

ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА С GaAs В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО
МЕЖЗОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Т. Л. Гварджалдзе, И. А. Полуэктов, В. С. Ройтберг

В работах /1,2/ экспериментально изучалось прохождение мощного импульса света длительностью $\tau \sim 10^{-11}$ сек от неодимового лазера через кристалл GaAs. Было обнаружено, что коэффициент двухфотонного поглощения для охлажденного кристалла (77°K) уменьшился на три порядка по сравнению с обычным значением. Этот результат нельзя объяснить обычным насыщением поглощения, поскольку элементарный расчет показывает, что в этих условиях ($\hbar\omega - \Delta/2 = 0,4$ эв) требуемые для насыщения световые потоки должны быть не менее 10^{11} вт/см². Зависимость результата от температуры (при $T = 300^\circ\text{K}$ "прозрачность" исчезает), а также наблюдаемый эффект задержки импульса указывает на то, что имеет место когерентный эффект, возникающий при длительности импульса $\tau \leq T_2$, где T_2 - время релаксации поляризации. Отметим, что недавно /3/ сообщалось, об экспериментальном получении двухфотонной "прозрачности" при прохождении света через пары калия.

В работе /4/ рассматривалась самосогласованная система уравнений для поляризации среды и амплитуды поля. В некотором приближении (в частности, полагалось $T_2 = \infty$) было получено уравнение для эволюции полной энергии импульса при его распространении через GaAs. Коэффициент двухфотонного поглощения при этом сильно уменьшался в согласии с /1/.

Однако для нахождения отклика среды при конечном T_2 , а также изменения временной формы импульса, необходимо исследовать точную систему уравнений работы /4/, которая имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{P}_{1k} &= - \left(\Delta\omega_k + 2\dot{\varphi} + \frac{r_{cc} - r_{vv}}{4\hbar} E^2 \right) P_{2k} - \frac{P_{1k}}{T_2}, \\ \dot{P}_{2k} &= \left(\Delta\omega_k + 2\dot{\varphi} + \frac{r_{cc} - r_{vv}}{4\hbar} E^2 \right) P_{1k} + \frac{|r_{cv}^k|^2}{2\hbar} E^2 n_k - \frac{P_{2k}}{T_2}, \\ \dot{n}_k &= - \frac{E^2}{2\hbar} P_{2k}, \end{aligned} \quad (I)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\eta}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = - \frac{2\pi\omega}{\eta c} E \sum_k P_{2k}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\eta}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = - \frac{2\pi\omega}{\eta c} \sum_k P_{1k}.$$

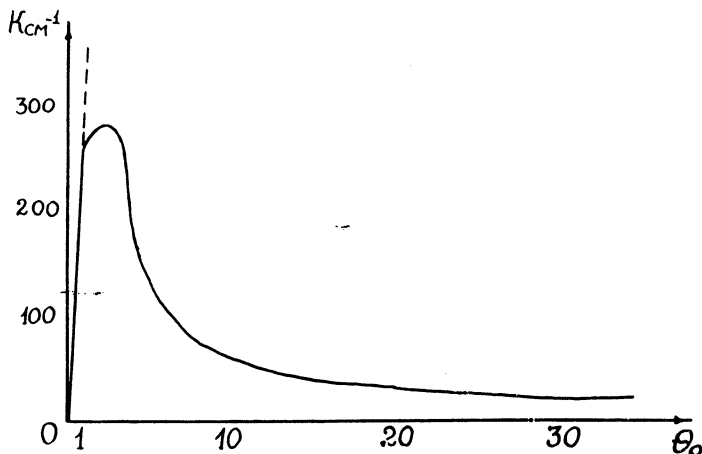
Здесь EP_{2k} , EP_{1k} - реактивная и активная составляющие поляризации, n_k - инверсия среды, E , ω , φ - амплитуда, несущая частота и фаза поля, r_{cv}^k , r_{cc} , r_{vv} - матричные элементы переходов. Подробнее о системе (I) см. в /4/.

Уравнения (I) интегрировались на ЭМ для начальной стадии распространения импульса. Были выбраны численные значения параметров, характерные для двухфотонного перехода в GaAs. Полагалось $T_2 = \tau$. Начальная форма импульса имела вид $E^2(t) = E_0^2 \sin \frac{t}{\tau}$ ($0 < t < \pi\tau$).

