

в  $\text{PbTe}(\text{Tm})$  могут не наблюдаться из-за нетеплового уширения подуровней Ландау.

Синтез кристаллов с большим содержанием  $\text{Tm}$  из паровой фазы оказался возможным при использовании шихты нестехиометрического состава, поэтому образцы 3, 4, содержащие  $\sim 2.8$  ат%  $\text{Tm}$ , по-видимому, являются сильно компенсированными. В процессе изотермического отжига степень компенсации изменяется, концентрация электронов понижается. В образце 4 на осцилляционных кривых спиновое расщепление наблюдалось достаточно отчетливо, однако особенностей, связанных с возможной зависимостью  $\bar{g}$ -фактора от магнитного поля, также не обнаружено.

Суммируя полученные данные, можно охарактеризовать  $\text{Tm}$  в  $\text{PbTe}$  как донорную примесь, введение которой может увеличивать концентрацию электронов до  $\geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Сделать однозначный вывод о наличии или отсутствии стабилизации положения уровня Ферми (УФ) в  $\text{PbTe}(\text{Tm})$  затруднительно. С одной стороны, наличие образцов с  $n \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , где концентрация электронов приблизительно соответствует концентрации введенной примеси  $C_{\text{Tm}}$ , свидетельствует о том, что «химическая» стабилизация УФ не наблюдается. Однако не исключено, что в  $\text{PbTe}(\text{Tm})$  эффект насыщения на зависимости  $n(C_{\text{Tm}})$  имеет место в некотором узком диапазоне  $C_{\text{Tm}}$ , как, например, наблюдается в  $\text{PbTe}(\text{Ga})$  [6]. Довольно высокие подвижности электронов и наличие осцилляций в образцах с  $n \approx 1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  вблизи характерной энергии стабилизации  $\epsilon_F$  в сплавах  $\text{PbTe}(\text{Cr})$  могут быть связаны с существованием некоего квазилокального уровня в энергетическом спектре, обусловленного кластерами типа собственный дефект кристаллической решетки + примесный атом. При исследовании осцилляций ШГ не обнаружено каких-либо проявлений магнитных взаимодействий  $\text{Tm}$  со свободными электронами, что является подтверждением вывода авторов работы [7] о малости обменного интеграла взаимодействия электронов зоны проводимости с магнитными моментами примесных атомов в теллуриде свинца.

#### Список литературы

- [1] Partin D. L. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 15. P. 1997—1999.
- [2] Averocs M., Lombos B. A., Fac C. // Phys. St. Sol. 1985. V. 131. P. 759—763.
- [3] Krost A., Harbecke B., Faymonville R., Schlegel H., Faunter E. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1985. V. 18. P. 2119—2143.
- [4] Ярембаш Е. И., Елисеев А. А. Халькогениды редкоземельных элементов. М., 1975. 258 с.
- [5] Акимов Б. А., Вертелецкий П. В., Зломанов В. П., Рябова Л. И., Тананаева О. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 244—249.
- [6] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 51—86.
- [7] Засавицкий И. И., Сазонов А. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 6. С. 1669—1674.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Получено 26.04.1990  
Принято к печати 25.09.1990

ФТП, том 25, вып. 2, 1991

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ННЗ В КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ ПРИ СИЛЬНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Пятраускас М., Норейка Д., Нятикшис В., Банайтис А.

В последнее время в связи с бурным развитием технологии микроэлектроники актуальными являются работы по исследованию поведения плазмы ННЗ высокой концентрации ( $\Delta N \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) в полупроводниковых материалах как во времени, так и в пространстве [1—4]. Большинство авторов свое внимание уделяют разогреву системы носителей и последующей передаче энергии ре-

сетке, так как это связано с процессами плавления и рекристаллизации кристаллов. При высоких концентрациях ННЗ могут проявляться не только нелинейные процессы рекомбинации (бимолекулярная, оже-рекомбинация), но и нелинейные процессы диффузии [1, 2]. Концентрация ННЗ  $\Delta N > 10^{19} \text{ см}^{-3}$  может создаваться как при поглощении полупроводником мощных оптических импульсов, так и другими методами. В кристаллах кремния плотность состояний в валентной зоне и зоне проводимости имеет величину порядка  $N_c, v \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [5]. Таким образом, при концентрациях ННЗ  $\Delta N \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в кристаллах Si проявляются эффекты, связанные с вырождением ННЗ. Особенно чувствительным к вырождению плазмы ННЗ является коэффициент амбиполярной диффузии ННЗ  $D_a$ . Так как  $D_a$  в основном определяет процессы

