

- [5] Петрушкявичюс Р.Й., Канапенас Р.-М.В., Рекснис Ю.Й. // Тез докл. УП Всес. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1988, с. 345-346.
- [6] Гагарин А.Й., Пудков С.Д., Румянцев А.Г., Трубаев В.В. // Тез. докл. УП Всес. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1988, с. 330-331.

Институт физики
АН Литовской ССР

Поступило в Редакцию
3 сентября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4
05.2

26 февраля 1989 г.

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ АНИЗОТРОПИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В КРИСТАЛЛАХ

В.Г. Барышевский, В.В. Тихомиров,
А.Г. Шехтман

Хорошо известно, что при движении заряженных частиц под малыми углами к кристаллическим осям (плоскостям) их взаимодействие с кристаллом описывается атомным потенциалом, усредненным вдоль осей (плоскостей). В [1] было показано, что взаимодействие γ -квантов с кристаллом в аналогичных условиях описывается диэлектрической проницаемостью также однородной в направлении осей (плоскостей) и периодической в перпендикулярных к ним направлениях. Мнимая часть этой проницаемости описывает теоретически предсказанный в [2, 3] и обнаруженный экспериментально [4] процесс магнитотормозного образования пар (МОП).

Рассмотрение поглощения γ -квантов в эйкональном приближении показывает, что „выедание“ их потока вблизи осей при достаточно малых углах падения θ ослабляет дальнейшее поглощение (см. рис. 1). При увеличении θ γ -кванты перестают существенно поглощаться вблизи одной оси и с ростом толщины кристалла в поле оси будут попадать новые γ -кванты, существенно замедляя спадание скорости МОП. Поэтому в кристалле толщины $l \geq l_n$ естественно ожидать ориентационной зависимости вероятности МОП с характерным углом $\theta_{хар} = 2 \rho_n / l_n$, где ρ_n - характерный радиус области интенсивного МОП вблизи оси, l_n - характерная длина поглощения γ -квантов в этой области. Напомним, что МОП проявляется при $\omega \gg \omega_1 = m^3 (e \mathcal{E}_{max})^{-1}$, где \mathcal{E}_{max} - максимальное поле оси ($\hbar = c = 1$) [2]. В рассматриваемых ниже случаях а) - ось $\langle 111 \rangle$ W при $T=293$ К - $\omega_1 = 13.6$ ГэВ; б) - ось $\langle 110 \rangle$ Ge при $T=100$ К - $\omega_1 = 47$ ГэВ.

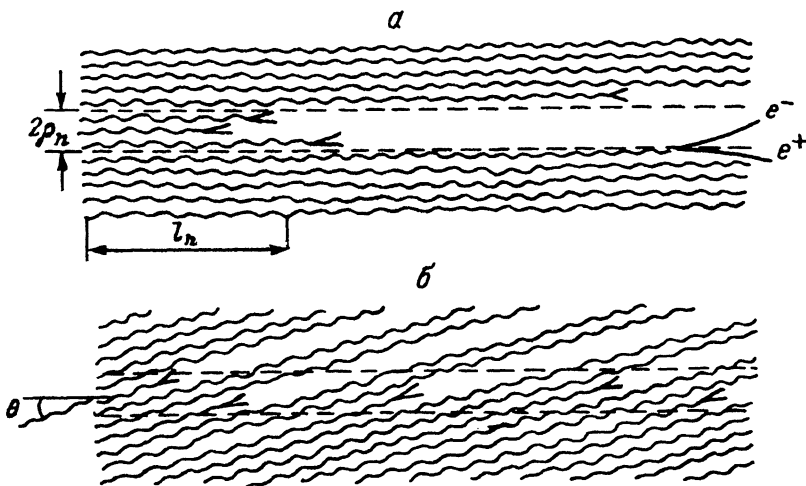


Рис. 1. а) „Выедание“ потока γ -квантов при малых углах падения на ось ослабляет магнитотормозное образование пар (МОП) в глубине кристалла. б) С увеличением угла падения θ подобное выедание исчезает, что приводит к возникновению ориентационной зависимости вероятности МОП.

