

УДК 621.315.592

## ПИКОСЕКУНДНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА В ОБЪЕМЕ КРЕМНИЯ

А. А. Бугаев, А. Б. Ваньков, Т. Ю. Дунаева

Приведены результаты применения пикосекундной голографической интерферометрии для изучения процесса поглощения светового импульса ( $h\nu = 1.17$  эВ) в объеме кремния. Показано, что нелинейный отклик возбуждаемого объема имеет фазовый характер и нестационарен в течение всего периода накачки. Определены величины нелинейной добавки к показателю преломления  $\Delta n = 2 \cdot 10^{-2}$  и концентрации фотовозбужденных носителей  $N = 5.3 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ , которые примерно соответствуют предельно достижимым значениям при неразрушающем возбуждении. Показано, что нелинейная рефракция не влияет на формирование возбуждаемого объема.

Возбуждение кремния мощным световым импульсом с энергией кванта порядка ширины запрещенной зоны сопровождается нелинейным откликом среды, величина и характер которого определяют практический интерес его использования для целей пространственно-временного преобразования возбуждающего импульса [1, 2]. При этом наиболее существенный вклад в нелинейный отклик обеспечивает генерация свободных носителей, вызывающая изменение как реальной  $\epsilon'$ , так и мнимой  $\epsilon''$  частей нелинейной диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon_n = \epsilon' + i\epsilon''$ . По этой причине представляет значительный интерес проследить процесс поглощения возбуждающего импульса в объеме кремния, поскольку этот процесс является результатом совместного действия нелинейного поглощения и рефракции.

В настоящей работе мы приводим часть наших исследований, посвященных развитию и применению методов пикосекундной голографической диагностики для изучения нелинейного поглощения в полупроводниках. Для исследования возбуждаемого объема кремния мы выполнили эксперименты по методу зондирования с предварительным возбуждением [3], в котором использовался принцип голографической регистрации информации [4]. В общем случае такой синтез дает возможность получить амплитудно-фазовое изображение контролируемого объема, соответствующее известной временной задержке между возбуждающим и зондирующим импульсами. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В эксперименте использовался выделенный из цуга одиночный импульс длительностью 35 пс, который проходил через дополнительную кювету с насыщающимся поглотителем (краситель 3274) и усиливался в однопроходном усилителе до энергии 5 мДж. Далее импульс разделялся на два, один из которых осуществлял возбуждение образца, а другой — через схему удвоения импульса осуществлял запись голограммы по методу двух экспозиций [4]. Схема удвоения в виде интерферометра Майкельсона использовалась для того, чтобы обеспечить запись двухэкспозиционной голограммы двумя идентичными по качеству и энергии пикосекундными импульсами. Между каналами зондирования и возбуждения была введена переменная временная задержка, которая в совокупности со схемой удвоения импульса обеспечивала временную диаграмму измерений, представленную на рис. 1. Таким образом, эксперимент позволял произ-

водить временную диагностику амплитудно-фазовых изменений контролируемого объема кремния, вызванных поглощением в нем возбуждающего

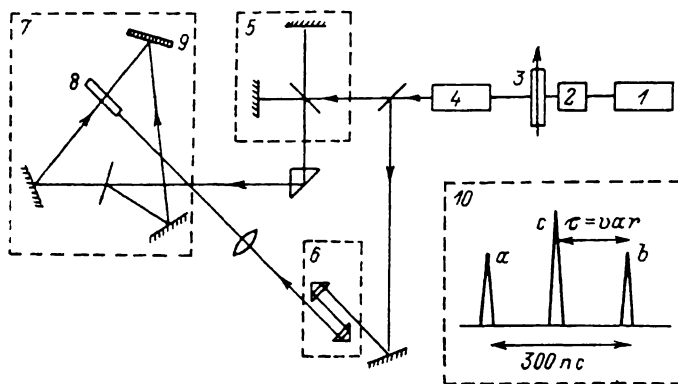


Рис. 1. Схема экспериментальной установки пикосекундной голографической диагностики.