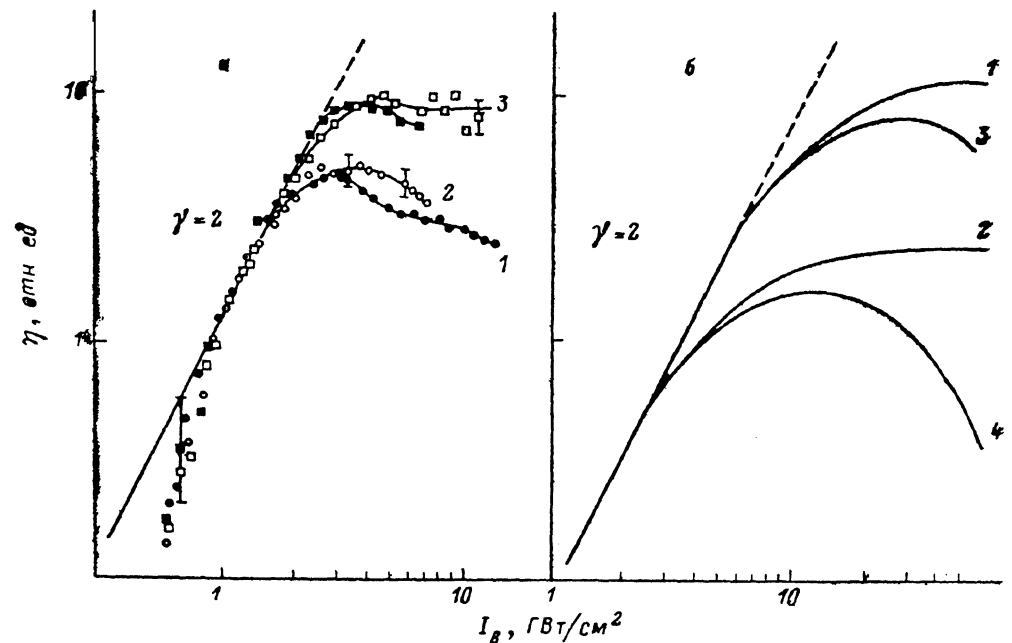


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности в кристаллах Si от уровня возбуждения. а — эксперимент. Периоды ДР: 1 —  $\lambda=6.6$ , 2 —  $\lambda=9.0$ , 3 —  $\lambda=14.8$ , 4 —  $\lambda=29.0$   $\mu\text{м}$ . б) — теория,  $\gamma = 2$ ; 1 —  $G_2=1 \cdot 10^{-20}$ , 2 —  $G_2=5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2/\text{с}$ , 3, 4 —  $G_2$ , как и в 1, 2, с учетом формирования «тепловой» решетки.

переноса заряда, в связи с широким применением кремния в микро- и оптоэлектронике исследование динамики ННЗ при высоких уровнях возбуждения не только является актуальным из чисто теоретических соображений, но и имеет практическую значимость.

В данной работе исследовались кристаллы кремния, легированные фосфором ( $n$ -Si), толщиной  $d=380$   $\mu\text{м}$ .

Динамика ННЗ при  $T=300$  К измерялась с помощью методики пикосекундных динамических решеток (ДР), более подробно рассмотренной в [6]. Суть этой методики состоит во временном зондировании распада ДР светонаведенного показателя преломления, созданной интерференционным полем пересекającychся пикосекундных импульсов. Для генерации пикосекундных импульсов света ( $\lambda=1.06$   $\mu\text{м}$ ) использовался активный элемент на основе кристалла ИАГ:  $\text{Nd}^{3+}$ . Максимальная задержка зондирующего импульса —  $\Delta t = 1000$  пс, временное разрешение  $\sim 25$  пс. Интенсивность возбуждения  $I_B$  не превышала  $10 \text{ ГВт/см}^2$ . Регистрация и обработка экспериментальных данных производились при помощи микро-ЭВМ.

