

- [1] В о д о п ь я н о в К.Л., К у л е в с к и й Л.А., П а ш и н и н П.П., П р о х о р о в А.М. - ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1820-1823.
- [2] В о д о п ь я н о в К.Л., К у л е в с к и й Л.А., М и х а л е в и ч В.Г., Р о д и н А.М. - ЖЭТФ, 1986, т. 91, с. 114-120.
- [3] Э й з е н б е р г Д., К а у ц м а н В. Структура и свойства воды / Пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 273 с.
- [4] З е л ь д о в и ч Я.Б., К о р м е р С.Б., С и н и ц ы н М.В., Ю ш к о К.Б. - ДАН, 1961, т. 138, с. 1333-1336.
- [5] К у з н е ц о в Н.М. - ПМТФ, 1961, т. 1, с. 112-120.
- [6] Е р о х и н А.И., М о р а ч е в с к и й Н.В., Ф а й з у л о в Ф.С. Препринт ФИАН № 122 М., 1977. 29 с.
- [7] R i s e M., W a l s h J. - J. Chem. Phys., 1957, v. 26, p. 824-830.
- [8] W o l b a r s h t M. - IEEE J. QE-20, 1984, p. 1427-1432.

Институт общей физики  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
12 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

## МЕТАСТАБИЛЬНОСТЬ ФОТОЭМИССИИ ИЗ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СРОДСТВОМ К ЭЛЕКТРОНУ

Н.Т. Б а г р а е в

В сильнолегированных полупроводниках р-типа, поверхность которых активирована цезием и кислородом, энергетический уровень выхода электронов в вакуум может находиться ниже дна зоны проводимости, что автоматически приводит к реализации отрицательного сродства к электрону (ОЭС) [1]. Данная система интенсивно используется в качестве эффективного источника электронов в различных полупроводниковых приборах для получения пучков поляризованных электронов, которые применяются в разных областях физики высоких энергий, молекулярной физики и физики поверхности [1-3]. Изучение фотоэмиссии из полупроводников с ОЭС обеспечивает получение информации о свойствах объема и поверхности кристаллов, пленок и двумерных слоев, а также - о структуре зоны проводимости [2, 3]. Важным вопросом остается изучение влияния структурных дефектов на условия транспорта фотовозбужденных электронов и пиннинг уровня Ферми вблизи поверхности (рис. 1,а) [4], которые определяют эффективность эмиссии из полупроводников

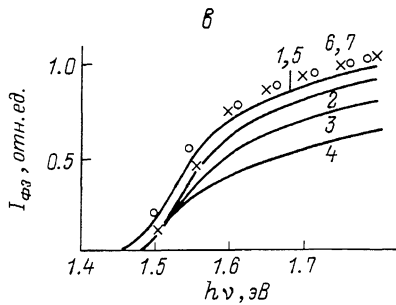
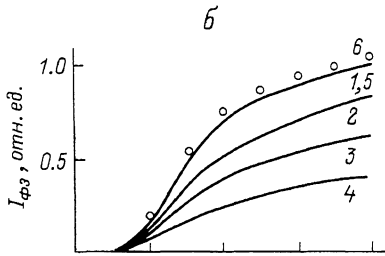
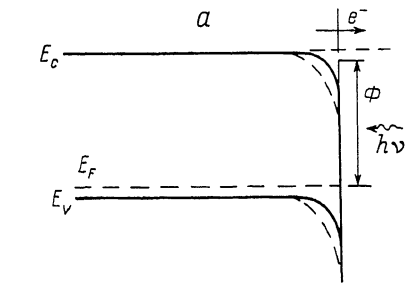


Рис. 1. Зонная схема *GaAs* с ОЭС в условиях пиннинга уровня Ферми вблизи поверхности кристалла до (сплошная линия) и после (пунктир) оптической перезарядки антиструктурных дефектов.  $\phi$  – работа выхода фотоэлектронов (а). Спектральные зависимости тока фотоэмиссии в условиях предварительной накачки светом  $h\nu = 1.17$  эВ (б) и  $h\nu = 1.37$  эВ (в): б –  $T = 120$  К, 1–4 – оптическое гашение фотоэмиссии, 1 –  $t = 0$ , 2 – 40 мин, 3 – 3 час, 4 – 5 час, 5 – термическая регенерация спектра фотоэмиссии при  $T = 140$  К; 6 – оптическая регенерация спектра фотоэмиссии при  $0.5 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 0.9 \text{ эВ}$ ,  $T = 120$  К (о); в –  $T = 120$  К, 1–4 – оптическое гашение фотоэмиссии, 1 –  $t = 0$ , 2 – 75 мин, 3 – 2 час, 4 – 5 час, 5 – термическая регенерация спектра фотоэмиссии при  $T = 150$  К, 6, 7 – оптическая регенерация спектра фотоэмиссии при  $0.8 \text{ эВ} < h\nu \leq 0.9 \text{ эВ}$  (б), (х) и при  $0.5 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 0.8 \text{ эВ}$  (7), (о).

