

*Письма в ЖЭТФ, том 15, вып 9, стр. 580 – 583*

*5 мая 1972 г.*

**К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ  $\gamma$ -ЛАЗЕРА  
НА ОСНОВЕ РАДИОАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛОВ**

*Р. В. Хохлов*

Возможность создания  $\gamma$ -лазера на основе использования мессбауэровского излучения без отдачи энергии ядрам в кристаллах неоднократно обсуждались в литературе [1 – 7]. В результате этого обсуж-

дения выявились серьезные трудности, стоящие на пути реализации  $\gamma$ -лазера, из-за которых, насколько известно автору, серьезных попыток его осуществления до сих пор не предпринималось.

Настоящая статья посвящена развитию работ [1 – 7], в котором показывается принципиальная возможность создания  $\gamma$ -лазера на основе кристаллов, состоящих из долгоживущих ядерных изомеров.

При падении на возбужденное ядро резонансного  $\gamma$ -кванта эффективное сечение  $\sigma$  вынужденного испускания ядром нового  $\gamma$ -кванта, когерентного с падающим, описывается формулой Брейта – Вигнера [1 – 3].

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{1 + 2I_2}{1 + 2I_1} f \frac{1}{\Gamma\tau} \frac{1}{1 + a}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения,  $I_2$  и  $I_1$  – спины верхнего и нижнего состояний ядра,  $f$  – вероятность испускания  $\gamma$ -кванта без отдачи энергии ядру,  $\Gamma$  – ширина линии испускания,  $\tau$  – время жизни возбужденного состояния,  $a$  – коэффициент внутренней конверсии.

Коэффициент усиления  $\beta$ -излучения равен

$$\beta = \sigma N, \quad (2)$$

где  $N$  – разность числа возбужденных ядер и ядер находящихся на нижнем рабочем уровне.

Оценим факторы, определяющие величину коэффициента усиления.

При обогащении кристалла возбужденными ядрами существенно превышающим 50% значение  $N$  равно по порядку  $10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Имея в виду переходы без отдачи энергии, величину  $\lambda$  следует взять порядка  $1 \div 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}$ , а  $f$  – порядка единицы. Предполагая также, что переход не сильно конвертирован, можно, в качестве оценки принять

$$\beta = (10^3 + 10^4) \frac{1}{\Gamma\tau}. \quad (3)$$

Для того, чтобы вынужденное испускание  $\gamma$ -квантов имело бы место, нужно, чтобы коэффициент усиления  $\beta$  превосходил бы коэффициент поглощения  $\delta$ , который равен по порядку  $1 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, для получения вынужденного  $\gamma$ -излучения необходимо, чтобы ширина линии испускания  $\Gamma$  превосходила бы естественную ширину  $1/\tau$  не более, чем на три – четыре порядка величины.

Для приготовления кристалла, удовлетворяющего сформулированным ниже условиям, необходимо, по-видимому, время порядка нескольких дней, что налагает требование на времена жизни возбужденных состояний  $\tau \geq 10^6 \text{ сек}$ .

В мессбауэровской спектроскопии, в которой используются короткоживущие возбужденные состояния  $\tau < 10^{-6} \text{ сек}$ , параметр  $\Gamma\tau$  равен по порядку единице. Для долгоживущих состояний линия уширяется и перестает зависеть от времени жизни. Экспериментальных работ по изучению уширения спектральных линий долгоживущих состояний почти нет. Исключение составляет работа [8], в которой для  $93\text{кэВ}$  перехода ядра  $\text{Ag}^{107}$  со временем жизни  $44 \text{ сек}$  было косвенно измерено значение  $\Gamma\tau \approx 10^6$ .

Следует отметить, что измерения относительно небольших уширенных долгоживущих переходов невозможно проводить обычными методами мессбауэровской спектроскопии. Поэтому необходима разработка новых методов, один из которых предложен в [9]. Он основан на различии в вероятностях излучения из-за гравитационного смещения частоты в вертикальном и горизонтальном направлениях ядер, находящихся в одном и том же кристалле.

Так же, как и в оптике, необходимо различать однородные и неоднородные уширения линий. Различные квазистатические случайные условия, в которых находятся разные участки кристалла (температура, механические напряжения, гравитационный потенциал и т. п.) приводят к неоднородному уширению линии. В экспериментах [8] уширение линии являлось, по-видимому, неоднородным. Такое уширение, по крайней мере принципиально, может быть устранено. Поэтому первое условие, которому должен удовлетворять кристалл для  $\gamma$ -лазера отсутствие (или минимум) дефектов, однородность температуры и т. д. Быстрые флуктуации электронных состояний атомов, колебания атомов в кристаллической решетке и т. п. являются причиной однородного уширения. Теоретические исследования однородных уширений [10 – 14] показывают, что в бездефектном кристалле при низких температурах уширение может быть сведено до значений  $\Gamma\tau = 10 \div 10^2$  и даже меньших.

Таким образом, теоретические оценки показывают принципиальную возможность создания  $\gamma$ -лазеров на основе использования долгоживущих изомеров. Для отыскания подходящих для этого ядерных переходов необходимы систематические экспериментальные исследования сверхузких линий  $\gamma$ -излучения методами, отличными от мессбауэровских.

Автор выражает благодарность Р.Н.Кузьмину, И.И.Собельману и В.С.Шпинелю за плодотворное обсуждение вопросов, изложенных в настоящей статье.

Московский  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
6 апреля 1972г.

### Литература

- [ 1 ] Л.А.Ривлин. Заявка на изобретение №709414 от января 1961 г.; №710508 от 1 апреля 1961 г.
- [ 2 ] W.Vali, V.Vali. Proc. IEEE, 51, 182, 1963.
- [ 3 ] G.C.Baldwin et al. Proc. IEEE, 51, 849, 1963.
- [ 4 ] Б.В.Чириков. ЖЭТФ, 44, 2016, 1963.
- [ 5 ] Д.Ф.Зарецкий, В.В.Ломоносов. ЖЭТФ, 48, 368, 1965.
- [ 6 ] I.H.Terhune, C.C.Baldwin. Phys. Rev Lett., 14, 589, 1965.
- [ 7 ] А.М.Афанасьев, Ю.Каган. Письма в ЖЭТФ, 2, 130, 1965.
- [ 8 ] Г.Е.Бизика и др. ЖЭТФ, 45, 1408, 1963.

- [ 9] C.A.Mead. Phys. Rev., 143, 990, 1966.
  - [ 10] R.H.Silsbee. Phys. Rev., 128, 1726, 1962.
  - [ 11] М.А.Кривоглаз. ФТТ, 6, 1707, 1964.
  - [ 12] Ю.Каган. ЖЭТФ, 47, 366. 1964.
  - [ 13] А.М.Афанасьев, Ю.Каган. ЖЭТФ, 45, 1660, 1963.
  - [ 14] Ю.Каган, А.М.Афанасьев. ЖЭТФ, 47, 1108, 1964.
-