

Видно, что в  $p$ -Si (Mn) значение коэффициента динамической тензочувствительности монотонно возрастает с ростом скорости изменения давления (кривая 1) и при скорости  $\partial P/\partial t = 10^8$  Па/с значение коэффициента  $S_D$  становится в 5—6 раз больше статического коэффициента  $S_{st}$ . В процессе снятия давления значения их коэффициентов  $S_D$  тоже превышают статические. В образцах  $n$ -Si (Ni) отношение  $S_D/S_{st}$  также возрастает в 5—6 раз, но в зависимостях  $S_D = f(\partial P/\partial t)$  наблюдается плато (кривая 2), которое, возможно, связано с полной ионизацией примесных уровней Ni.

Таким образом, из приведенных экспериментальных результатов видно, что динамическая тензочувствительность при ВГС в компенсированных образцах Si (Mn) и Si (Ni) значительно возрастает из-за проявления термоэффекта, стимулированного давлением. Увеличение динамической тензочувствительности в образцах Si (Mn) и Si (Ni) с понижением температуры ( $T_0$ ) рабочей области, видимо, связано с уменьшением исходной концентрации носителей тока, так как при этом увеличивается эффективность вклада в изменения проводимости избыточных носителей тока генерируемых при ВГС. Результаты и метод данных исследований позволяют создать простые по своей конструкции тензопреобразователи изменения изотропных давлений, а также определить значения энергии ионизации, барических коэффициентов и других параметров глубоких уровней в полупроводниках.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] М. К. Бахадырханов, А. Абдураимов, Х. Ф. Зикриллаев, Х. М. Илиев, А. А. Турсунов, А. Хамидо. Преобразователь механических величин. А. С. № 1436624 (1988).
- [2] А. Абдураимов. Канд. дис. Кишинев (1990).
- [3] А. Л. Полякова. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов, 169. М. (1979).
- [4] В. И. Ваганов. Интегральные тензопреобразователи, 137. М. (1983).
- [5] Б. И. Болтакс, М. К. Бахадырханов, С. М. Городецкий, Г. С. Куликов. Компенсированный кремний, 121. Л. (1972).
- [6] М. К. Бахадырханов, А. Абдураимов, Х. М. Илиев. ФТП, 22, 123 (1988).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 3, 1993

### ПОЧЕМУ ПОСТОЯННА ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В HgSe : Fe ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ?

И. Г. Кулеев, Н. К. Леринман, И. И. Ляпилин,  
Л. Д. Сабирзянова, И. М. Цидильковский

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219, Екатеринбург, Россия  
(Получено 22.07.1992. Принято к печати 27.07.1992)

У бесщелевых кристаллов HgSe, легированных железом, обнаружен ряд необычных электронных свойств [1, 2]. Так, например, у образцов с концентрациями электронов  $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  их подвижность  $\mu$  при понижении температуры от  $\sim 100$  К до 4.2 К монотонно возрастает, тогда как, согласно теории Брукса—Херринга, для рассеяния электронов на хаотической совокупности ионов примеси подвижность при таких концентрациях  $n$ , когда электронный газ вырожден, не должна зависеть от температуры при  $T < 50$  К. Эта и другие осо-

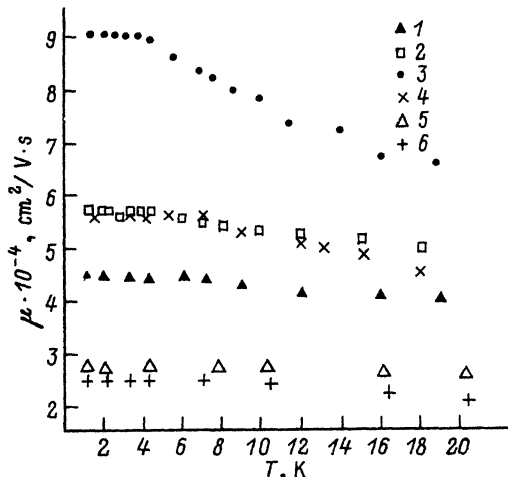


Рис. 1. Температурные зависимости подвижности электронов в кристаллах HgSe : Fe.  $N_{\text{Fe}}$ ,  $\text{см}^{-3}$ : 1 —  $1 \cdot 10^{18}$ , 2 —  $5 \cdot 10^{18}$ , 3 —  $1 \cdot 10^{19}$ , 4 —  $5 \cdot 10^{19}$ , 5 —  $1 \cdot 10^{20}$ , 6 —  $4 \cdot 10^{20}$ .