с ОЭС. Основными дефектами с глубокими уровнями в  $GaAs$ , которые могут оказывать влияние на свойства объема и поверхности, являются антиструктурные дефекты донорного ( $AsGa$ ) и акцепторного ( $GaAs$ ) типа, ответственные за полуизолирующие свойства кристаллов и эпитаксиальных слоев [5, 6].

Целью настоящей работы является демонстрация возможностей управления пиннингом уровня Ферми и характеристиками фотоэмиссии из  $GaAs$  с ОЭС с помощью оптической перезарядки донорного антиструктурного дефекта  $AsGa$ . Эксперименты выполнялись в условиях сверхвысокого вакуума. Методика получения ОЭС описана в деталях в [1]. Образцы  $GaAs$  p-типа ( $N_A \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) облучались через монохроматор галогенной лампой мощностью 100 мВ с энергетическим разрешением  $\sim 15 \text{ мэВ}$ . Свет был сфокусирован на образец, величина пятна  $\sim 15 \text{ мм}^2$ . Ток фотоэмиссии регистрировался с помощью положительно заряженной сетки и измерялся пикоамметром в цепи сетки. Вакуум в процессе экспериментов был не хуже  $10^{-10}$  Торр. Температура поддерживалась на уровне 120 К. Основным объектом исследования была зависимость тока фотоэмиссии от энергии света накачки (рис. 1). Кривая 1 на рис. 1 свидетельствует о наличии ОЭС. Оптическая перезарядка антиструктурных дефектов, в ходе которой регистрировалась зависимость  $I_{\text{фэ}}$  от  $h\nu$  (см. рис. 1, б, в), осуществлялась путем предварительной оптической накачки монохроматическим светом в интервале энергий  $0.5 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 1.75 \text{ эВ}$ .

Предварительная оптическая накачка монохроматическим светом с энергией  $0.9 \text{ эВ} < h\nu \leq 1.75 \text{ эВ}$  приводит со временем к практически полному гашению фотоэмиссии из  $GaAs$  с ОЭС (рис. 1, б, в). Следует особо отметить, что в условиях предварительной накачки светом с  $h\nu > 1.2 \text{ эВ}$  впервые наблюдался эффект оптического смещения спектра фотоэмиссии в область высоких энергий (рис. 1, в). Последующее повышение температуры эмиттера стимулирует полное восстановление энергетического спектра фотоэмиссии ( $T \geq 140 \text{ К}$  и  $T \geq 150 \text{ К}$  после гашения фотоэмиссии вне ( $h\nu < 1.25 \text{ эВ}$ ) и в условиях ( $h\nu \geq 1.25 \text{ эВ}$ ) оптического смещения спектра фотоэмиссии в область высоких энергий соответственно. К аналогичному эффекту восстановления  $I_{\text{фэ}}(h\nu)$  приводит последующая оптическая накачка светом с энергией  $0.5 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 0.8 \text{ эВ}$  (после гашения фотоэмиссии при  $0.9 \text{ эВ} < h\nu \leq 1.75 \text{ эВ}$ ) и  $0.5 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 0.9 \text{ эВ}$  (после гашения фотоэмиссии при  $0.9 \text{ эВ} < h\nu < 1.25 \text{ эВ}$ ) (рис. 1). Спектральная зависимость гашения тока фотоэмиссии из  $GaAs$  с ОЭС представлена на рис. 2, а. На этом же рисунке приведена спектральная кривая гашения межзонной фотопроводимости в объеме  $GaAs$  при оптической перезарядке антиструктурного двойного донора  $AsGa$  [5]. Можно предположить (см. рис. 2, а), что в области изгиба зон, кроме объемных антиструктурных дефектов, вклад в гашение фотоэмиссии вносят также аналогичные дефекты вблизи поверхности эмиттера (см. рис. 1, а), которые проявляют метастабильные свойства при  $h\nu \geq 1.25 \text{ эВ}$  и приводят к эффекту оптического

