

# Самоподдерживающаяся экзотермическая реакция антистоксовых гамма-переходов долгоживущих изомерных ядер. Ч.1

Л.А.Ривлин

*Рассмотрены условия осуществления самоподдерживающейся экзотермической ядерной реакции (реакции горения) в системе долгоживущие метастабильные изомеры – квазиравновесное высокотемпературное излучение черного тела, в которой излучательный распад метастабильного состояния является результатом антистоксова процесса, протекающего в обход сильно запрещенного изомерного перехода. Антистоксов переход в зоне реакции происходит под триггерным воздействием соответствующих резонансных спектральных компонент квазиравновесного излучения, температура которого, достаточная для замыкания энергетического цикла реакции, в свою очередь поддерживается поглощением жестких фотонов, испускаемых ядрами, в зоне реакции.*

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

## Введение

Возможность использования долгоживущих ядерных изомеров для получения энергии [1] основана на существовании ядер с достаточно большими временами жизни возбужденных метастабильных состояний и удельным энергосодержанием порядка десятков мегаджоулей на грамм. Это значение примерно на два порядка уступает энергосодержанию делящихся нуклидов, но на три порядка превышает теплотворную способность углеводородного топлива.

Один из способов освобождения энергии, накопленной в возбужденных состояниях изомерных ядер, может состоять в осуществлении антистоксовых переходов  $m \rightarrow t \rightarrow g$  (рис.1), происходящих в обход сильно запрещенного перехода  $m \rightarrow g$  с поглощением фотонов стороннего излучения с энергией  $\hbar\omega_0$ , играющего триггерную роль по отношению к более энергичному спонтанному переходу  $t \rightarrow g$  с энергией  $E_t - E_g > \hbar\omega_0$ . Энергетический выигрыш этого процесса тем выше, чем сильнее это неравенство.

Перечень примеров (отнодь не исчерпывающий) некоторых долгоживущих ( $\tau_1$ ) изомеров с возможными антистоксовыми переходами приведен в таблице. (Следует заметить, что возможность использования для этих же целей стоксовых переходов ограничивается малой вероятностью стимулирования триггерного перехода вниз из долгоживущего метастабильного состояния.)

Существует множество предложений и теоретических работ, касающихся ядерных антистоксовых переходов, в том числе направленных и на создание ядерного гамма-лазера (см., напр., [2–10]), известны также эксперименты по наблюдению антистоксовых переходов в изомерах [1, 11–13].

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 117454 Москва, просп. Вернадского, 78; эл.почта: rla@superlum.msk.ru

Поступила в редакцию 3 декабря 1999 г.

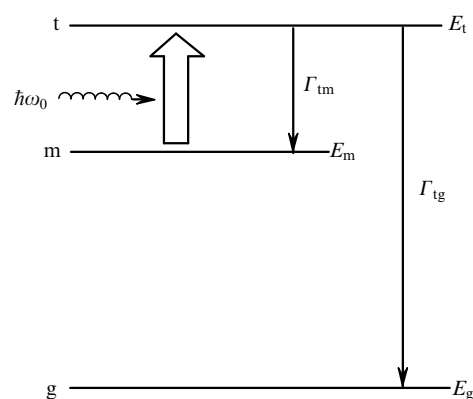


Рис.1.

Очевидно, что рациональное производство энергии с использованием антистоксовых переходов в долгоживущих метастабильных изомерах, играющих роль топлива, требует осуществления замкнутого цикла самоподдерживающихся ядерных переходов (реакции горения), в котором некоторая доля освобождающейся ядерной энергии направляется на возбуждение триггерного уровня  $t$ . Подобный цикл можно в известном смысле рассматривать как цепную реакцию. Задача настоящей работы со-

Некоторые метастабильные изомеры с возможными антистоксовыми переходами.

