распределение j_{Pl} излучения абсолютно черного тела. Между тем хорошо известно, что спектральный состав $j(\omega)$ излучения плазмы с электронной температурой T отнюдь не совпадает с рас-

пределением j_{Pl} для той же температуры и сложным образом зависит от ионного состава плазмы и конкретных условий эксперимента. Если, тем не менее, сохранить нулевое приближение, т.е. планковское распределение j_{Pl} , как опорное, то следующее приближение к истинному спектральному составу излучения плазмы можно представить в виде

$$j(\omega) = \psi(\omega)j_{\text{Pl}}, \quad (1)$$

где $\psi(\omega)$ – безразмерный коэффициент, зависящий от частоты ω . В частности, триггерная спектральная составляющая плазмы на частоте ω_0 задается коэффициентом $\psi(\omega_0) \equiv \psi_0$. Аналогичным образом интегральная интенсивность излучения

$$\int_0^{\infty} \hbar\omega\psi(\omega)j_{\text{Pl}}d\omega = \Psi\sigma_{\text{St}}T^4, \quad (2)$$

где σ_{St} – постоянная Стефана.

Известно, что в результате внутреннего самопоглощения в плотной плазме интенсивность ее интегрального излучения может на много порядков уступать интенсивности, следующей из закона Стефана – Больцмана, т.е. возможно $\Psi \ll 1$. Эти соображения получают подтверждение на численных примерах [3]. Так, интегральная интенсивность излучения плазмы с концентрацией 10^{16} см^{-3} и температурой 10 кэВ в действительности соответствует не этой температуре, а температуре абсолютно черного тела, равной всего лишь 2 кэВ, т.е. $\Psi \approx 1.6 \cdot 10^{-19}$. Другой пример: примесь 1 % (по концентрации) кислорода в водородной плазме с концентрацией 10^{13} см^{-3} и температурой 10 эВ повышает интегральную интенсивность излучения за счет характеристической линии кислорода в 10^4 раз.

Таким образом, все многообразие спектрального состава излучения реальной плазмы феноменологически отображается введением коэффициентов $\psi(\omega)$ и Ψ , а балансные уравнения (15) и (16) из [2] для нормированной электронной температуры плазмы $\theta \equiv k_B T / \hbar\omega_0$ и концентрации метастабильных ядер n при нормированном времени $\kappa \equiv t/\tau_0$ приобретают вид

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 117454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: rivlin140322@mccinet.ru, rla@superlum.msk.ru

Поступила в редакцию 1 марта 2001 г.

$$\frac{d\theta}{d\kappa} = b \frac{n^*}{n_0} \left[-(\Psi\theta^4 - \theta_0^4) + \psi_0 \frac{n}{n^*} \left(\exp \frac{1}{\theta} - 1 \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$\frac{dn}{d\kappa} = -\frac{\pi}{2} \psi_0 n \left(\exp \frac{1}{\theta} - 1 \right)^{-1} + \frac{\tau_0}{V} \Phi, \quad (4)$$

где θ_0 – нормированная температура оболочки реактора; в соответствии с выражением (18) из [1] Φ – скорость притока метастабильных ядер из внешнего источника в единицу времени (причем Φ в точности равно скорости общего оттока ядер из зоны реакции, так что полная концентрация ядер $n_0 = \text{const}$ остается неизменной);

$$n^* = \frac{2\sigma_{St}\tau_0 S (\hbar\omega_0)^4}{\pi\eta\hbar\omega_{mg} V \left(\frac{\hbar\omega_0}{k_B} \right)^4} \quad (5)$$

