

ЗАХВАТ ДЫРОК НЕЙТРАЛЬНЫМИ АТОМАМИ БОРА В КРЕМНИИ

Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Сикис

Обычно атомы В в Si могут захватывать дырки, лишь находясь в отрицательно заряженном состоянии B^- , поэтому времена жизни дырок τ при монополярном возбуждении определяются концентрацией N_B^- и не зависят от концентрации нейтральных атомов бора N_B^0 . Однако проведенное нами исследование показало, что при достаточно низких температурах величина N_B^0 может оказывать существенное влияние на τ .

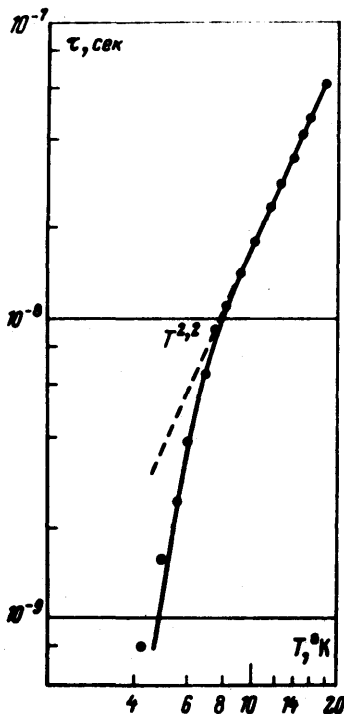


Рис. 1. Температурная зависимость времени жизни дырок τ в образце с $N_B = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 5,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$

Времена жизни дырок τ определялись по их стационарной концентрации p_0 в условиях оптической генерации также, как в [1]. Измерения проводились в интервале температур 4,2 – 18°K.

В наших условиях $p_0 \ll N_D$, поэтому $N_B^- \sim N_D$, а $N_B^0 (N_B - N_D) \sim N_B$, так как $N_B \gg N_D$ (N_B и N_D – концентрации бора и компенсирующих доноров соответственно). При увеличении N_B в образцах с близкими значениями N_D время жизни дырок τ значительно уменьшалось и его температурная зависимость усиливалась.

В образцах с максимальным отношением N_B^0/N_B^- , т. е. N_B/N_D наблюдалось резкое падение τ при понижении температуры ниже некоторой T_0 (рис. 1). При увеличении напряженности электрического поля спад τ начинался при более высоких температурах. Например, в

образце с $N_B \sim 4,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_D \sim 1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при $E = 0,8 \text{ в/см}$ $T_0 \sim 5,5^\circ\text{К}$, а при $E = 40 \text{ в/см}$ $T_0 \sim 7^\circ\text{К}$. Величина T_0 возрастала и при увеличении интенсивности подсветки I . Интенсивность подсветки существенно влияла на величину τ при $T < T_0$.

Для исследования τ в зависимости от I мы использовали CO_2 -лазер (длина волны — $10,6 \text{ мк}$) с выходной мощностью $\sim 10 \text{ вт}$. В образце с $N_B \sim 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а $N_D \sim 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в котором $T_0 \sim 6^\circ\text{К}$, при $4,2^\circ\text{К}$ τ уменьшилось с ростом I почти в 3 раза (рис. 2). Для сравнения на том же рисунке приведены результаты для образца с меньшим отношением N_B/N_D , в котором вплоть до $4,2^\circ\text{К}$ не наблюдалось усиления температурной зависимости τ .

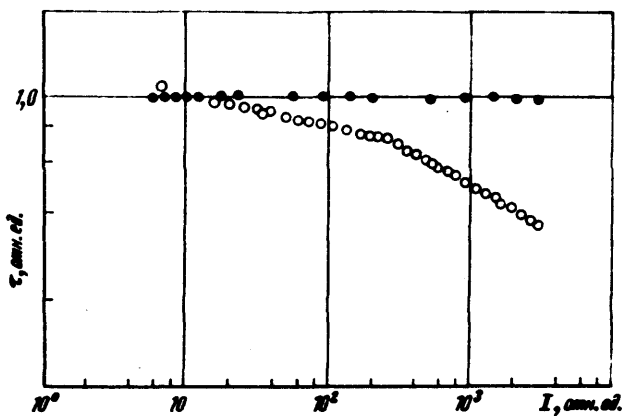


Рис. 2. Зависимость времени жизни дырок τ

от интенсивности подсветки I :