Изомеры	$E_{tg}$ (кэВ)	$E_{tm}$ (кэВ)	$\tau_1$ (год)
Tc <sup>97</sup>	215.7	119.2	90.1
Cd <sup>113</sup>	298.5	34.9	0.04
Cd <sup>115</sup>	229.1	48.1	44.6
Te <sup>125</sup>	321.1	176.4	0.16
Te <sup>129</sup>	180.8	75.3	0.1
Lu <sup>177</sup>	1049.5	79.3	0.44
Hf <sup>179</sup>	1105.9	0.077	0.07
Bi <sup>210</sup>	319.7	48.4	$8.2 \cdot 10^3$
Am <sup>242</sup>	59.2	4.3	141

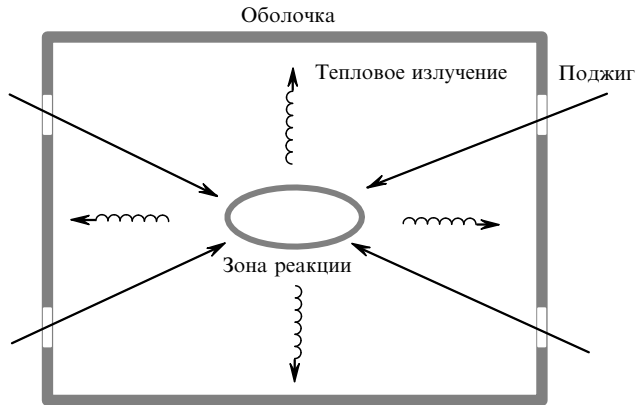


Рис.2.

стоит в рассмотрении одной из возможных версий подобного энергетического цикла.

## 1. Феноменологическая модель

Пусть изомерные ядра размещены в зоне реакции, представляющей собой полость черного тела с температурой  $T$  (рис.2). Излучение той спектральной составляющей черного тела, энергия которой совпадает с энергией  $\hbar\omega_0$  триггерного перехода  $m \rightarrow t$ , возбуждает триггерное состояние  $t$  и приводит к спонтанному испусканию фотонов с энергией  $E_t - E_g > \hbar\omega_0$ . В каждом таком акте освобождается разностная энергия  $E_m - E_g$ , поглощаемая черным телом, что поддерживает его температуру необходимой для стимулирования новых триггерных переходов  $m \rightarrow t$ .

Самоподдерживающаяся реакция горения в системе изомерные ядра – черное тело осуществляется при условии, что поглощаемая последним энергия покрывает или превышает все возможные потери, включая потери на излучение во внешнюю среду (на рис.2 эта среда показана в виде поглощающей тепловое излучение оболочки, поддерживаемой при температуре  $T_0$ ). Такие потери в сущности являются полезным энергетическим результатом всего процесса.

Можно представить себе различные способы физической реализации зоны реакции, заполненной высокотемпературным квазиравновесным излучением, в частности с использованием горячей плазмы с магнитным либо инерционным удержанием того или иного типа и/или полости-«хольраума», аналогичной применяемым в экспериментах по инерциальному термоядерному синтезу (см., напр., недавние результаты [14–17]). Очевидно, что реакция горения рассматриваемого типа не может стартовать из «холодного» состояния и, следовательно, требует предварительной операции нагрева зоны («поджига») (рис.2).

## 2. Сечение и вероятность антистоксова перехода

Антистоксов переход  $m \rightarrow t \rightarrow g$  в ядре со структурой уровней, показанной на рис.1, происходит под действием стороннего фотонного поля и состоит из перехода  $m \rightarrow t$  с поглощением фотона с энергией  $\hbar\omega_0$  и возбуждением ядра в триггерное состояние  $t$  и последующего перехода  $t \rightarrow g$  со спонтанным испусканием фотона с энергией  $E_t - E_g$ . Следуя работе [7], сечение такого антистоксова

перехода можно оценить по формуле Брейта – Вигнера

$$\sigma_{mtg} = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\tilde{\Gamma}_{tm}\tilde{\Gamma}_{tg}}{(\Gamma_t/2)^2 + (\hbar\Delta\omega)^2}, \quad (1)$$

где  $\lambda = 2\pi c/\omega_0$  – длина волны стороннего возбуждающего фотона;  $\Gamma_t = \Gamma_{tm} + \Gamma_{tg} + \dots$  – полная ширина уровня  $t$ , включающая в себя ширины переходов  $t \rightarrow m$  и  $t \rightarrow g$ , а также ширины переходов, обусловленных всеми другими возможными каналами распада, в том числе, например, и внутренней конверсией электрона;  $\hbar\Delta\omega = E_t - E_m - \hbar\omega_0$  – отстройка энергии триггерного фотона от точного резонанса с переходом  $m \rightarrow t$ ;

$$\tilde{\Gamma}_{tm} = \Gamma_{tm} \left(1 - \frac{\hbar\Delta\omega}{E_t - E_m}\right)^{2L_{tm}+1}; \quad (2)$$

$$\tilde{\Gamma}_{tg} = \Gamma_{tg} \left(1 - \frac{\hbar\Delta\omega}{E_t - E_g}\right)^{2L_{tg}+1}; \quad (3)$$

где  $L_{tm}$  и  $L_{tg}$  мультипольности переходов  $t \rightarrow m$  и  $t \rightarrow g$  соответственно.

