

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ ПИКОСЕКУНДНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННО-ИНДУЦИРОВАННОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ GaAs

А. А. Бугаев, Т. Ю. Дунаева, А. Л. Станкевич

Выполнены прямые измерения плазменно-индуцированного показателя преломления GaAs на длине волны 1.06 мкм при двухфотонном возбуждении полупроводника. Получена зависимость его величины от концентрации свободных носителей, которая с учетом процесса межзонной излучательной рекомбинации хорошо соответствует расчетному соотношению Друде вплоть до уровней накачки 6.5 ГВт/см². Определено значение эффективной величины нелинейного показателя преломления, которое позволяет рассчитывать результат нелинейного взаимодействия, обусловленного генерацией свободных носителей.

Оптическая нелинейность полупроводников, обусловленная генерацией свободных носителей, рассматривается как один из перспективных механизмов при разработке оптических элементов компьютерной логики [1], систем обращения волнового фронта [2] и сверхбыстрой обработки оптического сигнала [3]. Нелинейный показатель преломления, отвечающий этому механизму, исследовался различными методами: путем измерения угла отклонения тонкой полупроводниковой призмы [4], угловой расходимости лазерного пучка при прохождении полупроводниковой пластины (самодефокусировка) [5], а также интерференционных измерений фазового набега, полученных с помощью модифицированного интерферометра Тваймена—Грина [6], полупроводникового эталона Фабри—Перо [7] и голографической интерферометрии [8]. Основной целью этих работ было изучение спектральной зависимости индуцированного показателя преломления [6] и его пространственного распределения в объеме полупроводника [8]. Вместе с тем зависимость величины индуцированного показателя преломления от интенсивности возбуждения также представляет интерес в связи с существующим разнообразием теоретических моделей индуцированного нелинейного отклика [9-11]. Настоящая работа посвящена определению этой зависимости для GaAs в диапазоне спектра $\hbar\omega = 1.17$ эВ при двухфотонном возбуждении полупроводника.

В экспериментах использовался YAlO₃: Nd пикосекундный генератор, работающий в режиме самосинхронизации мод по схеме сталкивающихся импульсов. Выделенный из цуга одиночный импульс длительностью 27 пс усиливался в однопроходовом усилителе до энергии ~5 мДж. Измерения индуцированного показателя преломления производились по методу зондирования с предварительным возбуждением, в котором канал зондирования содержал незначительно модифицированный интерферометр Жамена.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Образец представлял собой плоскопараллельную пластину GaAs (*n*-тип, ориентация [111], концентрация примесей 10¹⁶ см⁻³) толщиной 600 мкм. Использование указанного типа интерферометра было продиктовано, во-первых, его стабильностью, а во-вторых, тем, что плоскопараллельность светоделительных пластин практически без настройки обеспечивает близкий к нулевому порядок ин-

терференции. Для того чтобы уменьшить пространственное усреднение интерференционной картины, вызванное неоднородным профилем интенсивности возбуждающего импульса, на выходе интерферометра размещались последовательно линза и диафрагма 400 мкм. С помощью линзы изображение интерференционной картины, соответствующее плоскости образца, проецировалось на плоскость диафрагмы с однократным увеличением. Благодаря этому исключалось влияние нелинейной рефракции при измерениях на конечном расстоянии от плоскости образца. Регистрация энергии импульсов производилась с помощью микро-ЭВМ «Электроника-60». Накопление данных производилось при условии, что флюктуация энергии и коэффициента преобразования во вторую гармонику возбуждающего импульса не превышает 0.1 и 0.2 от заданных величин соответственно.

Определенная таким образом зависимость пропускания интерферометра от пиковой интенсивности возбуждающего импульса для двух значений задержки $\tau_1=100$ и $\tau_2=400$ пс приведена на рис. 2. Особенностью

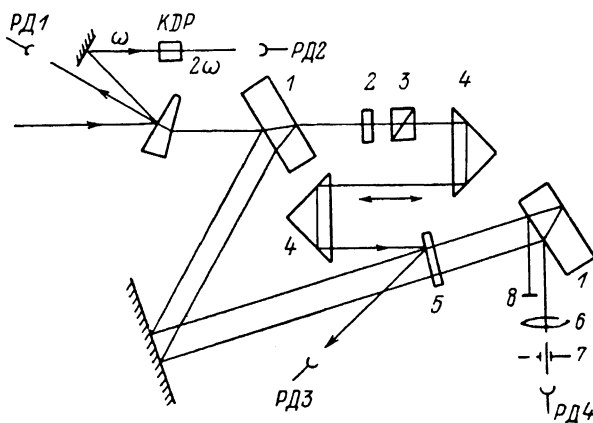


Рис. 1. Схема интерференционных измерений.