При $\omega \gg \omega_1$, величину ρ_n можно определить из условия максимальности отношения $\rho/l(\rho)$, где $l(\rho) = 1/\omega(\mathcal{E}(\rho))$, $\omega(\mathcal{E})$ — вероятность МОП в однородном поле \mathcal{E} . Поскольку при $\omega \gg \omega_1$, $\omega(\mathcal{E}) = 0.38 e^3 [\omega_1/\omega]^{1/3} \mathcal{E}/m\alpha \mathcal{E}^{2/3}$ (см. [5]), определяемая таким образом величина ρ_n не зависит от ω . Для случая а) (см. выше) при $\omega = 150 \text{ ГэВ} \approx 11 \omega_1$, имеем $\rho_n = 0.12 \text{ \AA}$, $l_n = 1/\omega(\mathcal{E}(\rho_n)) = 17 \text{ мкм}$; для случая б) при достижимой ныне на ТэВатроне энергии $\omega = 600 \text{ ГэВ} \approx 13 \omega_1$ — $\rho_n \approx 0.14 \text{ \AA}$, $l_n = 65 \text{ мкм}$. Для характерного угла $\theta_{\text{хар}} = 2\rho_n/l_n$ имеем а) $\theta_{\text{хар}} = 1.45 \text{ мкрад}$, б) $\theta_{\text{хар}} = 0.43 \text{ мкрад}$. Дифракция γ -квантов на области их интенсивного поглощения малосущественна если ее характерный угол $\lambda/2\rho_n$ не превышает угла $\theta_{\text{хар}}$, что выполняется при $\omega > 10 \text{ ГэВ} / [\theta_{\text{хар}} (\text{мкрад}) \rho_n / 0.1 \text{ \AA}] \approx 10 \text{ ГэВ} \lesssim \omega_1$. Поэтому при $\omega \gg \omega_1$ можно пренебречь дифракцией и воспользоваться эйкональным приближением с интегрированием по прямолинейному пути, параллельному направлению импульса влетающих γ -квантов. В этом случае ориентационная зависимость вероятности МОП в кристалле толщины $l \lesssim l_n$ описывается выражением

$$W(\theta) = n_0 d \int \left\{ 1 - \exp \left[- \int_0^l \omega_{\text{лок}} \left([x^2 + (y+z\theta)^2]^{1/2} \right) dz \right] \right\} dx dy, \quad (1)$$

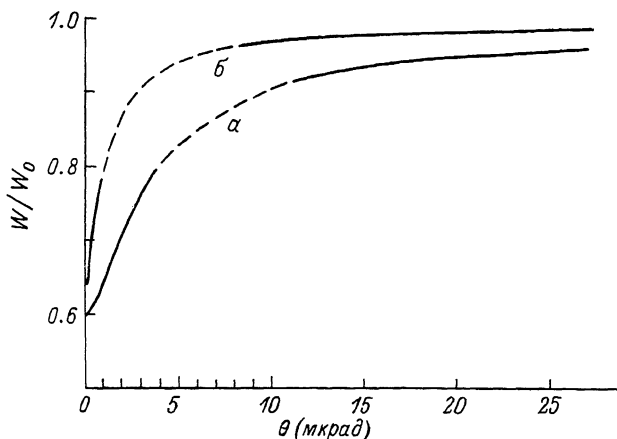


Рис. 2. Ориентационная зависимость вероятности МОП в случаях а) и б) (см. текст). Сплошные участки кривых рассчитаны по формуле (1). w_0 - вероятность, получаемая усреднением по поперечнику кристалла локальной вероятности МОП, $W_0 = w_0 l$.