бенности электронных свойств связаны, как установлено [2], с упорядочением совокупности заряженных доноров  $\text{Fe}^{3+}$  вследствие их кулоновского отталкивания — образуется система с ближним порядком. В результате этого ослабляется рассеяние электронов и увеличивается их подвижность.

Анализ экспериментальной температурной зависимости подвижности электронов в HgSe : Fe в области температур  $T > 4.2$  К, выполненный нами [3] методом длинноволновых флуктуаций концентраций заряженных доноров в предположении, что в системе этих доноров устанавливается дальний порядок (вигнеровское упорядочение), показал, что выше  $\approx 1.5$  К вигнеровское упорядочение ионов  $\text{Fe}^{3+}$  не возникает. Оставался открытым вопрос, появляется ли дальний порядок в системе ионов  $\text{Fe}^{3+}$  при более низких температурах. С этой целью мы предприняли измерения проводимости и эффекта Холла на образцах HgSe с разным содержанием железа до  $T = 1.3$  К. В теоретическом анализе зависимости подвижности  $\mu$  от температуры мы также использовали опубликованные результаты измерений  $\mu(T)$  до самых низких температур  $T = 0.03$  К [4, 5].

На рис. 1 приведены зависимости  $\mu(T)$  для кристаллов HgSe : Fe с содержанием железа  $N_{\text{Fe}}$  от  $1 \cdot 10^{18}$  до  $4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  в интервале температур  $1.3 < T < 20$  К. Для образцов с  $N_{\text{Fe}} < 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  подвижность не зависит от температуры, вплоть до  $\approx 20$  К. В этой области концентраций  $N_{\text{Fe}}$  кулоновские корреляции между донорами  $N_{\text{Fe}^{3+}}$  весьма слабы и ионы  $\text{Fe}^{3+}$  распределены хаотично. По формуле Брукса—Херринга для  $\tau$  в случае рассеяния электронов на неупорядоченной совокупности ионов мы оценили концентрацию  $N_i$  заряженных примесей. Для образцов с  $N_{\text{Fe}}$  от  $1 \cdot 10^{18}$  до  $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $N_i \approx (0.9 - 1.1) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Это позволяет заключить, что заряженными примесями, на которых рассеиваются электроны, при  $1 \cdot 10^{18} < N_{\text{Fe}} < 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  являются неконтролируемые ионизационные мелкие доноры. При концентрациях железа  $N_{\text{Fe}} \approx (3 - 4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  ионы  $\text{Fe}^{3+}$  начинают упорядочиваться, и рассеяние на них поэтому слабее, чем на мелких примесях.

Для образцов с концентрациями  $N_{\text{Fe}} > 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  подвижность электронов при  $T < (3 - 5)$  К перестает зависеть от температуры. Это постоянство  $\mu(T)$  при  $T < (3 - 5)$  К невозможно объяснить рассеянием электронов на совокупности неупорядоченных мелких доноров, как в случае  $N_{\text{Fe}} < 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Оценка пока-

зывает, что при  $N_{Fe} > 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  доминирующими механизмами рассеяния являются рассеяния на коррелированно расположенной системе доноров  $Fe^{3+}$  и на сплавном потенциале

$$\Delta U = U_{Hg^{2+}} - U_{Fe^{2+}}, \quad (1)$$

который представляет собой разность потенциалов ионов  $Hg^{2+}$  и  $Fe^{2+}$ , являющихся атомами замещения в решетке  $HgSe$ .