РД1, РД2 — фотодиоды, обеспечивающие селекцию импульса по заданному коэффициенту преобразования во вторую гармонику; РД3, РД4 — фотодиоды для измерения интенсивности возбуждающего и прошедшего интерферометр 1 импульсов; 2, 3 — полуволновая пластина и призма Глана для изменения уровня возбуждения образца; 4 — линза задержки; 5 — линза для изменения уровня возбуждения образца; 6 — проецирующая линза; 7 — диафрагма, 8 — непрозрачный экран.

представленных зависимостей является их осциллирующий характер, глубина модуляции которого падает по мере увеличения уровня возбуждения образца и практически не регистрируется при значениях $I_0 \geq 6.5$ ГВт/см². Понятно, что эта зависимость является результатом переменной разности фаз двух интерферирующих импульсов, один из которых уменьшается по амплитуде за счет растущего поглощения свободных носителей.

Зависимость величины фазового набега $\Delta\phi$ от интенсивности возбуждающего импульса, полученная из результатов эксперимента, приведена на рис. 3. Как видно, фазовый набег $\Delta\phi$ практически линейно зависит от интенсивности вплоть до значений $I_0 \sim 4$ ГВт/см², после чего рост $\Delta\phi$ уменьшается тем больше, чем больше величина задержки зондирующего импульса. Полученные результаты находят свое объяснение в рамках модели плазменно-индуцированного изменения показателя преломления с учетом межзонной излучательной рекомбинации.

Известно [11], что вблизи края поглощения прямого полупроводника для задержки τ , большей длительности возбуждающего импульса, нелинейный отклик связан в основном с заполнением зоны (динамический эффект Мосса—Бурштейна) и экранированием потенциала кулоновского взаимодействия, когда число электронно-дырочных пар превосходит одну в единичном объеме экситона (насыщение экситонного поглощения). Однако существенно ниже края поглощения доминирующий вклад в нелинейный отклик GaAs обеспечивает поляризуемость созданной электронно-дырочной плазмы, которая по условиям эксперимента ($\tau \geq 100$ пс) может

рассматриваться находящейся в термическом равновесии с решеткой [12]. Несмотря на разнообразие теоретических моделей, которые использовались для расчета величины вклада свободных носителей в реальную часть диэлектрической проницаемости полупроводника, их общим результатом является линейная связь $N = k \Delta n$ (типа соотношения Друде) между концентрацией свободных носителей N и величиной индуцированного ими

показателя преломления Δn . Вместе с тем коэффициент пропорциональности k этого соотношения изменяется более чем в четыре раза при переходе от одной модели к другой (см., например, [9, 10]). Неопределенность величины k возрастает еще больше, если учесть предположение [13] о зависимости приведенной эффективной массы носителей m_{eh}^* от их concentra-

