

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА АНОМАЛЬНОГО ПРОХОЖДЕНИЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ В КРИСТАЛЛЕ

*Ю. Каган*

Показана возможность резкого увеличения когерентной активной области при генерации ядрами парного брэгговского состояния гамма-квантов в кристалле. Для этого необходимо, чтобы для одной из поляризаций осуществлялся эффект Бормана и одновременно отсутствовал эффект подавления и чтобы состояние с этой поляризацией являлось собственным состоянием кристалла.

1. Возможность наблюдения стимулированного излучения  $\gamma$ -квантов при распаде ядер в кристалле в условиях эффекта Мессбауэра наталкивается на большие трудности, связанные с критичностью задачи к значению соответствующих физических параметров (см., например, [1]). В заметной степени это связано с ограниченностью длины пробега  $\gamma$ -квантов в среде за счет поглощения (и неупругого рассеяния) на электронах. На первый взгляд кажется, что это ограничение имеет принципиальный характер и не может быть преодолено.

Однако в условиях брэгговской диффракции в совершенном кристалле может возникать когерентная суперпозиция двух волн (отличающихся на вектор обратной решетки  $K$ ), для которой поглощение оказывается резко уменьшенным – так называемый эффект Бормана (ЭБ) [2]. Это происходит для волн с  $\sigma$ -поляризацией (вектора электрического поля перпендикулярны плоскости рассеяния) и связано с тем, что в узлах решетки суммарное электрическое поле имеет узлы.

Но обращение электрического поля на ядре в нуль делает невозможным стимулированный распад, если имеет место электрический дипольный переход. Именно это обстоятельство привело к утверждению о невозможности использования ЭБ в задаче получения стимулированного  $\gamma$ -излучения [3].

2. В действительности резонансное взаимодействие ядер с электромагнитным полем в кристалле зависит от мультипольности перехода и характера сверхтонкой структуры и в общем случае определяется другими компонентами или производными поля в месте расположения ядра. При этом обращение в ноль электрического поля само по себе определяющей роли не играет.

Вместе с тем, однако, при резонансном взаимодействии брэгговски рассеянных  $\gamma$ -квантов с ядрами имеет место эффект подавления ядерной реакции (ЭП) [4, 5] (см. также [6]), связанный с обращением в ноль амплитуды образования возбужденного ядра в возникающем суперпозиционном состоянии. В соответствии с теоремой взаимности ядра, на которых реализуется ЭП, не будут генерировать при распаде это состояние [7]. Отсюда возникает первое условие для возможности использования аномально слабого поглощения на электронах: необходимо, чтобы для суперпозиционного состояния с  $\sigma$ -поляризацией, для которой реализуется ЭБ, отсутствовал бы эффект подавления.

Вторым условием является требование, чтобы состояние с  $\sigma$ -поляризацией было бы собственным состоянием электромагнитного поля в кристалле, т.е. при распространении  $\gamma$ -квантов не возникала бы когерентная перекачка из  $\sigma$ - в  $\pi$ -поляризацию и тем самым восстанавливалось бы поглощение на электронах.

Анализ, который легко провести в рамках результатов работ по общей теории рассеяния резонансных  $\gamma$ -квантов в кристаллах [4 – 6], показывает, что существует широкий спектр случаев, для которых оба условия реализуются одновременно. Так, второе условие будет автоматически выполняться, если рассеяние определяется электронами, а при участии ядер – если ядерные уровни нерасщеплены (интерес представляют переходы типа  $M1$ ,  $E1$ ,  $E2$ ). При этом для  $M1$ -перехода ЭП имеет место для  $\pi$ -поляризации (обращается в ноль на ядре суммарный вектор магнитного поля) и не имеет место как раз для  $\sigma$ -поляризации. В случае  $E2$ -переходов и произвольного выбора брэгговского отражения эффект подавления в общем случае вообще отсутствует для обеих поляризаций. Лишь в случае  $E1$ -перехода эффект подавления реализуется для  $\sigma$ -поляризации и первое условие нарушается.

При сверхтонком расщеплении ядерных уровней одновременное удовлетворение обоим условиям требует уже специального выбора ориентации плоскости рассеяния относительно конфигурации поля, создающего сверхтонкое расщепление (см. [6]).