где $w_{лок}$ - локальная вероятность МОП на расстоянии ρ от оси, складывающаяся из вероятности когерентного ОП, равной вероятности ОП в однородном поле напряженности $\mathcal{E}(\rho)$ и вероятности некогерентного ОП на ядрах [6], распределенных с плотностью $n(\rho)$ в поле $\mathcal{E}(\rho)$, n_0 - средняя плотность ядер. На рис. 2 представлены угловые зависимости вероятности МОП, рассчитанные в случаях а) и б) для длин кристаллов $30 \text{ мкм} \approx 1.8 l_n$ и $100 \text{ мкм} \approx 1.5 l_n$ соответственно. Формула (1) справедлива при выполнении условия $l\theta \lesssim 1 \text{ \AA}$, обеспечивающего взаимодействие γ -кванта лишь с одной осью, и была использована при расчете частей кривых, лежащих слева от пунктирных участков. При $\theta \gg \theta_{хар}$ оценку величины эффекта проведем в приближении хаотического расположения осей, в котором вероятность МОП в кристалле пропорциональна вероятности МОП в поле одной оси, описываемой формулой (1). Поэтому для обоснования использования последней при вычислении вероятности МОП в кристалле остается заметить, что нормировка (1) как раз обеспечивает переход к $w_0 l$, где вероятность w_0 получается усреднением $w_{лок}(\vec{\rho})$ по поперечнику кристалла и используется для описания ОП в пренебрежении рассматриваемым ориентационным эффектом [1-4]. При $\theta \gg \theta_{хар}$ показатель экспоненты в (1), по порядку величины равный $\theta_{хар} / \theta$, становится меньшим единицы и, разлагая по нему, приходим к использованной при расчете правых участков кривых на рис. 2 формуле $W(\theta) = w_0 (1 - \theta'_{хар} / 2 \theta) l$, где $\theta'_{хар} \approx \theta_{хар}$, а точнее, а) $\theta'_{хар} =$

$=1.8$ мкрад, б) $\theta'_{\text{хар}}=0.6$ мкрад. Считая далее углы падения равномерно распределенными по кругу $\theta < \theta_{\text{max}}$ и усредняя по ним, получаем $W(\theta < \theta_{\text{max}}) = \omega_0 \tau (1 - \theta'_{\text{хар}} / \theta_{\text{max}})$; отсюда видно, что рассматриваемый эффект приводит к десятипроцентному уменьшению вероятности ОП а) при $\theta_{\text{max}}=10$ $\theta'_{\text{хар}}=18$ мкрад, б) - при $\theta_{\text{max}} \approx 6$ мкрад. Ввиду низкого качества кристаллов W следует обратить внимание на возможность наблюдения обсуждаемого эффекта на одном из входящих в его состав микрокристаллов длины $l \gg l_n \approx 10$ мкм.

Выбранная нами для численного расчета область энергий $\omega \approx 10 \omega_1$ является оптимальной для проявления рассматриваемого эффекта, поскольку угол $\theta_{\text{хар}} = 2 \rho_n / l_n$ в ней максимален. При $\omega > 10 \omega_1$, как указывалось выше, ρ_n перестает зависеть от ω , $l_n = 1/\omega (\rho_n) \propto \omega^{-1/3}$ [5], вследствие чего угол $\theta_{\text{хар}}$ убывает как $\omega^{-1/3}$. При $\omega < 10 \omega_1$, ослабление МОП ведет к росту l_n и уменьшению ρ_n , следовательно, и $\theta_{\text{хар}}$. Кроме этого, ниже некоторой энергии $\omega' > \omega_1$ эффект будет практически полностью подавляться дифракцией γ -квантов

Рассмотренный эффект может быть полезен при ориентировании кристаллов с точностью $\lesssim 1-10$ мкрад и прецизионном анализе их качества в условиях эксперимента с γ -квантами высоких энергий.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б а р ы ш е в с к и й В.Г. В кн.: Материалы XIУ Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1979, с. 158; Канализирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск, БГУ, 1982, § 34.
- [2] Б а р ы ш е в с к и й В.Г., Т и х о м и р о в В.В. // ЯФ, 1982. Т. 36. В. 3. С. 697-706 // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. В. 1. С. 232-242.
- [3] С u e N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. N 13. P. 950-953.
- [4] В e l k a с e m A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 12. P. 1196-1199.
- [5] Б е р е с т е ц к и й В.Г., Л и ф ш и ц Е.М., П и т а е в с к и й Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980. § 91.
- [6] Т i k h o m i r o v V.V. // J. Physique (Paris). 1987. V. 48. N 6. P. 1009-1016.

Поступило в Редакцию
12 декабря 1988 г.