

УДК 621.373.826

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В. А. Бушуев
А. В. Колпаков
Р. Н. Кузьмин
Е. М. Сапрыкин
Д. А. Шалабаев

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КУЛОНОВСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ, В ТОМ ЧИСЛЕ ЛАЗЕРНЫХ, ИСТОЧНИКОВ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Практически неисследованной является проблема получения мощного излучения рентгеновского диапазона длин волн ($\lambda \sim 1 \text{ \AA}$) с помощью кулоновского возбуждения (КВ) ядер мёссбауэровских изотопов быстрыми заряженными частицами. Пусть частица с зарядом Z_1 и атомным номером A_1 налетает на частицу с Z_2 и A_2 , и пусть одна из них является мёссбауэровским изотопом. Если энергия налетающей частицы E меньше кулоновского барьера, процесс КВ ядерного перехода является доминирующим и его сечение¹ имеет вид

$$\sigma = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sigma_{E\lambda}, \quad (1)$$

где парциальные сечения $\sigma_{E\lambda}$ электрического перехода мультипольности E определяются выражением

$$\sigma_{E\lambda} = C_{E\lambda} E^{\lambda-2} (E - \Delta E')^{\lambda-1} B(E\lambda) f_{E\lambda}(\eta, \xi), \quad (2)$$

где

$$C_{E\lambda} = \frac{z_1^2 A_1}{40} \left[0,07 \left(1 + \frac{A_1}{A_2} \right) Z_1 Z_2 \right]^{-2\lambda+2} \text{ (барн)},$$

$$\eta = Z_1 Z_2 (A_1/40E)^{1/2}, \quad \xi = 0,079 Z_1 Z_2 A_1^{1/2} \Delta E' (E - 0,5 \Delta E')^{-3/2},$$

ΔE — энергия возбуждения ядра, значения E и ΔE даны в МэВ, $\Delta E' = [1 + (A_1/A_2)] \Delta E$; η и ξ — параметры кулоновской функции f_E , которая быстро падает с увеличением ξ . Таблицы значений функции f_E приведены в работе [1]. Приведённые вероятности $B(E\lambda)$ просто связаны с временем жизни τ возбужденного состояния по отношению к γ -распаду соответствующей мультипольности и могут быть оценены, если известно τ [1].

¹ Принципиальная возможность выделения следует из того, что ионы с возбужденными и невозбужденными ядрами имеют после пролета возбуждающей мишени различные кинетические энергии, отличающиеся на энергию ядерного перехода ($\sim 10-100$ кэВ); поэтому ионы могут быть пространственно разделены при их пролете через сильное магнитное поле, находящееся за мишенью и по-разному отклоняющее заряженные частицы.

Выражения (1)—(2) были использованы для оценки выхода возбужденных ядер. Результаты соответствующих расчетов при $E \sim 100$ —500 МэВ приведены в табл. 1 для наиболее перспективных мёссбауэровских изотопов Fe^{57} , Tm^{169} , Ta^{181} и Gd^{160} . Доля возбужденных ядер Y по отношению к падающему потоку оценивалась по формуле для выхода из толстой мишени [1]: $Y = \sigma E N k / (dE/ds)$, где N — плотность ядер мишени, dE/ds — тормозная способность вещества мишени, k — коэффициент, зависящий от энергии E и типа перехода. Это либо мёссбауэровские переходы, либо переходы, каскад с которых в значительной мере питает мёссбауэровский уровень с энергией E_0 и временем жизни τ_0 .

Таблица 1

| Ядро пучка | Ядро мишени | E , МэВ | ΔE , кэВ | Тип перехода | Параметры | | σ , барн | Выход Y , 10^{-6} | E_0 , кэВ | τ_0 , с |
|-------------------|-------------------|-----------|------------------|--------------|-----------|-------|-----------------|-----------------------|-------------|---------------------|
| | | | | | η | ξ | | | | |
| Fe^{57} | Kr^{84} | 200 | 136 | $E 2$ | 100 | 0,1 | 0,7 | 6 | 14,4 | $9,8 \cdot 10^{-8}$ |
| Tm^{169} | Xe^{131} | 500 | 119 | $E 2$ | 340 | 0,1 | 90 | 150 | 8,4 | $3,7 \cdot 10^{-8}$ |
| Ta^{181} | Ar^{40} | 100 | 6,3 | $E 1$ | 280 | 0,05 | 0,2 | 0,6 | 6,3 | $6,8 \cdot 10^{-8}$ |
| Kr^{84} | Gd^{160} | 500 | 76 | $E 2$ | 150 | 0,02 | 200 | 600 | 76 | $2,5 \cdot 10^{-9}$ |

Таким образом, в отличие от схемы возбуждения ядер среды пролетающей заряженной частицей, нами предложен другой перспективный метод, когда бомбардирующие ядра мёссбауэровского изотопа возбуждаются при их пролете через мишень и попадают затем на подложку.