Отсюда получаем сечение

$$\begin{aligned} \sigma_{mtg} &= \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma_{tm}\Gamma_{tg}}{(\Gamma_t/2)^2 + (\hbar\Delta\omega)^2} \left(1 - \frac{\hbar\Delta\omega}{E_t - E_m}\right)^{2L_{tm}+1} \\ &\times \left(1 - \frac{\hbar\Delta\omega}{E_t - E_g}\right)^{2L_{tg}+1} \approx \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma_{tm}\Gamma_{tg}}{(\Gamma_t/2)^2 + (\hbar\Delta\omega)^2} \\ &\times \left[1 - \left(\frac{2L_{tm}+1}{E_t - E_m} + \frac{2L_{tg}+1}{E_t - E_g}\right)\hbar\Delta\omega\right], \end{aligned} \quad (4)$$

где приближенное равенство в пределах лоренцевской ширины справедливо в силу малости расстройки от резонанса

$$|\hbar\Delta\omega| \ll E_t - E_m, \quad |\hbar\Delta\omega| \ll E_t - E_g. \quad (5)$$

Вероятность антистоксова перехода с сечением  $\sigma_{mtg}$

$$w_{mtg} = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{mtg} j(\omega) d\omega, \quad (6)$$

где интеграл берется по всем частотам  $\omega$  при соответствующей спектральной плотности  $j(\omega)$  стимулирующего излучения. Поскольку ширина сплошного спектра квазиравновесного излучения в зоне реакции существенно больше лоренцевской, можно считать его спектральную плотность  $j(\omega)$  постоянной вблизи резонанса, и тогда вероятность антистоксова перехода

$$w_{mtg} = \frac{\lambda^2}{8\pi\hbar} \frac{\Gamma_{tm}\Gamma_{tg}}{\Gamma_t} j(\omega). \quad (7)$$

Заметим, что при получении выражения (7) в подынтегральном выражении (6) опущена малая добавка к сечению  $\sigma_{mtg}$ , явно зависящая от мультипольностей  $L_{tm}$  и  $L_{tg}$ .

Если аппроксимировать спектральную плотность излучения в зоне реакции планковской функцией для равновесного излучения абсолютно черного тела с температурой  $T$

$$j_{Pl} = \frac{2\pi/\lambda^2}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \quad (8)$$

( $k$  – постоянная Больцмана), то вероятность антистоксова перехода

$$w_{\text{mtg}} = \frac{\Gamma_{\text{tm}}\Gamma_{\text{tg}}}{4\hbar\Gamma_{\text{t}}} \left( \exp \frac{\hbar\omega_0}{kT} - 1 \right)^{-1}, \quad (9)$$

а среднее время жизни долгоживущего метастабильного изомера в зоне реакции оценивается как

$$\Delta t_{\text{mtg}} \equiv \frac{1}{w_{\text{mtg}}} = \frac{2}{\pi} \tau_0 \left( \exp \frac{\hbar\omega_0}{kT} - 1 \right), \quad (10)$$

где  $\tau_0 = \tau_{\text{tm}}\tau_{\text{tg}}/\tau_{\text{t}}$  – характерное время перехода;  $\tau_{\text{tm}} = 2\pi\hbar/\Gamma_{\text{tm}}$ ,  $\tau_{\text{tg}} = 2\pi\hbar/\Gamma_{\text{tg}}$ ,  $\tau_{\text{t}} = 2\pi\hbar/\Gamma_{\text{t}}$  – времена жизни состояний по отношению к переходам  $t \rightarrow m$ ,  $t \rightarrow g$  и полное время жизни состояния  $t$  соответственно. Если  $\Gamma_{\text{t}} = \Gamma_{\text{tm}} + \Gamma_{\text{tg}}$ , то

$$\Delta t_{\text{mtg}} = \frac{2}{\pi} (\tau_{\text{tm}} + \tau_{\text{tg}}) \left( \exp \frac{\hbar\omega_0}{kT} - 1 \right). \quad (11)$$

Представление о возможном масштабе  $\Delta t_{\text{mtg}}$  дает такой пример:  $\Delta t_{\text{mtg}} = 3.4$  мкс, если  $\hbar\omega_0 = 100$  эВ,  $kT = 25$  эВ и  $\tau_0 = 100$  нс.