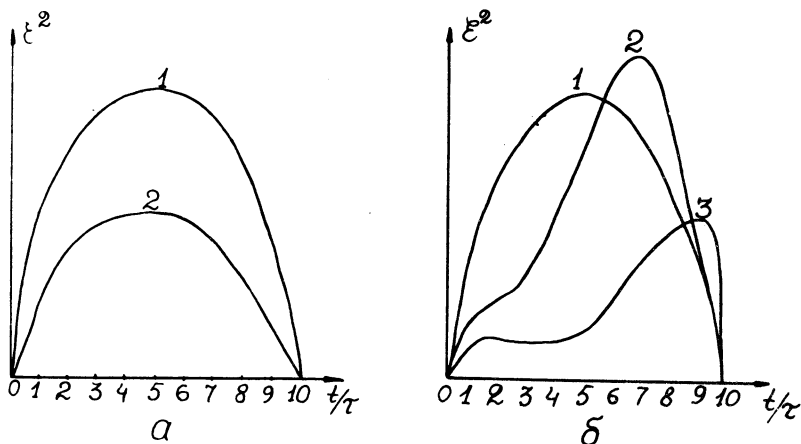
В результате расчета получена зависимость коэффициента двухфотонного поглощения K от безразмерной энергии импульса $\theta_0 = \frac{|r_{cv}|}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} E^2(0, t) dt$ при входе в кристалл (рис. 1). Прямая соответствует обычному /5/ ходу коэффициента поглощения. Отметим, что в нашем случае при $\theta_0 = 1$ световой поток ~ 100 Мвт/см².

Временная структура импульса при распространении в кристалле существенно изменяется при больших интенсивностях. На рис. 2 приведена зависимость $E^2 \left(z - \frac{c}{\eta} t, t \right)$ при разных z . При этом в случае (а) $\theta_0 = 10^{-2}$, а в случае (б) $\theta_0 = 6$. Видно, что вместо уплощения вершины импульса возникает эффективное сужение и перемещение максимума к заднему фронту, что может быть интерпретировано как "задержка".

При еще больших интенсивностях начальный импульс делится на несколько более узких "всплесков" (рис. 3),двигающихся независимо. Поляризация $P_2 = \sum_k P_{2k}$ при этом успевает совершить не-

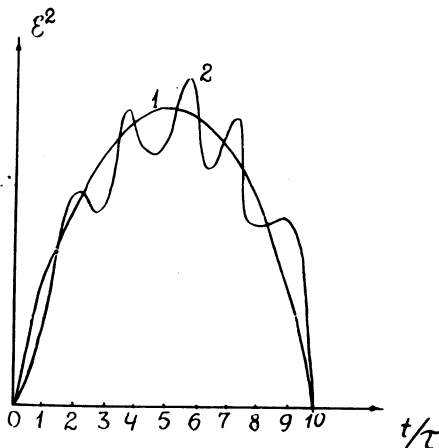


Р и с. 1. Зависимость коэффициента двухфотонного поглощения GaAs от параметра импульса θ_0 ($\theta_0 \sim E^2$). Пунктирная прямая - для некогерентного взаимодействия, сплошная кривая - для двухфотонного когерентного взаимодействия УКИ с GaAs.



Р и с. 2. Изменение УКИ когерентного света при распространении через полупроводник. I - исходный импульс; а) $\theta_0 \sim 10^{-2}$: импульс затухает согласно обычному двухфотонному коэффициенту поглощения (кривая 2); б) $\theta_0 \approx 6$: максимум импульса перемещается к заднему фронту (кривые 2 и 3). Коэффициент поглощения уменьшился на два порядка.

сколько осцилляций в каждой точке z за время прохождения импульса света. Подобный "осцилляторный" отклик среды указывает на аналогию с разбиением мощного импульса на отдельные "2 π "-импульсы, имеющим место в "двухуровневых" средах (рубин, SrF_6 и др.).



Р и с. 3. Распространение сильного импульса ($\vartheta_0 \approx 30$). Коэффициент поглощения падает на три порядка, и импульс разбивается на квазистойчивые импульсы с $\vartheta \sim 6$ (импульс 2).

Таким образом, результаты проведенных численных расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными /1,2/ и позволяют интерпретировать их как когерентный эффект двухфотонного резонансного взаимодействия ультракороткого импульса света с полупроводником.

В заключение выражаем благодарность А. Т. Матачуи за помощь в численных расчетах.

Поступила в редакцию
15 декабря 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. Т. Л. Гварджалдзе, А. З. Граски, И. Г. Зубарев, П. Г. Криков, О. Б. Шатберашвили. Письма в ЖЭТФ, 13, 159 (1971).

2. Т. Л. Гварджаладзе, А. З. Грасик, В. А. Коваленко. ЖЭТФ, 64, 446 (1973).
3. N. Tan-no, K. Yokoto, H. Inaba. Phys. Rev. Letts., 29, 1211 (1972).
4. И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройтберг. В сб. "Квантовая электроника" под ред. Н. Г. Басова, 10, III (1972).
5. Н. Г. Басов, А. З. Грасик, И. Г. Зубарев, В. А. Катулин, О. Н. Крохин. ЖЭТФ, 50, 551 (1966).