2. Оценим эффективность КВ для получения мощных источников мёссбауэровского излучения. Рассмотрим вначале спонтанное γ -излучение. Активность Q γ -источника из осажденных на подложке через пролетное время $\Delta t \ll \tau_0$ возбужденных ядер равна $Q = 2,7 \cdot 10^8 JY \kappa^{-1}$ кюри, где J — ток в ускорителе в амперах, κ — степень ионизации ионов пучка, а интенсивность γ -излучения без отдачи $I = 8 \cdot 10^{17} JY/f \kappa \alpha$ квант/с-стер, где f — фактор Лэмба—Мёссбауэра, α — коэффициент внутренней конверсии. Спектральная ширина такого излучения для переходов с $\tau_0 \sim 10^{-9}$ — 10^{-6} с составляет $\sim 7 \cdot (10^{-7}$ — $10^{-11})$ эВ. Если ток $I = 1$ мА и $\kappa = 10$, то для ядер Tm^{169} , например, $\alpha = 325$, $f \approx 1$ и $Q \approx 40$ кюри, $I \approx 4 \cdot 10^9$ квант/с-стер. Сравнивая спектральные интенсивности различных рентгеновских источников (в единицах квант/с-стер·Гц), получим: мощные рентгеновские трубки $\sim 0,1$, радиоактивные мёссбауэровские источники $\sim 0,1$ — 10 , синхротронное излучение ~ 1 — 10 , а для резонансного γ -излучения при КВ — ~ 10 — 100 . Таким образом, КВ бомбардирующих ядер позволяет получать наимоощнейшие источники спонтанного γ -излучения.

3. Обратимся теперь к оценке числа возбужденных ядер, которые необходимо за время $\Delta t \ll \tau_0$ выделить¹ и внедрить в подходящую матрицу для осуществления вынужденной генерации γ -квантов. Пусть усиление γ -волны на длине l составляет $\beta = (K - \mu)l$, где $K = n^* \sigma_0$, $\sigma_0 = (\lambda^2/2\pi) f (1 + \alpha)^{-1}$ — максимальное сечение резонансного испускания, $\mu = n^* \sigma_{\phi} + n_1 \sigma_{1\phi}$; σ_{ϕ} , n^* и $\sigma_{1\phi}$, n_1 — нерезонансные сечения поглощения и плотности соответственно для внедренных атомов и атомов матрицы. Поскольку $\tau_0 < 10^{-6}$ с, то уширением линии по сравнению с естественной можно пренебречь, что снижает требования к степени чистоты и совершенства кристаллического рабочего тела γ -лазера.

При оптимальной концентрации $x = n^*/n_1 = \sigma_{1\phi}/\sigma_{\phi}$ длина радиоактивной пленки $l = \beta/x n_1 \sigma_0$, так как $\sigma_0 \gg \sigma_{\phi} \gg \sigma_{1\phi}$, а ее толщина $a \approx 2\sqrt{3\lambda l}$ должна составлять примерно 30% от длины пробега d ионов пучка в матрице, что определяет для выбранной матрицы энергию ионов E_1 , до которой их необходимо замедлить перед внедрением. Поперечный размер пленки $b (l \gg b \gg a)$ определяется техническими возможностями фокусировки ионного пучка. Необходимое число возбужденных ядер N^* составляет $N^* \approx 2b\sqrt{3\lambda/x n_1} (\beta/\sigma_0)^{3/2}$, а число первичных ионов N_0 в коротком импульсе ($\tau_i \ll \tau_0$) ускорителя должно быть равно $N^* Y^{-1}$. Значения l , a , N^* и d для некоторых изотопов в случае бериллиевой матрицы при $b = 10^{-3}$ см приведены в табл. 2.

Возможность уменьшения числа рабочих ядер N^* на 1—2 порядка при сохранении усиления β связана с возможностями увеличения концентрации и (или) уменьшением b . Если потребовать, например, $l = 10 b$, то $x = \beta/10 b n_1 \sigma_0$ и $N^* \approx 2\beta b \sigma_0^{-1} \sqrt{30\lambda b}$.

¹ Деформация атомных ядер. Под ред. Л. А. Слива. М., 1958.

Таблица 2

| Изотоп | Концентрация $x, 10^{-4}$ | β | $l, \text{ см}$ | $a, \text{ мк}$ | Число ядер $N^*, 10^{12}$ | $a, \text{ мк}$ | Число ядер $N^*, 10^{12}$ | Энергия $E_1, \text{ МэВ}$ | Пробег ионов $d, \text{ мк}$ |
|-------------------|---------------------------|---------|-----------------|-----------------|---------------------------|-----------------|---------------------------|----------------------------|------------------------------|
| Fe ⁵⁷ | 7,4 | 10 | 0,09 | 0,96 | 0,88 | 0,32 | 0,29 | 50 10 1 | 2,5 0,9 0,2 |
| | | 100 | 0,9 | 3 | 28 | » | 2,9 | | |
| Tm ¹⁶⁹ | 3,65 | 10 | 6 | 6 | 180 | 0,42 | 3,9 | 200 50 10 | 5,8 2,6 0,9 |
| | | 100 | 60 | 19 | 5700 | » | 39 | | |
| Ta ¹⁸¹ | 2,7 | 10 | 0,2 | 1 | 1,7 | 0,5 | 0,36 | 200 50 10 | 3,3 1,6 0,5 |
| | | 100 | 2 | 3,2 | 55 | » | 3,6 | | |

Соответствующие значения a и N^* при $b=10^{-3}$ см приведены в столбцах 7 и 8 табл. 2. В случае ядер Fe⁵⁷ и усиления $\beta=10$, например, необходимо в импульсе ускорителя иметь $N_0 \approx 4,8 \cdot 10^{15}$ ионов, что обеспечивает условия эффективной генерации в гамма-лазере.

Поступила в редакцию
15.3 1977 г.
Кафедра
физики твердого тела