3. В простых случаях (один атом в элементарной ячейке; два одинаковых атома в элементарной ячейке при условии  $\exp\{i\mathbf{K}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\} = 1$  и т.п.) относительное уменьшение коэффициента поглощения в пренебрежении слабым неупругим рассеянием на фонах определяется соотношением (см., например, [8])

$$\xi = 1 - \epsilon_0(\mathbf{K}) \exp\{-M(\mathbf{K})\}.$$

Здесь  $\epsilon_0(\mathbf{K})$  – отношение мнимых частей амплитуды рассеяния  $\gamma$ -квантов на электронах соответственно на угол Брэгга и на угол 0, а  $M(\mathbf{K})$  –

обычный фактор Дебая – Валлера. Непосредственные расчеты (см., например, [9, 10]) показывают, что для характерных для рентгеновских лучей энергий и минимальных значений  $|K|$  отличие  $\epsilon_0$  от единицы не превышает 0,01. При росте энергии это отличие для фиксированного  $|K|$  будет только уменьшаться. В результате фактор  $\xi$  практически определяется значением  $M(K)$ . Это позволяет легко оценить, что при низких температурах ( $T \ll \Theta_D$ ) уменьшение коэффициента поглощения происходит в (20 – 100) раз, что и наблюдается экспериментально.

Быстрый рост коэффициента поглощения с  $K$  ( $M(K) \sim K^2$ ;  $1 - \epsilon_0$  тоже растет с  $K$ ) приводит к тому, что для стимулированного излучения  $\gamma$ -квантов существенными оказываются только парные брэгговские состояния с минимальными  $|K|$ .

4. Использование ЭБ автоматически выделяет узкий угловой интервал для распространения  $\gamma$ -квантов, составляющий  $\sim 1^\circ$  в плоскости волновых векторов обеих волн  $k_1, k_2$ . Сама же эта плоскость может вращаться вокруг вектора  $K$ , так что  $k_1$  и  $k_2$  описывают поверхности конусов с углом раствора  $90^\circ - \Theta_B$ . Избирательность направления на этих поверхностях будет связана уже с геометрией кристалла. Так эффективным может оказаться кристалл в виде тонкой пластины с кристаллическими плоскостями (отвечающими определенному  $K$ ), перпендикулярными поверхности пластины. При этом резко выделенными оказываются направления, параллельные этой поверхности.

5. Использование ЭБ предполагает наличие совершенного кристалла с высокой концентрацией возбужденных ядер. (Заметим, что требование совершенства смыкается с требованиями, возникающими при использовании узких линий – см. [1]). При импульсной накачке нейтронами особенно эффективным может оказаться метод двухстадийной накачки [11]. В этом случае как раз кристалл в форме тонкой пластины позволяет иметь "тонкий кристалл" для накачки и "толстый кристалл" для движения  $\gamma$ -квантов по активной среде.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
21 мая 1974 г.

### Литература

- [1] В.И.Гольданский, Ю.Каган. ЖЭТФ, 64, 90, 1973; УФН, 110, 445, 1973.
- [2] G.Borrmann. Z. Physik, 42, 157, 1942; 127, 297, 1950.
- [3] G.C.Baldwin. В печати, 1974.
- [4] А.М.Афанасьев, Ю.Каган. ЖЭТФ, 48, 327, 1965.
- [5] Yu.Kagan, A.M.Afanasyev. Mössbauer Spectroscopy and its Applications, Proc. Panel Vienna 1971, p. 143, Vienna, 1972.
- [6] Yu.Kagan, A.M.Afanasyev. Z. Naturforschung, 28a, 1351, 1973.
- [7] П.А.Александров, Ю.Каган. ЖЭТФ, 59, 1733, 1970.
- [8] А.М.Афанасьев, Ю.Каган. Acta Cryst. A24, 163, 1967.

[9] H. Wagenfeld. *Phys. Rev.*, 144, 216, 1966.

[10] G. Hildebrandt, J. D. Stephenson, H. Wagenfeld. *Z. Naturforsch.* 28a, 588, 1973.

[11] В.И. Гольданский, Ю. Каган, В.А. Намиот. *Письма в ЖЭТФ*, 18, 61, 1973.

---