● — $N_B \approx 4,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_D \approx 5,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$;

○ — $N_B \approx 5,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_D \approx 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

Для объяснения полученных результатов мы допустили, что В может захватывать дырки и в нейтральном состоянии. На возможность захвата дырок нейтральными акцепторами и электронов нейтральными донорами с образованием A^- и D^- центров уже указывалось в работах [2, 3]. В последнее время появились экспериментальные подтверждения существования A^- и D^- -центров в Si и Ge [4].

Мы рассчитали модель, в которой дырки, генерируемые светом с нейтральных атомов V^0 , могут захватываться как на центры V^- , так и на V^0 . При этом, в соответствии с [2] мы считали, что энергия ионизации ϵ_1 центров V^+ намного меньше энергии ионизации ϵ_0 нейтральных атомов V^0 , так что в исследованном интервале температур преобладает термический выброс дырок с V^+ -центров. В такой модели при $T < T_0$, где

$$T_0 \sim \frac{\epsilon_1}{k \ln \left[\frac{\alpha N_V}{4\sigma \phi I} \left(\frac{N_D}{N_B} \right)^2 \right]}$$

$$\tau \approx \frac{1}{N_B^0} \left[\frac{N_V \exp(-\epsilon_1/kT)}{\sigma_\phi / \alpha_p^-} \right]^{1/2},$$

N_V – эффективная плотность состояний в валентной зоне, σ_ϕ – сечение фотоионизации центров B^0 , α_p^- – коэффициент захвата дырки на центр B^- .

Полученные выражения для τ и T_0 позволяют удовлетворительно объяснить практически все экспериментальные результаты, описанные выше. Варьируя ϵ_1 , мы провели теоретическую кривую через экспериментальные точки для образца, показанного на рис. 1. При этом оказалось, что $\epsilon_1 \sim 0,0047 \text{ эВ}$, в удовлетворительном согласии с [2, 4].

В электрическом поле E :

$$T_0 \sim \frac{\epsilon_1}{k \ln \left[\frac{\alpha_p^0(kT) N_V \alpha_p^-(E)}{4 \sigma_\phi / \alpha_p^0(E)} \left(\frac{N_D}{N_B} \right)^2 \right]},$$

где $\alpha_p^0(E)$ и $\alpha_p^0(kT)$ – коэффициенты захвата дырок на центры B^0 в поле E и в равновесных условиях. Видно, что T_0 должно расти в электрическом поле, если сделать естественное предположение, что $\alpha_p^-(E) / \alpha_p^0(E)$ уменьшается с ростом E .

Следует подчеркнуть, что при $T > T_0$ расчет дает для τ обычное выражение $\tau \sim (\alpha_p^- N_B^-)^{-1}$, т. е. τ не должно зависеть от N_B^0 . Однако, в наших опытах и при $T > T_0$ τ заметно уменьшалось при увеличении N_B^0 . Это коррелирует с уменьшением вероятности фототермической ионизации в образцах близкого состава в тех же условиях [5] и, по-видимому, свидетельствует об увеличении коэффициентов прилипания дырок на возбужденных состояниях B при возрастании N_B^0 . Физический механизм этого явления нам пока неясен.

Авторы благодарны С.Г.Калашникову за поддержку и внимание к работе, Я.Е.Покровскому за обсуждение экспериментальных результатов, авторам [4, 5] за ознакомление с их работами до опубликования.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 августа 1971 г.

Литература

- [1] Э.Э.Годик, Я.Е.Покровский. ФТТ, 6, 2358, 1964.
- [2] M.A.Lampert. Phys. Rev. Lett., 1, 450, 1958.
- [3] R.A.Brown, M.L.Burns. Phys. Lett., 32A, 513, 1970.
- [4] Е.М.Гершензон, Ю.П.Ладыжинский, А.П.Мельников. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 360.