### 3. Уравнение баланса в зоне реакции

Скорость изменения энергии излучения  $Q$ , аккумулированной в зоне реакции, задается уравнением баланса

$$\frac{dQ}{dt} = -\sigma(T^4 - T_0^4)S + w_{\text{mtg}}\hbar\omega_{\text{mg}}nV\eta, \quad (12)$$

где  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12}$  Вт/(см<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>) – постоянная Стефана – Больцмана;  $T$  – температура квазиравновесного излучения в зоне реакции;  $T_0$  – температура наружной оболочки, окружающей зону и воспринимающей идущее из нее тепловое излучение (рис.2);  $n$  – объемная концентрация метастабильных ядер;  $V$  и  $S$  – объем и площадь наружной поверхности зоны реакции;  $\eta$  – доля фотонов с энергией  $\hbar\omega_{\text{tg}}$ , поглощаемая в зоне реакции;  $t$  – время. Первый член в правой части уравнения (12) описывает радиационный энергообмен между зоной реакции и наружной оболочкой, второй член – приток энергии в зону в результате антистоксова процесса.

Следует подчеркнуть, что достаточная эффективность  $\eta$  поглощения и удержания испускаемых фотонов с энергией  $\hbar\omega_{\text{tg}}$  в зоне реакции представляется существенно важным фактором, являющимся, возможно, одним из узких мест всей схемы. В безразмерных переменных

$$\theta = \frac{kT}{\hbar\omega_0}, \quad \theta_0 = \frac{kT_0}{\hbar\omega_0}, \quad \alpha = \frac{t}{\tau_0}, \quad q = \frac{2Q}{\pi V \hbar\omega_{\text{mg}} n^*}, \quad (13)$$

$$n^* = \frac{2\sigma S}{\pi V} \left( \frac{\hbar\omega_0}{k} \right)^4 \frac{\tau_0}{\hbar\omega_{\text{mg}}}$$

балансное уравнение (12) выглядит так:

$$\frac{dq}{d\alpha} = -(\theta^4 - \theta_0^4) + \frac{n}{n^*} (\exp \theta^{-1} - 1)^{-1}. \quad (14)$$

Представление о возможном масштабе нормировочной константы  $n^*$  дает следующий пример:  $n^* = 8.4 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, если  $\hbar\omega_0 = 100$  эВ,  $\hbar\omega_{\text{mg}} = 500$  кэВ,  $\eta = 1$ ,  $\tau_0 = 100$  нс и  $V/S = 1$  см.

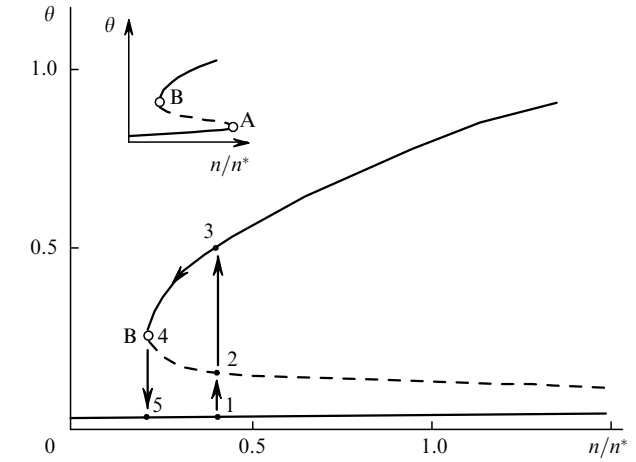


Рис.3.

Стационарное ( $d/dx = 0$ ) решение уравнения баланса задается трансцендентным уравнением

$$(\theta^4 - \theta_0^4) (\exp \theta^{-1} - 1) = \frac{n}{n^*}. \quad (15)$$

Кривая  $\theta(n)$ , отражающая стационарное состояние, имеет S-образную форму (рис.3) с двумя характерными точками А и В, в которых  $d\theta/dn \rightarrow \infty$ ,

$$\theta_A \approx \theta_0(1 + \theta_0), \quad n_A \approx 4n^* \theta_0^5 \exp \theta_0^{-1}, \quad (16)$$

$$\theta_B \approx 0.25, \quad n_B \approx 0.21n^*$$

(переменные в точке А вычислены при допущении  $\theta_0 \ll 1$ , а в точке В – при  $\theta_0^4 \ll \theta^4$ ).