– нормировка концентрации метастабильных ядер*;

$$b = \frac{\pi k_B \hbar\omega_{mg}}{2 \chi \hbar\omega_0} \eta; \quad (6)$$

χ – эффективная теплоемкость плазмы, отнесенная к единичной частице; $\hbar\omega_{mg}$ и $\hbar\omega_0$ – энергии метастабильного состояния и триггерного фотона соответственно; V и S – объем и площадь поверхности зоны реакции; η – отношение энергии, поглощаемой в зоне реакции, к энергии, выделяемой метастабильными ядрами; k_B – постоянная Больцмана;

$$\tau_0 = \frac{2\pi\hbar}{1 + \alpha_{tg}} \frac{\Gamma_m + \Gamma_t}{\Gamma_{tm}\Gamma_{tg}} \quad (7)$$

– характерное время антистоксова перехода (см. формулу (10) из [1], а также [4]); Γ_{tm} и Γ_{tg} – радиационные ширины переходов $t \rightarrow m$ и $t \rightarrow g$ соответственно; $\Gamma_t = \Gamma_{tm}(1 + \alpha_{tm}) + \Gamma_{tg}(1 + \alpha_{tg})$ и $\Gamma_m = \Gamma_{mg}(1 + \alpha_{mg})$ – полные ширины уровней t и m ; α_{tm} , α_{tg} и α_{mg} – коэффициенты внутренней электронной конверсии соответствующих переходов. Если, как обычно, метастабильный уровень является достаточно долгоживущим, можно положить $\Gamma_m = 0$, и тогда

$$\tau_0 \approx \frac{2\pi\hbar}{\Gamma_{tm}} \left(1 + \frac{\Gamma_{tm} + \alpha_{tm}}{\Gamma_{tg} + \alpha_{tg}} \right), \quad (8)$$

так что, если числитель и знаменатель в скобках – величины одного порядка, то характерное время τ_0 определяется в основном радиационной шириной триггерного перехода Γ_{tm} .

3. Стационарные решения уравнений баланса

Стационарные решения уравнений (3) и (4) таковы:

$$\left(\theta^4 - \frac{\theta_0^4}{\Psi} \right) \left(\exp \frac{1}{\theta} - 1 \right) = \frac{\psi_0 n}{\Psi n^*} \equiv \frac{n}{n_{\text{eff}}^*}, \quad (9)$$

$$\Phi = \frac{\pi}{2} n^* \frac{V}{\tau_0} (\Psi\theta^4 - \theta_0^4). \quad (10)$$

Первое из них существенно отличается от соответствующей

щего стационарного решения (15) из [1]: эффективная нормировка $n_{\text{eff}}^* = n^* \Psi / \psi_0$ концентрации n метастабильных ядер, используемая вместо n^* в правой части выражения (9) и на оси абсцисс S-образной диаграммы состояний [1], может оказаться заметно меньше n^* , если $\Psi / \psi_0 \ll 1$ (см. разд.2). Это дает важное указание на то, как в эксперименте следует формировать ионный состав и, соответственно, спектр плазмы (например, посредством введения ионов с линиями испускания, лежащими в области энергий триггерных фотонов $\hbar\omega_0$, для увеличения коэффициента ψ_0). Уменьшение эффективной нормировки n_{eff}^* по сравнению с n^* может играть важную роль, способствуя снижению пороговой концентрации метастабильных ядер $n_B = 0.21 n_{\text{eff}}^*$ (формула (16) из [1]). Здесь следует отметить, что изменение члена θ_0^4 / Ψ в (9) по сравнению с соответствующим членом уравнения (15) в [1] не сильно влияет на вид стационарного решения из-за того, что $\theta^4 \gg \theta_0^4$.

Устойчивость стационарного решения на верхней ветви S-образной кривой непосредственно следует из рассмотрения знаков производных при отклонении изображающей точки в любом направлении от кривой.