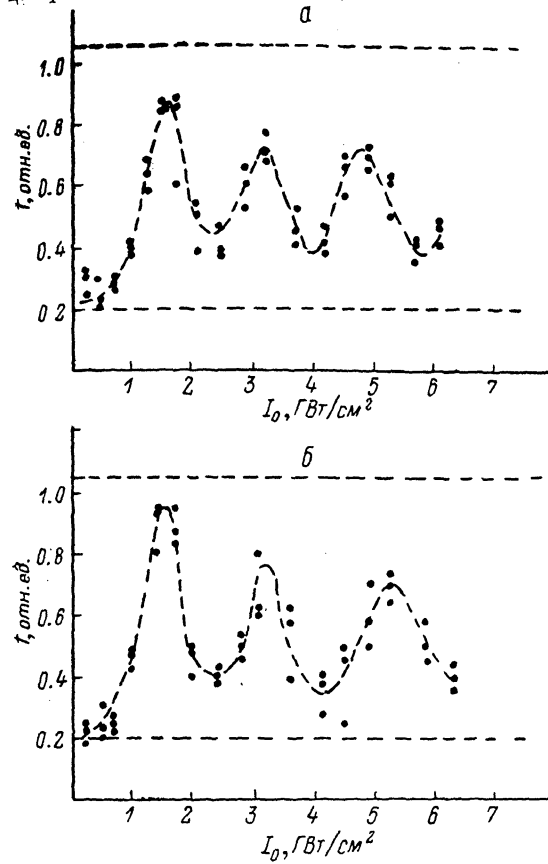


Рис. 2. Пропускание интерферометра как функция уровня возбуждения при задержке $\tau_1 = 100$ (а) и $\tau_2 = 400$ пс (б).

Штриховые линии соответствуют максимальному и минимальному пропусканию в отсутствие возбуждения.

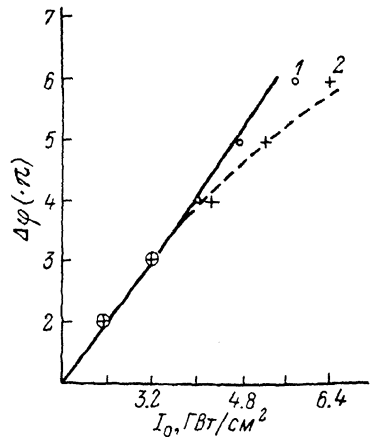


Рис. 3. Зависимость индуцированной разности фаз $\Delta \varphi$ от пиковой интенсивности возбуждающего импульса I_0 .

1, 2 — результаты эксперимента при задержке 100 и 400 пс соответственно. Сплошная и штриховая линии — численная подгонка решения уравнения (2).

ции. Сохраняя эту неопределенность, величину индуцированного показателя преломления для случая двухфотонного возбуждения можно записать как эффект четвертого порядка по полю E

$$\Delta n = \bar{n} E E E E = \frac{2\pi}{n_0} \chi^{(5)} E E E E \approx \frac{\beta}{2\hbar\omega k} \int_{-\infty}^t I^2(t) dt \approx \frac{\beta I^2(t) \tau_p}{4K\hbar\omega} = \frac{\beta n_0^2 c^2 \tau_p}{256\pi^2 k \hbar\omega} E E E E, \quad (1)$$

где $\chi^{(5)}$ — реальная часть эффективной нелинейной восприимчивости пятого порядка; β — коэффициент двухфотонного поглощения; τ_p — длительность $I^2(t)$ возбуждающего импульса; n_0 — невозмущенный показатель преломления; \bar{n} — нелинейный показатель преломления.

Понятно, что в общем случае результирующее изменение Δn определяется как динамикой концентрации носителей, так и разогревом решетки, который связан с энергетической релаксацией электрон-фононной системы

полупроводника [14]. Для грубой оценки величины разогрева ΔT применим односторонний энергообмен, когда избыточная энергия горячих носителей $\delta = 2\hbar\omega - E_p = 0.91$ эВ передается фоновой системе путем эмиссии LO-фононов, в то время как обратный процесс отсутствует. В этом случае можно использовать соотношение $\rho c_p \Delta T = N\delta$ (здесь $\rho = 5.32$ г·см⁻³, $c_p = 0.33$ Дж/г·°C [15]), из которого видно, что даже для $N \sim 10^{19}$ см⁻³ изменение температуры $\Delta T \ll 5^\circ$. Отсюда следует, что температурное изменение показателя преломления Δn , пропорциональное $dn/dT = 1.3 \cdot 10^{-4}$ град⁻¹ [15], достаточно мало и им можно пренебречь. Таким образом, существенными для результатов нашего эксперимента остаются процессы двухфотонного поглощения возбуждающего импульса в объеме полупроводника и генерация свободных носителей, которые описываются системой связанных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dI(z, t)}{dz} &= -\beta I^2(z, t) - \sigma_{eh} N(z, t) I(z, t) - aI(z, t), \\ \frac{dN(z, t)}{dt} &= \frac{\beta I^2(z, t)}{2\hbar\omega} - BN^2(z, t), \end{aligned} \quad (2)$$