В использованном нами диапазоне интенсивности возбуждения кристаллов Si  $I_B=0.1 \div 10 \text{ ГВт/см}^2$  генерация ННЗ происходит из-за межзонного поглощения света с длиной волны  $\lambda=0.53$   $\mu\text{м}$  ( $\alpha=8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ ), на что указывает показатель степени  $\gamma$  в зависимости дифракционной эффективности  $\eta$

от интенсивности возбуждения ( $\gamma=2$ ) при  $\Delta t=50$  пс (рис. 1, а). Для всех периодов решеток ( $\Lambda=6.6, 9, 14.8, 29$  мкм) при  $I_B > 3$  ГВт/см<sup>2</sup> в зависимостях  $\eta=f(I_B)$  наблюдается резкая нелинейность. С целью исследования возможных механизмов наблюдаемой нелинейности было проведено численное моделирование исследуемого процесса по методике, описанной в [7]. Так как процессы движения носителей в глубь и на поверхность кристалла не играют решающей роли для изучения картин процесса, то рассмотрение было ограничено только

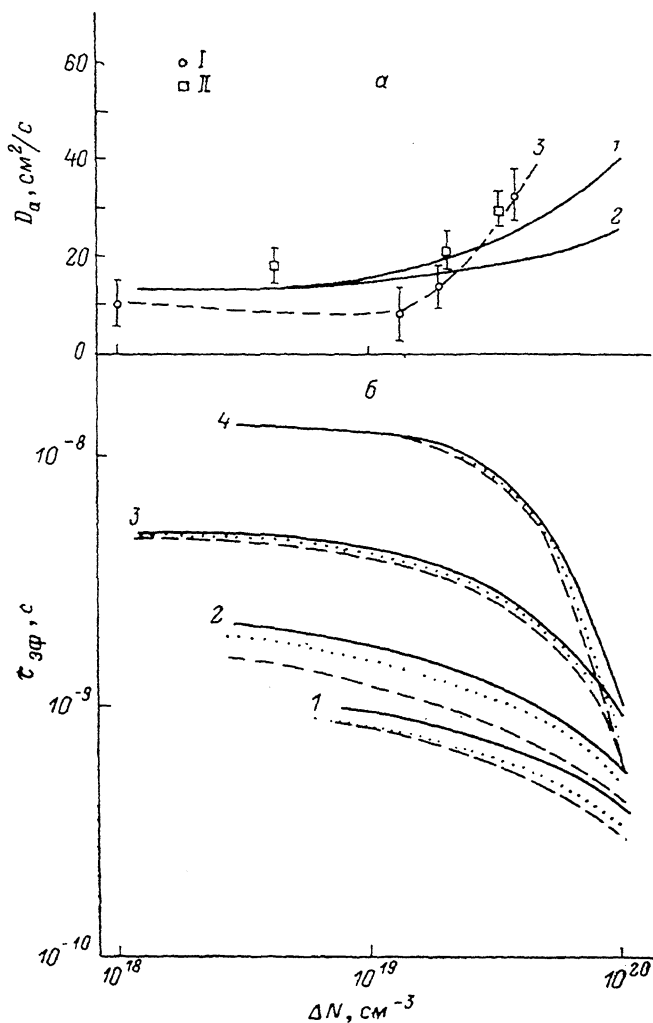


Рис. 2.

а — зависимость  $D_\alpha$  от концентрации ННЗ в кристаллах Si, I — наш эксперимент, II — работа [2]; 1 — теория по формуле (2) настоящей работы, 2 — теория [1]. б — теоретическая зависимость  $\tau_{sp}$  от концентрации ННЗ; сплошные кривые  $D_\alpha=\text{const}$ , штриховые —  $D_\alpha=f(\Delta N)$  из работы [2], пунктирные —  $D_\alpha=f(\Delta N)$  — из работы [1].

учетом оже-рекомбинации и механизма формирования «тепловой» решетки, т. е. модуляцией показателя преломления плазмой ННЗ (со знаком «—») и тепловой модуляцией показателя преломления (со знаком «+») из-за нагрева кристаллической решетки в процессе оже-рекомбинации. На рис. 1, б (штриховые кривые) показана теоретическая зависимость  $\eta=f(I)$  с учетом только процесса оже-рекомбинации ННЗ при различных коэффициентах  $G_3$  и с учетом как оже-процессов, так и формирования тепловой решетки (рис. 1, б, сплошные кривые). Видно, что теоретические кривые (с учетом тепловой решетки) удовлетворительно описывают исследуемый процесс. Наблюдаемые расхождения можно объяснить как неучетом в теоретической модели профиля дифракционной решетки в глубь кристалла, так и нелинейностью коэффи-

циента амбиполярной диффузии  $D_a$ , вследствие чего поперечное стирание решетки перестает быть экспоненциальным во времени. Другой вывод: исследования динамики плазмы ННЗ следует проводить в линейной части ЛДХ, т. е. при интенсивностях возбуждения  $I_B \leq 3 \text{ ГВт/см}^2$ .