Первая из характерных точек А находится недостижимо далеко по оси абсцисс: так,  $n_A/n^* = 4 \cdot 10^{84}$  при  $\theta_0 = 0.025$  (точка А показана на врезке к рис.3 без соблюдения масштаба). Зато вторая (точка В) обладает вполне реализуемыми координатами и служит точкой перехода от неустойчивой ветви кривой с  $d\theta/dn < 0$  (показана штриховой линией), играющей роль пороговой или стартовой кривой реакции, к верхней, устойчивой ветви стабильного режима с  $d\theta/dn > 0$ .

### 4. Ход реакции горения

Ход реакции горения может быть представлен схематически в следующем виде. Исходное состояние задается точкой 1 (рис.3) на нижней устойчивой ветви S-образной кривой со стартовой концентрацией метастабильных ядер  $n/n^* > n_B/n^* = 0.21$ , находящихся при температуре  $\theta = \theta_0$  окружающей среды. При этом отсутствуют как антистоксовы переходы, так и реакция горения. Затем извне производится быстрое повышение температуры в зоне до  $\theta_0 < \theta < \theta_B$  и изображающая точка перемещается вверх на неустойчивую пороговую ветвь кривой в точку 2.

Этот процесс может быть назван «поджигом» реакции по той причине, что из-за неустойчивости точки 2 далее происходит скачок в точку 3, сопровождающийся лавинообразным повышением температуры до  $\theta > \theta_B$ . Точка 3 является устойчивой при условии неизменности исходной концентрации метастабильных ядер  $n$ , которые, однако, распадаются в ходе реакции горения. При этом для поддержания стационарной реакции с параметрами, отображаемыми точкой 3, и с выходной мощностью

$$\mathcal{P} = \frac{\pi}{2} \hbar \omega_{\text{mg}} \frac{n^* V}{\tau_0} (\theta^4 - \theta_0^4) \quad (17)$$

необходим постоянный приток в зону реакции новых метастабильных ядер со скоростью

$$\Phi = \frac{\mathcal{P}}{\hbar \omega_{\text{mg}}}. \quad (18)$$

При скорости поступления новых метастабильных ядер в зону реакции, превышающей  $\Phi$ , изображающая точка перемещается из положения 3 вправо по стационарной ветви кривой и наоборот. Если же  $\Phi = 0$ , т. е. запас распадающихся в ходе реакции горения метастабильных ядер не пополняется, то изображающая точка быстро перемещается по стационарной ветви кривой влево вплоть до характерной точки В (или 4), где происходит скачкообразный сброс на нижнюю стационарную ветвь кривой в точку 5, т. е. реализуется лавинное охлаждение и срыв реакции, протекающей в этом случае в импульсном режиме.

## 5. Некоторые количественные оценки

Приводимые ниже оценки сделаны для произвольно выбранного, но вполне реалистического набора параметров импульсного варианта хода реакции горения:

Освобождаемая в элементарном антистоксовом акте энергия $\hbar \omega_{\text{mg}}$ . . . . .	500 кэВ
Энергия триггерного фотона $\hbar \omega_0$ . . . . .	100 эВ
Характерное время перехода $\tau_0$ . . . . .	100 нс
Отношение объема к поверхности зоны $V/S$ . . . . .	1 см
Доля $\eta$ фотонов с энергией $\hbar \omega_{\text{lg}}$ , поглощаемая в зоне . . . . .	1
Объем зоны $V$ . . . . .	100 см <sup>3</sup>
Нормировочная концентрации ядер $n^*$ . . . . .	8.4 · 10 <sup>18</sup> см <sup>-3</sup>
Стартовая концентрация ядер $n$ . . . . .	2.5 · 10 <sup>18</sup> см <sup>-3</sup>
Температура внешней оболочки $T_0(\theta_0)$ . . . . .	2.5 эВ (0.025)
Температура «поджига» $T_2(\theta_2)$ . . . . .	17 эВ (0.17)
Максимальная температура в зоне реакции $T(\theta)$ . . . . .	42 эВ (0.42)
Расход концентрации ядер в импульсе $\Delta n$ . . . . .	7.6 · 10 <sup>17</sup> см <sup>-3</sup>
Время жизни метастабильного ядра в зоне реакции $\Delta t_{\text{mtg}}$ . . . . .	630 нс
Освобожденная энергия в импульсе . . . . .	6.1 МДж
Мощность излучения в импульсе (оценка сделана в предположении, что длительность импульса составляет 5 характерных времен перехода) . . . . .	1.9 ТВт