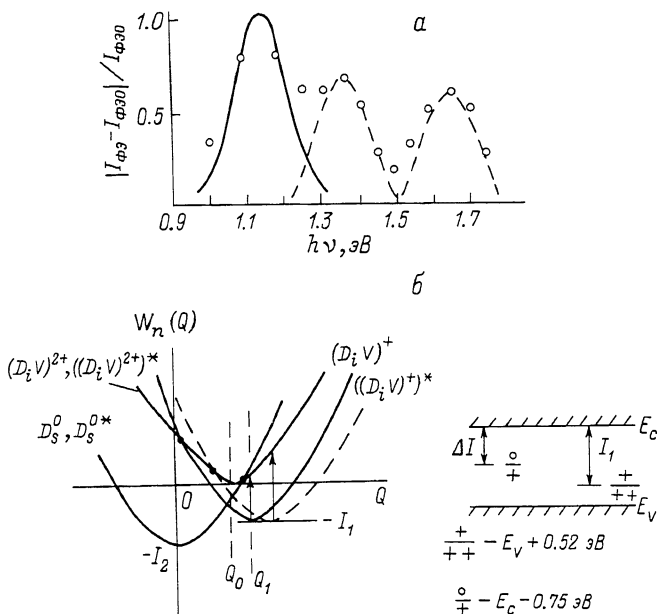


Рис. 2. а) Спектральная зависимость гашения фотоэмиссии из *GaAs* с ОЭС. Сплошная кривая – спектр гашения фотопроводимости, сигнала ЭПР и фотоемкости [5]. б) Адиабатические потенциалы антиструктурных дефектов *AsGa* в *GaAs* (в объеме –  $D_S^0$ ,  $(D_i V)^+$ ,  $(D_i V)^{++}$  и вблизи поверхности –  $D_S^{0*}$ ,  $((D_i V)^+)^*$ ,  $((D_i V)^{++})^*$ ) и эквивалентная зонная схема оптических переходов.  $I_2 = I_1 + \Delta I$ .

смещения спектра фотоэмиссии в область высоких энергий (см. рис. 1, в). Следует отметить, что вне области изгиба зон (рис.1, а) антиструктурные дефекты находятся только в состоянии  $AsGa^{++}$ , которое не обладает метастабильностью, и не участвуют в эффектах гашения и регенерации фотоэмиссии, т.к. их концентрация в объеме кристалла много меньше концентрации мелких акцепторов.

Рассмотрим возможные причины влияния перезарядки антиструктурных дефектов на характеристики фотоэмиссии из *GaAs* с ОЭС. Двухэлектронный центр *AsGa* представляет собой туннельную систему «узел-междуузлие», где двухэлектронное состояние  $AsGa^0 = D_S^0$  стабильно в узле решетки, а состояния  $AsGa^+ = (D_i V)^+$  и  $AsGa^{++} = (D_i V)^{++}$  существуют только в нецентральной междуузельном положении [7] (рис. 2, б). В процессе предварительной оптической накачки (рис. 1, б, в) метастабильные состояния  $(D_i V)^+$  (см. рис. 2, б) трансформируются в  $D_S^0$  и  $(D_i V)^{++}$ -состояния:  $(D_i V)^+ + h\nu \rightarrow (D_i V)^{++}$

$$+e \Rightarrow (D_i V)^{++} + 2e \rightarrow D_S^0.$$

В результате этой реакции становится эффективной парная рекомбинация электронов и дырок при межзонной накачке:  $D_S^0 + 2h \rightarrow (D_i V)^{++} \Leftrightarrow (D_i V)^{++} + 2e \rightarrow D_S^0$  [7], что приводит к резкому снижению времени жизни фотовозбужденных электронов в зоне проводимости и к наблюдаемому гашению фотопроводимости и фотоэмиссии электронов из *GaAs* с ОЭС. Более высокая степень „жесткости“ антиструктурного дефекта вблизи поверхности за счет изменения расстояния между  $\Gamma$  и  $\Delta$  долинами ( $AsGa^{++}$  и  $AsGa^0$  сформированы из  $\Gamma$  долины зоны проводимости, тогда как  $AsGa^+$  - из  $\Delta$ -долины зоны проводимости) приводит к увеличению энергии света накачки, индуцирующего гашение фотоэмиссии (рис. 2, а, б), и соответствующему возрастанию температуры ее последующей термической регенерации (туннельный процесс  $D_S^0 + (D_i V)^{++} \rightarrow 2(D_i V)^+$ , см. рис. 1, б, в). Кроме того, оптическая перезарядка антиструктурных дефектов вблизи поверхности эмиттера стимулирует „подъем уровня Ферми“ (рис. 2, б), который индуцирует дополнительный изгиб зон (рис. 1, а) и, по-видимому, является ответственным за эффект оптического смещения спектра фотоэмиссии в область высоких энергий (рис. 1, в).