Количественный анализ изменения подвижности с температурой для образцов с  $N_{Fe} > 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , где существенны кулоновские корреляции между ионами  $Fe^{3+}$ , мы произвели по схеме, предложенной нами в [6]. Считается, что подвижность определяется комбинацией рассеяния электронов на коррелированной системе ионов  $Fe^{3+}$  и на сплавном потенциале. Время релаксации электронов для первого типа рассеяния находится путем решения уравнения Перкуса—Йевика для прямой корреляционной функции. При вычислении времени релаксации для сплавного рассеяния потенциал  $\Delta U$  определяется из сопоставления результатов расчета с экспериментальными данными для  $\mu$  в максимуме кривой  $\mu(N_{Fe})$ . Найдено, что  $\Delta U = 0.32-0.35 \text{ эВ}$ .

Общее выражение для подвижности можно записать в виде [6]

$$\mu(T) = \frac{3\pi\hbar e}{4m\epsilon_B} \left\{ \Phi_c + \Lambda \left[ \left( \frac{N_{Fe^{2+}}}{N_{Fe^{3+}}} \right)^{1/2} \Phi_{+0} + \frac{\Lambda}{2} \frac{N_{Fe^{2+}}}{N_{Fe^{3+}}} \right] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где

$$\Phi_c = 2 \int_0^1 \frac{x^3 S(2k_F x) dx}{(x^2 + b_s^2)^2}, \quad \Phi_{+0} = 1 - \frac{\ln(1 + b_s^2)}{b_s^2}, \quad b_s = 2k_F r_s;$$

$$\Lambda = \frac{m a_B k_F^2 \Delta U}{\pi \hbar^2} \Omega;$$

$\epsilon_B$  и  $a_B$  — боровские энергия и радиус,  $r_s$  — радиус экранирования рассеивающего потенциала,  $\hbar k_F$  — фермиевский импульс,  $S$  — структурный фактор, учитывающий пространственное распределение рассеивающих центров,  $\Omega$  — объем элементарной ячейки.

Вероятность рассеяния электронов на сплавном потенциале не зависит от температуры. Появление зависимости  $\mu(T)$  в случае вырожденного газа было неожиданным. Как показано в [3], эта зависимость возникает в результате изменения конфигурации упорядоченно расположенных (подчеркнем, речь идет о ближнем порядке) рассеивающих центров — доноров  $Fe^{3+}$  при изменении температуры. Физический смысл использованной нами математической процедуры заключается в следующем. В системе со смешанной валентностью  $Fe^{2+}-Fe^{3+}$  при  $T > 0$  электроны мигрируют между ионами  $Fe^{2+}$  и  $Fe^{3+}$ . С повышением температуры эта миграция усиливается, корреляции между заряженными донорами  $Fe^{3+}$  ослабевают (корреляционный радиус  $r_c$  уменьшается), система ионов  $Fe^{3+}$  все больше хаотизируется и вероятность рассеяния электронов на них возрастает, а подвижность уменьшается.

Если бы в совокупности ионов  $Fe^{3+}$  при достаточном понижении температуры образовался дальний порядок, подвижность при  $T \rightarrow 0$  неограниченно возрастала. Однако возникновению строго регулярной решетки доноров  $Fe^{3+}$  препятствует экранирование потенциала  $U$  электронами: оказывается, что  $r_s < r_i$ , где  $r_i$  — среднее расстояние между ионами  $Fe^{3+}$  [1, 2]. В рассматриваемой нами модели, основанной на предположении о наличии ближнего порядка в системе ионов