1 — генератор пикосекундных импульсов, 2 — система выделения одиночного импульса, 3 — ключевая с насыщающимся поглотителем, 4 — усилитель, 5 — схема удвоения импульса, 6 — переменная временная задержка, 7 — схема голографической регистрации, 8 — образец, 9 — пленка двуокиси ванадия, 10 — диаграмма временной последовательности измерений: а, в — регистрирующие импульсы; с — возбуждающий импульс.

импульса. В качестве образца использовалась пластина кремния толщиной 2 мм ( $\rho = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ), возбуждение которой осуществлялось через торцевую поверхность с помощью цилиндрической длиннофокусной ( $F = 100 \text{ см}$ ) линзы. Регистрация голограмм производилась на пленке  $\text{VO}_2$ , голографические характеристики которой приведены в [5, 6]. Во время регистрации и восстановления голограммы ( $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$ ) пленка  $\text{VO}_2$  термостатировалась в середине петли температурного гистерезиса [5].

Первая часть экспериментов была связана с регистрацией временной последовательности амплитудных изменений возбуждаемого объема, вызванных поглощением светового импульса. Для этого в схеме удвоения исключался один из записывающих импульсов (импульс а, рис. 1) и на голограмме по сути дела регистрировалась пространственная картина пропускания возбуждаемого объема. Восстановленные изображения объема кремния, соответствующие различным моментам времени возбуждения, приведены на



Рис. 2. Временная последовательность поглощения возбуждающего импульса в объеме кремния.  $\tau$ , пс: а — -20, б — 0, в — +20. Изображение содержит линейную шкалу, одно деление — 0.1 мм.

рис. 2. Отсюда видно, что поглощение возбуждающего импульса приводит к образованию в объеме темного конуса ( $\tau = -20 \text{ пс}$ ), далее системы вложенных конусов ( $\tau = 0 \text{ пс}$ ), после чего вновь возникает темный конус ( $\tau = +20 \text{ пс}$ ). При дальнейшем увеличении задержки изме-

нение пропускания кремния на голограмме не регистрируется. Из рис. 2 видно также, что регистрируемая длина нелинейного взаимодействия примерно равна 1 мм.

Анализ полученных изображений показывает, что поскольку изменение пропускания наблюдается лишь в диапазоне задержек  $(-20+20)$  пс, который примерно соответствует длительности возбуждающего импульса (35 пс), то это изменение представляет собой результат временного усреднения нестационарного фазового отклика среды. Это значит, что восстановленное изображение образует интерференционную картину между последовательностью мгновенных значений комплексной амплитуды предметного импульса. Данная ситуация аналогична голографической интерферометрии за одну экспозицию вибрирующих поверхностей [7], для которой показано [8], что усредненная интерферограмма (например, рис. 2, б) приближенно соответствует двухэкспозиционной интерферограмме возбужденного ( $\tau=0$  пс) и невозбужденного состояний объема. Увеличение задержки более +20 пс приводит к полному исчезновению интерферограммы, что означает стационарность фазового отклика среды в течение времени зондирования.

Далее мы определили кинетику развития фазового набега  $\varphi$  объема нелинейного взаимодействия в аналогичных экспериментах, которые были выполнены по методу двух экспозиций (два импульса на выходе схемы удвоения). Измеряемая величина  $\varphi$  определялась как число интерференционных полос, укладывающихся на длине нелинейного взаимодействия. При этом была получена последовательность значений  $\varphi$  ( $\tau$ ), которая описывает ступенчатый характер нелинейного отклика:  $\pi$  (-20 пс),  $4\pi$  (0 пс),  $7\pi$  (+20 пс),  $8\pi$  (+200 пс). Таким образом, нелинейный отклик имеет фазовый характер и нестационарен в течение всего периода поглощения возбуждающего импульса. Полученные результаты качественно соответствуют механизму нелинейности, обусловленному генерацией свободных носителей [9], временной отклик которого в пренебрежении рекомбинацией и диффузией [10] пропорционален  $\sim \int_{-\infty}^t I(t) dt$  (здесь  $I(t)$  — интенсивность возбуждающего импульса).