где σ_{eh} — поперечное сечение поглощения свободных носителей, a — коэффициент поглощения примесей, B — константа межзонной излучательной рекомбинации. В этой системе уравнений, которая записана в приближении геометрической оптики, не учитываются диффузия свободных носителей и неоднородность накачки за счет многократного отражения от поверхностей образца. Справедливость использованных приближений рассмотрена в ряде работ [16, 17]. Численный расчет системы (2) для значений $\sigma_{eh} = 6 \cdot 10^{-18}$ см², $B = 2 \cdot 10^{-10}$ см³·с⁻¹ [15] и $a = 2$ см⁻¹ (определенно в самостоятельных измерениях) позволяет получить распределение концентрации свободных носителей по толщине образца $N(z, \tau_1, \tau_2)$ для двух моментов времени, равных задержке τ_1 или τ_2 . Далее осуществлялась численная подгонка результатов интегрирования соотношения $\Delta\varphi(\tau_1, \tau_2) =$

$= \left(2\pi \int_0^d N(z, \tau_1, \tau_2) dz \right) / \lambda k$ к результатам эксперимента (рис. 2), в которой

величина k использовалась как параметр подгонки. Наилучшее совпадение для обеих кривых было достигнуто при $k = 6.2 \cdot 10^{20}$ см⁻³. Сравнивая полученное значение k с аналогичной величиной из соотношения Друде $k_D = n_0 m_{eh}^* \omega^2 / 2\pi e^2 = 5.4 \cdot 10^{20}$ см⁻³, можно видеть их хорошее совпадение. Подставляя k в выражение (1), находим величину нелинейного показателя преломления \tilde{n} , характеризующего нелинейный отклик при двухфотонном возбуждении GaAs $\tilde{n} = 1.2 \cdot 10^{-33}$ м⁴·В⁻⁴.

Итак, прямые интерференционные измерения индуцированного показателя преломления вдали от края поглощения GaAs при двухфотонном возбуждении свободных носителей показывают, что в диапазоне задержек, отвечающих термическому равновесию носителей и решетки, нелинейный отклик реальной части диэлектрической проницаемости с учетом процесса излучательной рекомбинации соответствует модели плазменно-индуцированного показателя преломления [2, 10]. Полученные результаты позволяют производить численную оценку нелинейного взаимодействия, которое обусловлено рассмотренным выше механизмом.

Авторы признательны Б. П. Захарчене за интерес и поддержку работы.

Список литературы

- [1] Gibbs H. M., Peyghabarian N. // Soc. Photo-Opt. Instrum. 1986. V. 634. N 1. P. 142—149.
- [2] Jain R. K., Klein M. B. // Optical Phase Conjugation. New York, 1983. P. 307—311.
- [3] Kaschke M., Wilhelm B. // Appl. Phys. 1988. V. B45. N 2. P. 555—560.
- [4] Schulzgen A., Henneberger F. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 495—498.
- [5] Boggess T. F., Bohnert K., Norwood D. P., Mire C. D., Smirl A. L. // Opt. Comm. 1987. V. 64. N 3. P. 387—390.

- [6] Olbright G., Peyghambarian N. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 7. P. 1184—1186.
- [7] Downer M. C., Shank C. V. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 5. P. 761—763.
- [8] Bugayev A. A., Zakharhenya B. P. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 150. N 4. P. 891—895.
- [9] Wherrett B. S., Higgins N. A. // Proc. Roy. Soc. London. 1982. V. A379. N 1. P. 67—71.
- [10] Auston D. H., McAfee S., Shank C. V., Ippen E. P., Teschke O. // Sol. St. Electr. 1978. V. 21. N 1. P. 147—151.
- [11] Banyai L., Koch S. W. // Z. Physik. 1986. V. B63. N 2. P. 283—286.
- [12] Van der Linde D., Lambrich R. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. N 5. P. 1090—1092.
- [13] Yang G., Bloembergen N. // IEEE Trans. Quant. Electron. 1986. V. 22. N 1. P. 195—202.
- [14] Кумеков С. Е., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 94. № 2. С. 346—358.
- [15] Blakemore J. C. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 1. P. R123—R126.
- [16] Бугаев А. А., Дунаева Т. Ю., Лукошкин В. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 12. С. 9—13.
- [17] Stryland E. V., Vanherzeele H., Woodall M., Soileau M. J., Smirl A., Guha S., Boggess T. // Opt. Eng. 1985. V. 24. N 4. P. 613—618.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
23 марта 1990 г.