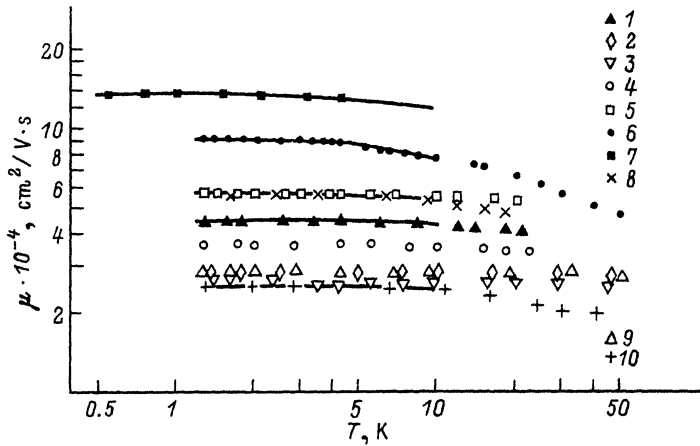


Рис. 2. Температурные зависимости подвижности электронов в кристаллах HgSe:Fe.  $N_{\text{Fe}}$ , см<sup>-3</sup>: 1 —  $1 \cdot 10^{18}$ , 2 —  $2 \cdot 10^{18}$ , 3 —  $3 \cdot 10^{18}$ , 4 —  $4 \cdot 10^{18}$ , 5 —  $5 \cdot 10^{18}$ , 6 —  $1 \cdot 10^{19}$ , 7 —  $2 \cdot 10^{19}$  [4], 8 —  $5 \cdot 10^{19}$ , 9 —  $1 \cdot 10^{20}$ , 10 —  $4 \cdot 10^{20}$ . Сплошные линии — результаты расчета.

$\text{Fe}^{3+}$ , подвижность при понижении температуры не может неограниченно возрастать. Существует минимальная тепловая энергия, необходимая для перескока электрона с иона  $\text{Fe}^{2+}$  на ион  $\text{Fe}^{3+}$ . Действительно, представим себе для простоты одномерную цепочку ионов  $\text{Fe}^{2+} - \text{Fe}^{3+}$ . Среднее расстояние между ионами  $\text{Fe}^{3+}$   $r_i \sim (N_{\text{Fe}^{3+}})^{-1/3}$ , а расстояние от иона  $\text{Fe}^{2+}$  до ближайшего иона  $\text{Fe}^{3+}$  порядка одного или нескольких периодов решетки, т. е. много меньше расстояния  $r_i$ . Электрон может перейти с иона  $\text{Fe}^{2+}$  на ион  $\text{Fe}^{3+}$ , если  $k_B T$  превосходит разность между кулоновской энергией  $U_1$  для конфигурации, соответствующей регулярному расположению ионов  $\text{Fe}^{3+}$  (на среднем расстоянии  $r_i$  друг от друга), и кулоновской энергией  $U_2$ , соответствующей конфигурации после перескока электрона с иона  $\text{Fe}^{2+}$  на ион  $\text{Fe}^{3+}$ . Эта разность

$$\Delta \varepsilon = U_1 - U_2 = 2U(r_i) - [U(r_i + r_a) + U(r_i - r_a)], \quad (3)$$

где под  $U(r)$  понимается энергия для экранированного кулоновского потенциала:  $U(r) = \frac{e^2}{\kappa r} \exp\left(-\frac{r}{r_s}\right)$ . Рассматривая перескоки между ближайшими ионами  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$ , можно найти минимальную энергию  $\Delta \varepsilon_{\min}$ . Поскольку  $r_a \ll r_i$ ,

$$\Delta \varepsilon_{\min} \approx 2 \frac{e^2}{\kappa r_i} \exp\left(-\frac{r_i}{r_s}\right) \left(\frac{r_a}{r_i}\right)^2 \left[1 + \frac{r_i}{r_s} + \frac{1}{2} \left(\frac{r_i}{r_s}\right)^2\right]. \quad (4)$$

Очевидно, что при  $k_B T < \Delta \varepsilon_{\min}$  переходы электронов между ионами  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  не будут иметь место, и подвижность  $\mu$  при  $T < T_{\min} = \Delta \varepsilon_{\min} / k_B$  не должна зависеть от температуры. Нетрудно оценить температуру  $T_{\min}$  «замораживания» электронных переходов. Для значений параметров  $\kappa = 20$ ,  $r_s = 4.6 \cdot 10^{-7}$  см,  $r_i = 5.8 \cdot 10^{-7}$  см и  $r_a = (0.5 - 1) \cdot 10^{-7}$  см получаем  $T_{\min} \sim (1 - 5)$  К. Такие значения  $T_{\min}$  соответствуют экспериментально найденным температурам, при которых подвижность перестает зависеть от  $T$  (рис. 1).