Метод пикосекундной голографической интерферометрии дает возможность непосредственно определить величину нелинейного показателя преломления  $\Delta n$ , обусловленного генерацией свободных носителей. В этом случае представляет интерес определить максимальное значение  $\Delta n$ , которого можно достигнуть в отсутствие плавления поверхности кремния. Для измерений мы использовали схему рис. 1 с тем отличием, что возбуждающий импульс распространялся под малым углом ( $\sim 7^\circ$ ) к зондирующему. В качестве образца использовалась пластина кремния толщиной  $d=200$  мкм. Плотность энергии возбуждающего импульса, который фокусировался сферической линзой ( $F=100$  см), составляла 1 Дж/см<sup>2</sup> и была незначительно меньше энергии плавления кремния  $E_m \sim 1.5$  Дж/см<sup>2</sup> [11]. Интерферограмма кремния, полученная через 60 пс после возбуждения образца, приведена на рис. 3. Необходимо отметить, что зарегистрированная разность фаз  $\Delta\varphi=8\pi$  между возбужденной и невозбужденной областями кремния является максимально возможной, так как дальнейшее увеличение энергии возбуждения приводит к плавлению поверхности. Этому значению  $\Delta\varphi$  соответствует изменение показателя преломления  $\Delta n = \Delta\varphi\lambda/2\pi d = 2 \cdot 10^{-2}$ . Величины  $\Delta\varphi$  и  $\Delta n$  являются усредненными по толщине образца. Используя соотношение Друде  $\Delta n = -e^2\Delta N/2\varepsilon_0 n_0 m^* \omega^2$ , можно определить среднюю по толщине концентрацию свободных носителей  $\Delta N$ . Принимая  $\omega = 1.9 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>;  $n_0 = 3.5$ ,  $m^* = 0.15m_0$  [12, 13],  $m_0 = 10^{-27}$  г,  $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$  CGS,  $\varepsilon_0 = 1/4\pi$ , находим  $\Delta N = 2.6 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> =  $1.3 \cdot 10^{21}$   $\Delta n$ . Следовательно, для  $\Delta n = 2 \cdot 10^{-2}$  величина  $\Delta N = 2.6 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Известно [9], что распределение концентрации свободных носителей по толщине  $z$  для кремния описывается соотношением  $N(z) = N(0)/(1 +$

$+1/2 \sigma N(0)z$  ( $\sigma = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$  — поперечное сечение поглощения носителей). Усредняя  $N(z)$  по толщине, находим выражение для концентрации носителей на поверхности  $N(0) = 2 (\exp(d\sigma \Delta N/2) - 1) / \sigma d$ . Поскольку величина средней концентрации равна  $\Delta N = 2.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , получим  $N(0) = 5.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . С другой стороны, концентрацию носителей на поверхности  $N(0)$  можно определить по соотношению  $N(0) = \alpha (1-R) E(0) / \hbar \omega$ , где  $E(0)$  — плотность энергии возбуждающего импульса,  $R$  — коэффициент отражения,  $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$  — коэффициент линейного поглощения. Подставляя значение  $E(0) = 1 \text{ Дж/см}^2$ , находим  $N(0) = 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что хорошо соответствует результатам эксперимента рис. 3. Таким образом,



Рис. 3. Двухэкспозиционная интерферограмма возбужденной области кремния ( $\tau = +60 \text{ пс}$ ).

Диаметр возбужденной зоны — 400 мкм.

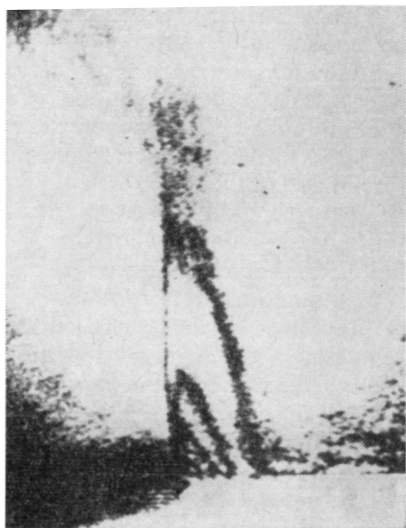


Рис. 4. Двухэкспозиционная интерферограмма кремния при пространственно неоднородном возбуждении объема ( $\tau = +60 \text{ пс}$ ).