4. Критерий положительного энергетического эффекта при импульсной реакции горения

Каждый импульс горения, в котором высвобождается энергия метастабильных состояний

$$W = \hbar\omega_{mg} \Delta N, \quad (11)$$

иницируется внешним поджигом с энергетическим вкладом [2]

$$\Delta W = \hbar\omega_0 \frac{\chi}{k_B} (\theta_2 - \theta_1) \Delta N, \quad (12)$$

где ΔN – число ядер, в которых произошел антистоксов переход; $\theta_2 - \theta_1 < 0.25$ – разность нормированных температур средней пороговой ветви и нижней стабильной ветви S-образной кривой стационарного решения уравнений баланса [1,2]. Очевидно, что положительный физический энергетический эффект достигается при $W > \Delta W$, т. е. при

$$\frac{\chi}{k_B} < 4 \frac{\hbar\omega_{mg}}{\hbar\omega_0} < \frac{\hbar\omega_{mg}}{\hbar\omega_0} (\theta_2 - \theta_1)^{-1}, \quad (13)$$

что во многих случаях легко выполнимо. Разумеется, неизбежные потери могут привести к ужесточению этого критерия.

5. Точность резонанса ядер с линейчатым спектром ионов в плазме

Уже отмечалось, что отношение ψ_0 / Ψ может быть существенно увеличено путем намеренного введения в плазму инородных ионов с линиями излучения, совпадающими с триггерным переходом изомерного ядра. К сожалению, табличные значения энергии ядерных переходов и длин волн характеристических рентгеновских линий известны в большинстве случаев с относительной погрешностью около 0.001, так что отыскание точных резонансов ядер и ионов (атомов) трудно провести достаточно надежно.

В формуле (13) работы [1] в выражениях для n^ и q есть опечатки: в знаменателях отсутствует множитель η .

Это затруднение отчасти смягчается высокой температурой плазмы, из-за чего относительное доплеровское уширение как ядерных, так ионных (атомных) линий

$$\frac{\hbar\omega_D}{E_{mt}} \approx 8 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{A}\right)^{1/2} \quad (14)$$

(здесь A – число нуклонов в ядре; $E_{mt} = \hbar\omega_0$; T взято в электронвольтах), способствующее перекрытию резонансных кривых, может стать почти таким же, как и табличные погрешности соответствующих переходов (например, ~ 0.0001 при температуре 100 эВ). Следует отметить, что смещения линий из-за отдачи, уступающие указанным величинам на несколько порядков, могут вовсе не приниматься во внимание.

6. Реакция горения при нерадиационных каналах разрядки

В ряде случаев, когда вероятность нерадиационной разрядки триггерного уровня t становится сопоставимой с вероятностью гамма-перехода $t \rightarrow g$, следует учитывать соответствующие нерадиационные процессы, в первую очередь внутреннюю электронную конверсию. Наличие этого канала разрядки, в котором энергия $E_t - E_g$ высвобождается в виде кинетической энергии электрона, открывает возможность ее эффективного поглощения плазмой при наложении внешнего магнитного поля, препятствующего выходу электронов за пределы зоны реакции при достачно малых ее размерах. Это снимает ограничения размеров зоны реакции, рассмотренные в разд.1 работы [2], и одновременно позволяет повысить коэффициент η до максимального значения $\eta_{max} = (1 + \alpha^{-1})^{-1}$, где α – коэффициент внутренней электронной конверсии и принято, что поглощение гамма-фотонов, испускаемых наряду с конверсионными электронами, полностью отсутствует.

Между прочим, наличие быстрых электронов внутренней конверсии, покидающих магнитную ловушку (например, вдоль силовых линий магнитного поля), наводит на мысль о возможности прямого преобразования энергии реакции горения изомеров в электрическую энергию посредством торможения этих электронов внешним электрическим полем.