## Заключение

Проведенное рассмотрение и некоторые простейшие количественные оценки свидетельствуют о внутренней непротиворечивости (по крайней мере на уровне феноменологической модели) концепции самоподдерживающейся экзотермической реакции антистоксовых гамма-переходов долгоживущих изомерных ядер как способа производства энергии в импульсном, импульсно-периодическом и, быть может, непрерывном режимах.

Не следует исключать возможность приложения этой концепции к задачам создания источников рентгеновского излучения с высокими яркостью и общей интенсивностью, в частности для экспериментов по инерциальному теромоядерному синтезу, для накачки рентгеновских и ядерных гамма-лазеров [10] и др.

Предложенный общий подход подлежит дальнейшему анализу и детализации, направленным на решение задач физической реализации высокотемпературной зоны реакции разных типов (магнитно или инерционно удерживаемая плазма и/или полость черного тела – «хольраум» и др.); на осуществление быстрого «поджига» реакции с помощью излучения плотной плазмы, генерируемой в фокусе мощного оптического лазера (здесь уместно упомянуть об успешных экспериментах по возбуждению низколежащих ядерных уровней в лазерной плазме [18]) или в Z-пинче взрывающейся проволоочки (последним способом во вторичном «хольрауме» удается достигнуть излучательной температуры порядка сотен электронвольт (см., напр., [14–17] и др.)); на анализ поглощения фотонов, испускаемых в зону реакции, динамики и устойчивости протекающих в ней процессов и др.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS (грант № 97-31566).

- Collins C.V., Carroll J.J. *Hyperfine Interaction*, **107**, 3 (1997).
- Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **21**, 286 (1975).
- Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Квантовая электроника*, **3**, 634 (1976).
- Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **4**, 676 (1977).
- Arad B., Eliezer S., Paiss Y. *Phys.Letts A*, **74**, 395 (1979).
- Ишханов Б.С., Пискарев И.М. *Ядерная физика*, **32**, 593 (1980).
- Becker W., Schlicher R.R., Scully M.O. *Phys.Letts A*, **106**, 441 (1984).
- Элиэзер Ш., Мартинец-Валь Х.М., Пайсс Й., Веларде Г. *Квантовая электроника*, **22**, 1140 (1995).
- Eliezer S. et al. *Laser Phys.*, **5**, 323 (1995).
- Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
- Collins C.V. et al. *Phys.Rev.C*, **37**, 2267 (1988).
- Collins C.V. et al. *Laser Phys.*, **9**, 8 (1999).
- Collins C.V. et al. *Phys.Rev.Letts*, **82**, 695 (1999).
- Porter J.L. Jr. et al. *Abstr. I Intern.Conf.Inertial Fusion Sciences and Applications IFSA '99* (Bordeaux, France, 1999, p.18).
- Sanford T.W.L. et al. *Abstr. I Intern.Conf.Inertial Fusion Sciences and Applications IFSA '99* (Bordeaux, France, 1999, p.23).
- Lash J.S. et al. *Abstr.I Intern.Conf.Inertial Fusion Sciences and Applications IFSA '99* (Bordeaux, France, 1999, p.141).
- McFarlane J.J. *Abstr.I Intern.Conf.Inertial Fusion Sciences and Applications IFSA '99* (Bordeaux, France, 1999, p.216).
- Андреев А.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 343 (1999).

### L.A.Rivlin. Self-sustained exothermic reaction of anti-Stokes gamma transitions in long-lived isomeric nuclei. I

The conditions for implementing a self-sustained exothermic nuclear (combustion) reaction in a system comprising long-lived metastable isomers and quasi-equilibrium high-temperature black-body radiation are examined. In this system the radiative decay of the metastable state is a result of an anti-Stokes process bypassing a strongly forbidden isomeric transition. The anti-Stokes transition in the reaction zone is triggered by the corresponding resonance spectral components of the quasi-equilibrium radiation, the temperature of which, sufficient to close the energy reaction cycle, is in its turn maintained by the absorption of hard protons, emitted by nuclei, in the reaction zone.