

ЭФФЕКТ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПЕРЕКАЧКИ ЭНЕРГИИ ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ САМОДИФРАКЦИЕЙ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ОДИНАКОВОЙ ЧАСТОТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

*В.Л.Винецкий, Т.Е.Запорожец, Н.В.Кухтарев,
А.С.Матвейчук, С.Г.Одулов, М.С.Соскин*

Обнаружено и теоретически объяснено явление перераспределения энергии двух когерентных световых пучков, пересекающихся в объеме полупроводникового кристалла, у которого время релаксации наведенной фазовой неоднородности больше или порядка длительности светового импульса.

Известно, что взаимодействие волн одинаковой частоты в реактивной нелинейной среде с безынерционным локальным откликом не приводит к энергообмену между ними [1, 2]. Энергообмен становится возможным, если распределения интенсивности света и показателя преломления среды оказываются рассогласованными в пространстве; например, в случае естественного рассогласования в униполярных кристаллах с нелокальным откликом [3], или при искусственном рассогласовании за счет движения нелинейной среды [4], либо направленного смещения электронно-дырочных пар в скрещенных электрическом и магнитном полях [5].

В полупроводниковых кристаллах, где изменение показателя преломления пропорционально концентрации фотовозбужденных носителей [6], распределение показателя преломления совпадает в стационарных условиях с распределением света и энергообмен запрещен. В данной работе обнаружено перераспределение энергии двух импульсных световых пучков, пересекающихся в полупроводниковом кристалле, в случае, когда их длительность сопоставима с характерным временем релаксации нелинейности.

В эксперименте использовалось одномодовое по поперечному индексу излучение лазера на неодимовом стекле с пассивной модуляцией добротности (длительность моноимпульса 30 нсек, энергия $\sim 10^{-2}$ Дж). В качестве нелинейной среды был избран кристалл кремния, поскольку его ширина запрещенной зоны (1,15 эВ) близка к энергии кванта неодимового лазера (1,16 эВ) и коэффициент поглощения α (9 см^{-1}) достаточно велик для создания необходимой концентрации свободных носителей, но достаточно мал для того, чтобы не повлечь резкого ослабления интенсивности при записи объемной фазовой решетки.

Использовались образцы низкоомного кремния ($\rho = 4 \Omega \text{ см}$) хорошего оптического качества в виде плоскопараллельных, отполированных с оптической точностью пластин толщиной $z \sim 0,04 - 0,1 \text{ см}$, хотя эффект наблюдался также и на высокоомных кристаллах.

Излучение расщеплялось на два пучка, которые затем сводились на кристалл под малым углом 2θ с тем, чтобы обеспечить необходимое соотношение между временем диффузионного стирания фазовой неоднородности и длительностью импульса¹⁾. Кристалл устанавливался под углом, близким к углу Брюстера, чтобы свести к минимуму потери на френелевское отражение. Отношение интенсивностей варьировалось путем ослабления одного из пучков нейтральными фильтрами. Предельный фазовый набег в максимуме гауссовского распределения интенсивности по сечению пучка на толщине кристалла составлял примерно 2λ , поэтому искажение проходящих пучков было незначительным (рис. 1, сетка) и расходимость их не превышала 12 угловых минут.

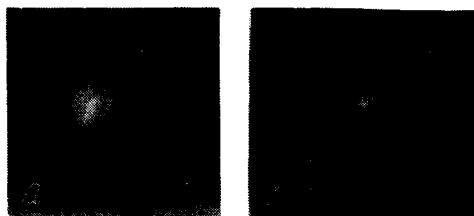
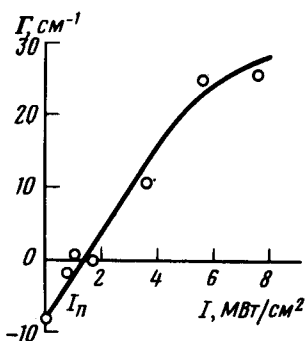


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления от плотности мощности сильного пучка при $2\theta = 0,03$ и $Q_{-10}/Q_{10} = 5 \cdot 10^{-3}$. В верхнем правом углу — дальние зоны усиливаемого пучка в присутствии донорного пучка (а) и без него (б)

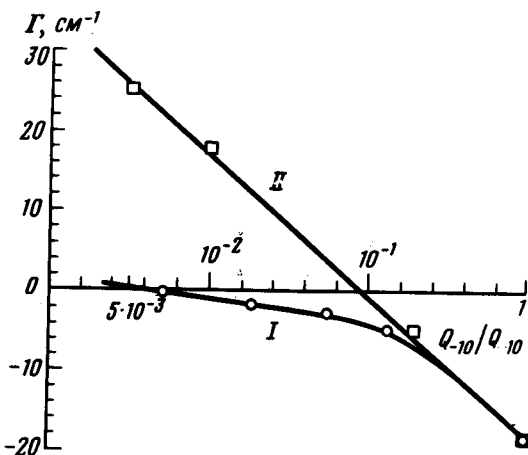


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления от отношения энергий записывающих пучков при $I_1 = 6 \text{ Мвт/см}^2$ (I — $2\theta = 0,1$; II — $2\theta = 0,01$)

При помощи ФЭУ и осциллографа контролировалась энергия падающего сквозь кристалл пучков и рассчитывался экспоненциальный коэффициент усиления Γ . Было обнаружено, что усиление реализуется при

¹⁾ Время жизни свободных носителей даже при включении канала оже-рекомбинации было больше длительности светового импульса (при $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и вероятности оже-рекомбинации $\gamma_3 = 2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{сек}$ [5] время жизни $\tau_3 = (\gamma_3 \cdot n^2)^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$.)