7. Изомерное ядро $^{242}_{95}\text{Am}$ (примерный расчет возможных параметров реакции)

Изомерное ядро $^{242}_{95}\text{Am}$ [5] привлекает внимание доступностью получения этого нуклида. В представляющем интерес диапазоне энергий оно обладает тремя уровнями: основным с угловым моментом $J_g = 1^-$, метастабильным с энергией $E_m = 48.63$ кэВ, $J_m = 5^-$ и полным временем жизни $\tau_{mg} = 141$ г., а также триггерным с $E_t = 52.9$ кэВ и $J_t = 3^-$. Таким образом, энергия триггерного фотона $\hbar\omega_0 = 4.27$ кэВ, а мультипольности переходов

$m \rightarrow g$, $t \rightarrow m$ и $t \rightarrow g$ равны E_4 , E_2 и E_2 соответственно. Основное состояние нестабильно и распадается с полупериодом 19.02 ч. (бета-эмиссия и электронный захват). К сожалению, другие экспериментальные данные об этом ядре найти не удалось и они были оценены на основании таблиц и номограмм из сборника [6]: $\Gamma_{tm} \approx 4.6 \cdot 10^{-16}$ эВ, $\alpha_{tm} \approx 6000$, $\Gamma_{tg} \approx 2.3 \cdot 10^{-11}$ эВ, $\alpha_{tg} \approx 3000$; в итоге характерное время антистоксового перехода ($\tau_0 \approx 10$ с.

Столь большое характерное время позволяет надеяться на осуществимость режима непрерывного горения. Нормировка концентрации плазмы (в см^{-3}) $n^* \approx 2.65 \times 10^{34} S/V$ довольно велика (здесь принято $\eta = 1$, что, согласно данным разд.6, достаточно правдоподобно в силу большого коэффициента внутренней электронной конверсии $\alpha_{tg} \approx 3000$). Эта нормировка может быть компенсирована малостью отношения Ψ/ψ_0 : так, при $\Psi/\psi_0 = 10^{-17}$ (см. разд.2) эффективная нормировка (в см^{-3}) $n_{eff}^* = 2.65 \cdot 10^{17} S/V$. Это позволяет, например, при $V/S = 1$ см и $n/n_{eff}^* = 0.5$ поддерживать стационарную температуру $\theta = 0.57$ (т.е. $k_B T \approx 2.45$ кэВ); соответственно, время полного сжигания изомерных ядер (формула (10) из работы [1]) и, следовательно, желательное среднее время пребывания метастабильных ядер в зоне реакции Δt_{mtg} оказываются равными 30 с.

Режим непрерывного ядерного горения с мощностью 3.4 кВт требует постоянного пополнения зоны реакции метастабильными ядрами со скоростью $\Phi = nV/\Delta t_{mtg}$, что, например, при $V = 100$ см^3 составляет $\sim 4.4 \cdot 10^{17}$ ядер в секунду. Если подобное пополнение осуществлять в виде потока ионов, то оказывается достаточным полный ионный ток порядка 70 мА. Нарращивание выходной энергии определяется возможностью увеличения реакторного объема V и ограничениями, связанными с плазменной неустойчивостью. Конструкция реактора и системы магнитного удержания плазмы, а также теоретическая и экспериментальная оптимизация спектра ее излучения (минимизация отношения Ψ/ψ_0) являются предметом дальнейшего рассмотрения. Необходимо также экспериментально уточнить основные ядерные параметры (ширины уровней и коэффициенты внутренней электронной конверсии), принятые выше в виде теоретических оценок. С учетом этих оговорок рассмотренный нуклид $^{242}_{95}\text{Am}$ представляется достаточно перспективным для первичных экспериментальных попыток.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS (грант № 9731566).

1. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **30**, 551 (2000).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **30**, 937 (2000).
3. Арцимович Л.А. *Элементарная физика плазмы* (М., Атомиздат, 1966, с.93, 97).
4. Задерновский А.А. *Квантовая электроника*, **31**, 90 (2001).
5. *Isotope Explorer*. <http://isotopes.lbl.gov/isotopes/isoexpl/isoexpl.html>
6. *Гамма-лучи*. Под ред. Л.А.Слив (М., изд-во АН СССР, 1961).