

Температура электронов в области  $X > 0$  всегда отрицательна, а фононов — только при  $x_{ep} < 0$ .

Поскольку задача решалась в линейном по току приближении, вольтамперные характеристики, естественно, остаются линейными, а неоднородность  $t_{e,p}$  приводит только к изменению проводимости образца.

Выражение для тока (1) при учете электрон-фононного увлечения удобно записать в виде

$$J = \sigma E,$$

где

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1+f}, \quad f = \frac{\sigma_0}{a} [a_e t_e(a) + a_p t_p(a)].$$

Поскольку  $\alpha_{e,p} < 0$ , в случае, когда оба градиента температур положительны, функция  $f < 0$  и проводимость образца растет. Если оба градиента отрицательны, то и проводимость падает. Если градиенты по знаку различаются, то знак величины  $f$  определяется конкуренцией слагаемых с  $t_e(a)$  и  $t_p(a)$ .

#### Список литературы

- [1] Машкевич О. Л. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1853—1855.
- [2] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 7. С. 281—284.
- [3] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 572—574.
- [4] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. // Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. С. 287.

Харьковский государственный университет  
им. А. М. Горького

Получено 9.11.1988  
Принято к печати 11.01.1989

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

## НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ЭФФЕКТА РАДИАЦИОННОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

Пахаруков Ю. В.

Под действием малых доз облучения электронов происходит упорядочение сильно нарушенных полупроводниковых кристаллов. При аннигиляции свободных пар Френкеля в кристаллах Si выделяется энергия порядка нескольких электронвольт. При большом числе аннигилировавших пар кристалл должен нагреваться, однако в эксперименте [1] подъем температуры в неупорядоченном материале оказался значительно ниже. Так, при числе аннигиляций  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  увеличение температуры составляло 2.6 К, при этом на каждый акт аннигиляции приходится энергия 0.3 эВ, что на порядок ниже, чем в монокристалле. Причина этого эффекта, по мнению авторов статьи [1], состоит в расходовании части энергии в окрестности  $\theta$ -вспышки на разрыв связей в ассоциациях дефектов.

Между тем снижение энергии аннигиляции может быть связано с размытием функции распределения энталпии  $f(\varphi)$  для однотипных атомных перестроек при переходе от монокристаллического полупроводника к неупорядоченному. В этом случае процесс упорядочения связан с вероятностью перестройки дефекта из  $(\varphi_1)$  в состояние с меньшей энталпией  $\varphi_2$ ,  $(\varphi_1 - \varphi_2) > 0$ , а отжиг — с вероятностью того, что дефект не может оказаться в конфигурации с потенциальной энергией ниже энергии монокристалла. Поскольку энталпия начального состояния дефекта оказывается распределенной, при вычислении тепловыделения в результате рекомбинации дефектов в неупорядоченном полупроводнике ее необходимо усреднить по  $f(\varphi)$ .

Для вычисления спектра энталлий может служить функция парной корреляции  $P_2(E_1, E_2; R_1, R_2)$ , имеющая смысл вероятности найти в точке  $R_1$  частицу с энергией  $E_1$ , если в точке  $R_2$  она имеет энергию  $E_2$ . Если энталпия состояния определяется как разность энергий, отстоящих друг от друга на межатомном расстоянии, то для  $f(\varphi)$  можно записать

$$f(\varphi) = \iiint P_2(E_1, E_2; R_1, R_2) \delta(|E_1 - E_2| - \varphi) dE_1 dE_2 dR_1 dR_2 = \\ = \iiint \rho_1(E_1) \rho_2(E_2) \delta(|E_1 - E_2| - \varphi) \Phi(|R_1 - R_2|) dE_1 dE_2 dR_1 dR_2, \quad (1)$$

где  $\Phi(|R_1 - R_2|) = (1 - \exp(-\beta|r_1 + r_2|))$  — функция корреляции,  $\beta$  — параметр,  $\rho(E)$  — вероятность реализации значения  $E$  в интервале от  $E$  до  $E + dE$ . Интегрирование идет так, чтобы выполнялось условие  $|r_1 - r_2| = a$ .

Для локально однородных случайных полей с конечной дисперсией  $\rho(E)$  можно аппроксимировать выражением

$$\rho(E) = \exp(-\alpha E^2), \quad (2)$$

где  $\alpha = \vartheta_0^{-2}(0)S(0)$ ,  $\vartheta(0)$  — псевдопотенциал атомов решетки,  $S(0)$  — функция интерференции [5]. Из (1) с учетом (2) после интегрирования получим

$$f(\varphi) = \sqrt{\alpha} \varphi \exp(-\alpha \varphi^2) \Gamma(a), \quad (3)$$

где

$$\Gamma(a) = [1 - 8/a^2(3a^2 + 12a^3 + 16a^4) \exp(-\beta a)].$$

Средняя энергия, приходящаяся на одну аннигиляцию пары Френкеля в неупорядоченном полупроводнике, будет

$$\langle \Delta E \rangle \approx \int_0^E \varphi f(\varphi) d\varphi = \Gamma(a) \sqrt{\alpha} \left( \frac{E}{2\alpha} e^{-\alpha E^2} - \frac{\sqrt{\pi}}{4\alpha^{3/2}} \operatorname{erf}(\sqrt{\alpha} E) \right), \quad (4)$$

где  $E$  — энергия аннигиляции пары Френкеля в монокристалле. Для  $\sqrt{\alpha} \sim \sim 2.2$  эВ,  $E \approx 10$  эВ  $\Delta E \approx 0.2$  эВ.