плотности мощности больше или порядка порогового значения 1 Мвт/см^2 (рис. 1). В области изменения плотности мощности до 5 Мвт/см^2 наблюдается приблизительно линейный рост коэффициента усиления; при больших плотностях, где поглощение света свободными носителями превышает обычное зона-зонное поглощение, наблюдается насыщение.

Коэффициент усиления зависит от соотношения интенсивностей пучков; при равенстве интенсивностей энергообмен отсутствует, оба пучка поглощаются (рис. 2). Максимальный эффект имеет место для углов схождения, при которых время диффузии больше, чем длительность импульса света, однако усиление реализуется вплоть до десятикратного превышения длительности импульса над временем диффузии (рис. 3).

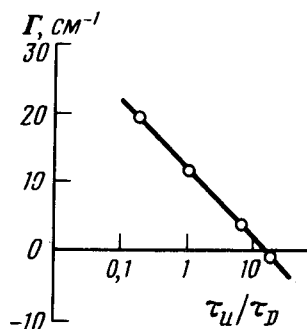


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления от отношения длительности импульса ко времени релаксации нелинейности при $I_1 = 6 \text{ Мвт/см}^2$ и $Q_{-10}/Q_{10} = 10^{-2}$

Для объяснения описанного явления используем представления о нестационарной перекачке энергии (НПЭ), развитые в работе [7]. Суть эффекта НПЭ состоит в том, что вследствие инерционности релаксации неоднородно возбуждаемых фотоносителей тока обусловленная ими решетка изменения показателя преломления не успевает следить за изменением интерференционного поля в кристалле. Возникающее рассогласование интерференционного поля и решетки и обуславливает энергообмен между взаимодействующими пучками. В стационарном случае рассогласование исчезает и энергообмен отсутствует¹⁾.

Проведенное нами обобщение теории НПЭ для полупроводниковых материалов позволяет объяснить основные экспериментальные закономерности. Показано, что эффект имеет пороговый характер, причем пороговое значение мощности донорного пучка имеет вид

$$I_{II} \approx m^* c \omega \sqrt{2\epsilon a z / \cos \theta} \{ \pi e^2 \tau_{и} [1 - \exp(-\frac{az}{\cos \theta})] \}^{-1},$$

где $\tau_{и}$ — длительность ступенчатого импульса ($\tau_{и}$ меньше или порядка времени релаксации неоднородного возбуждения τ_D), m^* — эффективная масса, ϵ — низкочастотная диэлектрическая постоянная.

Для экспериментальных значений ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, $a = 9 \text{ см}^{-1}$, $z = 0,1 \text{ см}$,

¹⁾ Машинное моделирование нестационарных процессов в жидкостях проведено в работе [8] в приближении заданного поля и слабого усиления.

$\tau_{\text{и}} = 5 \cdot 10^{-9} \text{сек}$, $m^* \approx m_0$) получим $I_{\text{п}} = 10^{26} \text{кв/см}^2 = 1 \text{Мвт/см}^2$, что хорошо согласуется с экспериментальным значением (рис. 1).

В соответствии с теорией энергия всегда передается от сильного пучка к слабому; в случае равенства интенсивностей взаимодействующих пучков эффект отсутствует. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными (рис. 2).

Расчет показывает, что с ростом отношения $\tau_{\text{и}}/\tau_{\text{д}} \gg 1$ энергообмен уменьшается и при $\tau_{\text{и}} \rightarrow \infty$ эффект перекачки энергии исчезает. Этот вывод о существенно нестационарном характере перекачки согласуется с экспериментальными данными рис. 3.

Кроме того, теория предсказывает появление нестационарных колебаний интенсивности усиливаемого пучка; для наблюдения которых необходимо удлинение импульса генерации.

Совпадение выводов теории с экспериментальными данными по перечисленным трем пунктам подтверждает предположение о наблюдении эффекта НПЭ.

В заключение отметим, что аналогичное явление НПЭ наблюдалось при записи решеток в жидкостях [9, 10], но тепловой механизм записи характеризуется временами на несколько порядков большими, чем наблюдавшиеся здесь. Поэтому эффект НПЭ в полупроводниках может быть использован для усиления быстропеременных слабых сигналов, преобразования волновых фронтов излучения импульсных лазеров и изучения быстропеременных процессов.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
31 марта 1977 г.

Литература

- [1] Б.Я.Зельдович. Краткие сообщения по физике, №5, 20, 1970.
- [2] Б.Я.Зельдович, И.И.Собельман. УФН, 101, 3, 1970.
- [3] D.L.Staebler, J.J.Amodei. J.Appl.Phys. 43, 1042, 1972.
- [4] Ю.А.Ананьев. Квантовая электроника, 1, 1669, 1974.
- [5] В.Л.Винецкий, Н.В.Кухтарев, С.Г.Одулов, М.С.Соскин. ЖТФ, 47, 1270, 1977.
- [6] J.P.Woerdman. Philips Res.Rep.Suppl., N 7, 1971.
- [7] В.Л.Винецкий, Н.В.Кухтарев, М.С.Соскин. Квантовая электроника, 4, 420, 1977.
- [8] W.Rother. Z.fur Naturforschung, tA, 25a, 1120, 1970.
- [9] П.П.Погорецкий, Е.Н.Салькова, М.С.Соскин. УФЖ, 19, 1603, 1974.
- [10] В.З.Брискин, А.В.Грозный, В.Г.Сидорович, Д.И.Стаселько. Письма в ЖТФ, 2, 561, 1976.