

ДВУХСТАДИЙНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ

В. И. Гольданский, Ю. Казан, В. А. Намиот

Обсуждается возможность увеличения плотности возбужденных ядер, если импульсный радиационный захват нейтронов с заселением мессбауэровского уровня происходит в одной мишени, а затем испускаемые γ -кванты резонансно поглощаются во второй мишени.

В недавних работах [1, 2] был проведен анализ возможностей создания лазера на ядерных γ -переходах (газера), приведший к выводу о необходимости импульсной накачки мессбауэровских уровней путем радиационного захвата нейтронов.

При этом было показано, что критическая концентрация возбужденных ядер $n_{кр}^*$, необходимая для генерации стимулированного излучения, весьма велика, и это приводит к необходимости иметь очень большие нейтронные потоки за короткие промежутки времени [1].

Однако, общее число возбужденных пар, достаточное для обеспечения стимулированной генерации, оказывается сравнительно невелико — $10^{13} - 10^{15}$. Это обстоятельство позволило сформулировать некую общую идею одновременного возбуждения при $n\gamma$ -захвате ядерных изомеров и их выделения за счет отдачи, используя при этом специально разветвленную поверхность мишени [2]. Такой вариант резко снижает требования к величине нейтронного потока накачки газа.

Снижение нейтронного потока, необходимого для обеспечения заданной плотности возбужденных ядер, может быть в принципе достигнуто и путем двухстадийного возбуждения мессбауэровских уровней. На первой стадии происходит импульсный радиационный захват нейтронов в твердой мишени с заселением мессбауэровского уровня соседнего по массовому числу ядра. Излучаемые резонансные γ -кванты затем захватываются ядрами второй твердой мишени. При этом, если, как это обычно бывает, сечение резонансного захвата γ -квантов во второй мишени $\sigma_{рез}^{(2)}$ много больше сечения $n\gamma$ -захвата в первой мишени $\sigma_{n\gamma}^{(1)}$, то можно ожидать, что плотность возбужденных ядер во второй мишени n_2^* будет существенно больше, чем в первой — n_1^* (Определяющей характеристикой является именно плотность возбужденных ядер — см. [1]).

Для обеспечения инверсной заселенности в мишени 2 можно воспользоваться возможностями, характерными для многоуровневых систем, например, создать преимущественную заселенность одного из подуровней сверхтонкой структуры основного состояния ядра при сверхнизких температурах. При этом в качестве рабочего будет использоваться переход на незаселенный подуровень сверхтонкой структуры, которому отвечает несколько меньшая частота.

Следует отметить, что двухстадийная накачка имеет также и то преимущество, что она позволяет разделить область нейтронной накачки, где особенно трудно избежать разогрев, и область, где должна собственно реализоваться обратная заселенность.

Если обозначить интегральный импульсный поток нейтронов на мишени 1 (с плотностью рабочих ядер n_1) через J_n , то плотность возбужденных ядер в этой мишени с толщиной порядка характерной нейтронной длины поглощения $\ell_n^{(1)}$ определится как

$$n_1^* = J_n n_1 \sigma_{n\gamma}^{(1)} \eta, \quad (1)$$

где η относительная вероятность заселенности мессбауэровского уровня при захвате нейтрона.

Интегральный поток мессбауэровских γ -квантов, вылетающих в направлении мишени 2, соответственно равен:

$$J_\gamma = \beta J_n \eta \frac{\sigma_{n\gamma}^{(1)}}{\{\sigma_{n\gamma}^{(1)}, \sigma_\gamma^{(1)}\}_{\max}} \frac{f_1}{1 + \alpha}, \quad (2)$$

где α — коэффициент внутренней конверсии; f_1 — вероятность эффекта Мессбауэра в мишени 1; $\beta < \frac{1}{2}$ — геометрический фактор.

Плотность возбужденных ядер в мишени 2 (с плотностью мессбауэровского изотопа n_2), возникающих в результате резонансного поглощения, будет определяться соотношением:

$$n_2^* \approx J_\gamma n_2 \pi \chi^2 \frac{f_2}{1 + \alpha} F_\tau, \quad (3)$$

где f_2 – вероятность эффекта Мессбауэра в мишени 2 (Для простоты здесь и далее опущены спиновые множители, а ширины уровней Γ_0 , Γ_1 и Γ_2 предполагаются одинаковыми). В (3) введен множитель F_τ , учитывающий неизбежное размытие во времени процесса двухстадийного возбуждения в результате конечной продолжительности жизни изомерного состояния в обоих мишенях. Тривиальная оценка показывает, что $(F_\tau)_{\max} \approx 0,2$.

Сравнивая (3) и (1), находим, что интересующее нас соотношение плотностей возбужденных ядер в обоих мишенях имеет вид:

$$\frac{n_2^*}{n_1^*} \approx \beta F_\tau \frac{n_2}{n_1} \frac{\pi \chi^2}{\{\sigma_{n\gamma}^{(1)}, \sigma_\gamma^{(1)}\}_{\max}} \frac{f_1 f_2}{(1 + \alpha)^2} \quad (4)$$

(Предполагается, естественно, что сечение резонансного ядерного поглощения γ -квантов велико по сравнению с сечением поглощения на электронах).

Выражение (4) имеет очень наглядную структуру. Возможность относительного возрастания плотности возбужденных ядер во втором

кристалле предопределяется большим множителем $\frac{\pi \chi^2}{\{\sigma_{n\gamma}^{(1)}, \sigma_\gamma^{(1)}\}_{\max}}$.

Этот рост частично компенсируется последним множителем в (4), зависящим от произведения вероятностей эффекта Мессбауэра для распада ядра в первом кристалле и поглощения γ -квантов во втором, а также от уменьшения числа вылетающих из первого кристалла γ -квантов и их сечения поглощения во втором кристалле за счет конверсии $((1 + \alpha)^{-2})$. Этот множитель делает невыгодным использование двухстадийной накачки как для переходов с большой энергией (малые значения f_1, f_2), так и с предельно малой (большие значения α). Оптимальными оказываются переходы с энергиями порядка 30 – 50 кэв, для которых отношение n_2^*/n_1^* может составлять 10 ÷ 100.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 июня 1973 г.

Литература

- [1] В.И.Гольданский, Ю.Каган. ЖЭТФ, 64, 90, 1973.
[2] В.И.Гольданский, Ю.Каган. Доклад на научной сессии "Отделения общей физики и астрономии" и "Отделения ядерной физики" АН СССР 28 декабря 1972 г., УФН, 110, 445, 1973.