Вблизи границы образца виден экран-полуплоскость.

полученные значения  $\Delta n$ ,  $N(0)$ , по всей видимости, представляют собой верхний предел, которого можно достигнуть при неразрушающем возбуждении кремния пикосекундным импульсом с энергией кванта 1.17 эВ и длительностью 35 пс.

Понятно, что пространственная форма объема, в котором происходит поглощение возбуждающего импульса, зависит от нелинейного поглощения и рефракции. Анализ этой формы можно выполнить на основе интерферограммы возбужденного объема. Мы осуществили эксперименты, в которых пространственное распределение энергии возбуждающего импульса было крайне неоднородным. Для этого непосредственно на торцевой поверхности образца располагался тонкий непрозрачный экран (полуплоскость), который закрывал половину возбуждаемой площади. В этом случае характерной особенностью возбуждаемого объема является наличие резкой границы (свет—тень), ориентация которой по отношению к торцевой поверхности испытывает влияние нелинейной рефракции в процессе самовоздействия. Поскольку для кремния величина  $\Delta n$  отрицательна, то это влияние может приводить к отклонению границы в область геометрической тени экрана. Интерферограмма возбужденного объема при задержке 60 пс приведена на рис. 4, из которого видно, что распространение флуктуации электромагнитного поля в виде границы свет—тень подчиняется законам геометрической оптики. Следовательно, пространственная форма возбужденного объема, как и в случае наносе-

кундного возбуждения [14], определяется лишь пространственным распределением энергии поглощаемого импульса.

В заключение отметим, что синтез методов пикосекундной временной диагностики и принципов голографической регистрации информации существенно расширяет экспериментальные возможности исследования процессов нелинейного взаимодействия в твердом теле.

Авторы признательны Б. П. Захарчене за внимание к работе.

### Л и т е р а т у р а

- [1] *Ахманов С. А., Вислоух В. А., Чиркин А. С.* УФН, 1986, т. 149, № 3, с. 449—509.
- [2] *Jain R. K.* Optical Engineering, 1982, vol. 21, N 2, p. 199—218.
- [3] *Иппен Э., Шенк Ч.* В кн.: Сверхкороткие световые импульсы. / Под ред. С. Шапиро. М.: Мир, 1981. 479 с.
- [4] *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
- [5] *Bugaev A. A., Chudnovski F. A., Zakharchenja B. P.* In: Semiconductor Physics. Ed. by V. M. Tuchkevich. Cons. bur. N. Y., 1986. 549 p.
- [6] *Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А.* Фазовый переход металл—полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979. 312 с.
- [7] *Powell R. L., Stetson K. A.* J. Opt. Soc. Amer., 1965, vol. 55, N 7, p. 1593—1598.
- [8] *Monahan M. A., Bromley K. J.* Acoust. Soc. Am., 1968, vol. 44, N 5, p. 225—232.
- [9] *Svantesson K. B.* J. Phys. D, 1979, vol. 12, N 3, p. 425—436.
- [10] *Combescot M. J.* Luminescence, 1985, vol. 30, N 1—4, p. 1—15.
- [11] *Smirl A. L., Boggess T. F., Moss S. C.* J. Luminescence, 1985, vol. 30, N 1—4, p. 272—284.
- [12] *Yang Guo-Zhen, Bloembergen N.* IEEE Transaction on Quantum Electronics, 1986, vol. QE-22, N 1, p. 195—196.
- [13] *Lompe L.-A., Lin J.-M., Kurz H., Bloembergen N.* Appl. Phys. Lett., 1984, vol. 44, N 1, p. 3—5.
- [14] *Бугаев А. А., Ваньков А. Б., Лукошкин В. А.* ФТТ, 1987, т. 29, № 9, с. 2710—2713.

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

Поступило в Редакцию  
22 сентября 1987 г.