В ходе оптической регенерации фотоэмиссии из *GaAs* с ОЭС при  $0.5 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 0.8 \text{ эВ}$ :  $D_S^0 + (D_i V)^{++} + h\nu \rightarrow 2(D_i V)^+ \Leftrightarrow \{(D_i V)^+ + h\nu + e \rightarrow (D_i V)^+ + h; D_S^0 + h \rightarrow (D_i V)^+\}$  (рис. 2, б) наблюдалось полное восстановление  $I_{\varphi_2}$  во всем спектре. Следует отметить два интересных обстоятельства: при оптической накачке светом с энергией  $0.8 \text{ эВ} < h\nu \leq 0.9 \text{ эВ}$  нет регенерации спектра  $I_{\varphi_2}$  в области оптического смещения края фотоэмиссии (см. рис. 1, в), т.к. в этом случае нейтральное состояние  $D_S^0 = AsGa^0$  поверхностного антиструктурного дефекта является стабильным вследствие дополнительной реакции  $(D_i V)^+ + h\nu + e \rightarrow D_S^0$ . Наличие изгиба зон вблизи поверхности позволяет реализовать гашение фотоэмиссии в условиях межзонной накачки (рис. 2, а), поскольку неравновесные дырки, ответственные за регенерацию  $I_{\varphi_2}$ , в этом случае диффундируют в объем кристалла. Существенно, что верхняя граница спектра гашения фотоэмиссии (1.75 эВ) полностью соответствует энергии двукратной ионизации  $D_S^0$ -центра:  $D_S^0 + h\nu \rightarrow (D_i V)^{++} + 2e$  (см. рис. 2, б) [7], что обосновывает предложенную модель.

Таким образом, в результате проведенных исследований были обнаружены эффекты изменения пиннинга уровня Ферми вблизи поверхности, оптического гашения, термической и оптической регенерации фотоэмиссии из *GaAs* ОЭС, обусловленные оптической перезарядкой антиструктурных дефектов.

Автор благодарит Ж. Лампеля, Ф. Чикаччи, К. Эрман, Д. Поже и А.-Ж. Друэна за помощь и полезное обсуждение результатов в процессе выполнения основной части данной работы во время визита в Ecole Polytechnique (Париж, Франция).

#### Л и т е р а т у р а

[1] Bell R.L. Negative Electron Affinity Devices, Clarendon, Oxford, 1973.

- [2] D r o u h i n H.J., H e r m a n n C., L a m-  
p e l G. - Festkorperprobleme, 1985, v. 25, p.255.
- [3] H o u d r é R., H e r m a n n C., L a m-  
p e l G., F r i j l i n k P.M. - Surface Science,  
1986, v. 168, p. 538.
- [4] S p i c e r W.E., L i n d a u I., S k e a t c h P.,  
S u C.Y. - Chys P.; Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44,  
p. 420.
- [5] M a k r a m-E b e i d S., M a r t i n G.M.  
Deep Centers in Semiconductors, Gordon Breach,  
New York, 1986, p. 399.
- [6] V o n B a r d e l e b e n H.J., B o u r-  
g o i n J.C. - J. Appl. Phys., 1985, v. 58, p. 1041.
- [7] B a g r a e v N.T., M a s h k o v V.A. -  
Materials Science Forum, 1986, v. 10-12, p. 435.

Поступило в Редакцию  
11 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

## НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ И СКАНИРУЮЩАЯ ТУННЕЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ ПОВЕРХНОСТИ

О.А. А к ц и п е т р о в, С.И. В а с и л ь е в,  
В.И. П а н о в

В работе проведена калибровка чувствительности нелинейно-оптического метода контроля шероховатости поверхности, предложенного в работах [1, 2] прямыми топографическими исследованиями с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) высокого разрешения [3].

1. Нелинейно-оптический метод контроля шероховатости поверхности металлов и полупроводников основан на изучении отличительных особенностей поляризации и диаграммы направленности излучения отраженной второй гармоники (ВГ) при ее генерации на гладкой и шероховатой поверхности твердого тела.

На гладкой поверхности изотропных сред процесс генерации отраженной ВГ подчиняется поляризационным правилам отбора, называемым  $s, s$ - и  $p, s$ - запретами [2]. Согласно этим правилам отбора,  $s$  - поляризованная вторая гармоника отсутствует и для  $s$ - и для  $p$  - поляризованного излучения накачки. Диаграмма направленности излучения отраженной ВГ для разрешенной  $p, p$ -геометрии на гладкой поверхности имеет зеркальный характер [4].

На шероховатой поверхности уже нельзя говорить о  $s, s$ - или  $p, s$ - геометрии нелинейного взаимодействия в чистом виде.