На рис. 2 сопоставлены экспериментальные зависимости  $\mu(T)$  для образцов с  $1 \cdot 10^{18} \leq N_{\text{Fe}} \leq 4 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и кривые, рассчитанные при помощи формулы (2) (сплошные линии) для области  $T \leq 10$  К. Видно, что между экспериментом и теорией хорошее согласие, причем в расчете использовался лишь один подго-

ночный параметр — величина сплавного потенциала  $\Delta U$ , определенная нами в работе [6]. Необходимо отметить, что при  $N_{\text{Fe}} < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  вклад рассеяния на коррелированной системе заряженных доноров превосходит рассеяние на сплавном потенциале, а при  $N_{\text{Fe}} > 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  сплавное рассеяние доминирует. Порог насыщения  $\mu(T)$  определяется совместным действием обоих механизмов рассеяния, а  $T_{\text{min}}$  в соответствии с формулой (4) — температурой замораживания перескоков  $d$ -электронов в системе ионов  $\text{Fe}^{2+} - \text{Fe}^{3+}$ .

Итак, наблюдаемое постоянство подвижности электронов при низких температурах,  $T < 3-5 \text{ K}$ , для образцов  $\text{HgSe}:\text{Fe}$  с  $N_{\text{Fe}} \geq 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  полностью объясняется в рамках модели короткодействующих корреляций в системе заряженных доноров  $\text{Fe}^{3+}$  при учете сплавного рассеяния. Перехода к строго периодической решетке ионов примесей  $\text{Fe}^{3+}$  вплоть до температур  $T \approx 0.03 \text{ K}$ , как и можно было ожидать, нет.

Авторы благодарят С. Ю. Паранчича и Ю. С. Паранчича за предоставление кристаллов  $\text{HgSe}:\text{Fe}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] И. М. Цидильковский. ФТП, 24, 593 (1990).
- [2] И. М. Цидильковский. УФН, 162, 63 (1992).
- [3] И. М. Цидильковский, И. Г. Кулеев, И. И. Ляпилин. ЖЭТФ, 101 (в печати) (1992).
- [4] F. S. Pool, R. Reifenberger, M. M. Miller. Phys. Rev. B, 41, 1625 (1990).
- [5] A. Lenard et al. Physica B, 9, 219 (1991).
- [6] И. М. Цидильковский, И. Г. Кулеев, И. И. Ляпилин. ЖЭТФ, 101 (в печати) (1992).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 3, 1993

## ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ФОТОЛУМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ ИСПУСКАНИИ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

М. Е. Портной

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получено 16.09.1992. Принято к печати 18.09.1992)

В спектре горячей фотолуминесценции объемных кристаллов GaAs при температурах ниже 50 K и концентрациях акцепторов  $N_A < 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  были обнаружены осцилляции [1, 2]. Эти осцилляции имеют период около 37 мэВ, совпадающей с энергией длинноволновых LO-фононов в арсениде галлия. Первый максимум в спектре горячей фотолуминесценции обусловлен переходом на акцепторные уровни электронов, не испытавших энергетической релаксации, последующие максимумы соответствуют рекомбинации электронов, испустивших один или несколько оптических фононов. Поляризационные измерения показали, что в ряду максимумов величина линейной поляризации уменьшается на каждом шаге примерно в 1.5 раза. Это уменьшение связано с изотропизацией функции распределения электронов при излучении оптического фонона. Результаты расчета деполаризации горячей фотолуминесценции в фононных осцилляциях для объемного GaAs, приведенные в [1, 2], хорошо согласуются с экспериментальными данными.