В связи с этим исследования динамики ННЗ проводились при  $I_B \leq 3 \text{ ГВт/см}^2$ . Эффективные времена распада ДР измерялись в начальной части  $\Delta t = (0 \div 200) \text{ пс}$  кинетики  $\tau = f(\Delta t)$ . Известно, что эффективное мгновенное время распада ДР равно

$$\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = \frac{1}{\tau_{\text{диф}}} + \frac{1}{\tau_{\text{оже}}} + \frac{1}{\tau_{\text{пов}}}, \quad (1)$$

где  $\tau_{\text{оже}}$  — время оже-рекомбинации ННЗ ( $\tau_{\text{оже}} = \frac{1}{\Delta N^2 G_3}$ ),  $\tau_{\text{диф}}$  — диффузионное время стирания решетки [ $\tau_{\text{диф}} = (\Lambda/2\pi)^2/D_a$ ], где  $\Lambda$  — период ДР,  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии ННЗ. Из экспериментальной зависимости  $\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = f\left[\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2\right] + C$  определены коэффициенты амбиполярной диффузии  $D_a$  (при различных концентрациях ННЗ) и коэффициент оже-рекомбинации  $G_3$ . Получено значение  $G_3 = (1.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-30} \text{ см}^6/\text{с}$ . Экспериментальная зависимость  $D_a$  от концентрации ННЗ представлена на рис. 2, а (светлые кружки). Как известно [8], коэффициент амбиполярной диффузии ННЗ зависит от их концентрации следующим образом:

$$D_a = \frac{k_B T}{e} \left[ \Delta N_n \frac{F_{1/2}(\eta_n)}{F_{-1/2}(\eta_n)} + \Delta N_p \frac{F_{1/2}(\eta_p)}{F_{-1/2}(\eta_p)} \right] \frac{\mu_e^0 \mu_n^0}{\Delta N \mu_e^0 + \Delta N \mu_n^0}, \quad (2)$$

где  $F_{1/2}$ ,  $F_{-1/2}$  — интегралы Ферми соответственного порядка,  $\eta_e$ ,  $\eta_p = f(\Delta N_e, \nu_p)$  (другие обозначения общеприняты). На рис. 2, а сплошная линия 1 представляет собой теоретическую зависимость (2). Видно хорошее совпадение эксперимента и теории.

С целью исследования влияния нелинейности  $D_a$  на стирание ДР из-за диффузии ННЗ между штрихами было произведено численное моделирование динамики ННЗ в двумерном пространстве с учетом профиля ДР (учитывались два штриха решетки и распределение носителей в глубь образца, поверхностная и оже-рекомбинация ННЗ). Результаты численного эксперимента представлены на рис. 2, б. Видно, что нелинейность  $D_a$  влияет на эффективное время стирания ДР  $\tau_{\text{эф}}$  при  $\Delta N > 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Резкое уменьшение  $\tau_{\text{эф}}$  при  $\Delta N > 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  обусловлено включением механизма оже-рекомбинации. Можно сделать вывод, что нелинейность  $D_a$  (при  $\Delta N > 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) уменьшает  $\tau_{\text{эф}}$  на  $10 \div 20 \%$  (при  $\Lambda < 15 \text{ мкм}$ ).

Таким образом, в настоящей работе исследованы процессы динамики ННЗ в кристаллах кремния при высоких уровнях возбуждения. Установлены коэффициент оже-рекомбинации ННЗ, особенности влияния тепловых решеток на динамику дифракционной эффективности, а также экспериментально исследована нелинейность  $D_a$ . Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками.

#### Список литературы

- [1] Jeff F. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 4. P. 2147—2158.
- [2] Bergner H., Bruckner V. // Phys. St. Sol. (a). 1983. V. 79. P. N 2. P. K85—K88.
- [3] Van Driel Henry M. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 15. P. 8166—8176.
- [4] Алмазов Л. А., Малютенко В. К., Федоренко Л. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1337—1340.
- [5] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [6] Ruckman I., Petrauskas M., Netikšis V., Tamulaitis G., Halfpap L. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 142. N 2. P. 629—640.
- [7] Балтрамеюнас Р., Гатка Р., Куокшис Э., Нятикшис В., Пятраускас М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1422—1427.
- [8] Meyer J. R. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 4. P. 1554—1558.