Другим интересным результатом эффекта малых доз является структурное упорядочение, которое наиболее эффективно проявляется в приграничных областях (свободная поверхность, граница раздела фаз, граница  $n^+ - n$ -перехода и т. д.) [2]. Обычно механизм такого упорядочения связывается с взаимодействием электрически активных центров с точечными дефектами, при этом зачастую не учитывается возбуждение электронной подсистемы, влияние которой должно быть особенно заметно на фоне малых доз облучения вблизи границ раздела.

Далее рассматривается возможный электронный механизм структурного упорядочения вблизи границы  $n^+ - n$ -перехода.

Ионизирующее излучение создает поле случайно распределенных ионизованных центров  $n_i$ , кулоновское взаимодействие которых с дефектными центрами  $n_j$  определяет энергию корреляции за счет самосогласованного поля. Эта корреляция может оказаться важной при вычислении асимптотики плотности состояний  $\psi_{i,j}$ . Энергию корреляции можно определить, используя бинарную корреляционную функцию

$$E_{\text{кор}} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} n_i n_j \int (e^2/r\delta) \Psi_{i,j}(r) d^3r_i d^3r_j, \quad (5)$$

где  $\Psi_{i,j}(r) = (1 - e^2 \exp(-\kappa r))/kT$ ,  $\kappa$  — константа экранирования,  $T$  — температура облучения,  $e$  — заряд электрона,  $\delta$  — диэлектрическая проницаемость,  $k$  — постоянная Больцмана.

Поскольку время жизни ионизованных центров ( $\bar{t}$ ) значительно меньше времени облучения ( $t$ ), (3) необходимо усреднить по плотности вероятности случайной величины  $\mathcal{P}(n) \approx 4/3 \pi R^3 n_i \bar{t}/t$  [3]. Таким образом,  $E_{\text{кор}} = N_i N_j T \bar{t}/6t$ .

Из термодинамического соотношения  $\frac{E}{T^2} = -\frac{\partial}{\partial T} \frac{F}{T}$  можно найти соответствующую добавку к свободной энергии ( $F$ ) за счет энергии корреляции. Это позволяет получить выражение для среднеквадратичной флуктуации числа  $N=(nV)$  центров в выделенном объеме  $V$  [4]

$$Z = \langle (\Delta N)^2 \rangle = \bar{N} / (1 + \gamma \Phi \ln (T_0/T)), \quad (6)$$

где  $T_0$  — температура, при которой корреляционная добавка запуляется,  $\Phi$  — доза облучения,  $\gamma = N_0 c_T \bar{c} / t$ .

Уменьшение флуктуации неоднородностей на границе раздела с ростом  $\Phi$  наблюдалось в [2].

Поскольку электрически активные центры, созданные радиацией, распределены случайно, хвосты плотностей состояний могут определяться флуктуацией их числа ( $Z$ ). Вероятность такой флуктуации с числом центров ( $Z$ ) может определяться выражением [4]

$$\Omega(Z) \sim \exp(-Z \ln Z / \bar{Z}) \exp(-E_{\text{Фоп}}/kT_0). \quad (7)$$

Из (6) следует, что с ростом дозы  $\Phi$  второй множитель обязательно станет важнее первого. В сферическом приближении оптимальных флуктуаций  $Z \approx \sqrt{\epsilon}/E_0$ ,  $E_0 = me^4/\hbar^2 \delta^2$  для асимптотики плотности состояний  $g(\epsilon)$  с учетом корреляции дефектов получим

$$\ln(g(\epsilon)/g(0)) = -c \epsilon^{1/2} T \Phi \gamma / E_0^{1/2} T_0 (1 + \nu \Phi), \quad (8)$$

где  $c$  — константа [5],  $\nu = \gamma \ln(T_0/T)$ . Итак, с ростом дозы облучения эффект имеет тенденцию к насыщению, что как раз и отмечалось в работе [2]. Для эпитаксиальной  $n^+ - n$ -структуры на кремнии при  $\bar{c} \approx 10^{-14}$  с [6] предельное значение дозы облучения электронами  $\Phi^* \approx 2 \cdot 10^{12}$  см $^{-2}$  (из условия  $\Phi^* \nu \approx 1$ ) с энергией 1–3 мэВ совпадает с экспериментальным значением [2].

#### Список литературы

- [1] Чердацев П. А., Чернов И. П., Тимошников Ю. А. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 11. С. 2061–2065.
- [2] Литовченко В. Г., Дмитрук Н. Л. // Моделирование на ЭВМ кинетики дефектов в кристаллах. Л., 1985. С. 116–127.
- [3] Лифшиц И. М., Каганов М. И., Танатаров Л. В. // Атомная энергия. 1959. Т. 6. В. 4. С. 391.
- [4] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [5] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Кайпер Р. и др. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М., 1981. 383 с.
- [6] Радиационно-активируемые процессы в кремнии / Под ред. Ш. А. Вахидова. Ташкент, 1977. 164 с.

Институт ядерной физики  
АН УзССР  
Улугбек

Получено 29.11.1988  
Принято к печати 11.01.1989

ФТП, том 23, вып. 5, 1989

## СКОПЛЕНИЯ АТОМОВ МЕДИ В ГЕРМАНИИ

Витовский Н. А., Машовец Т. В., Налбандян Л. В.

Исследования кинетики спада фотопроводимости дают возможность обнаружить и изучить не только точечные дефекты структуры, но и их скопления в полупроводниках. С помощью фотоэлектрического метода [1] можно регистрировать скопления компенсирующих центров, если эти скопления удовлетворяют