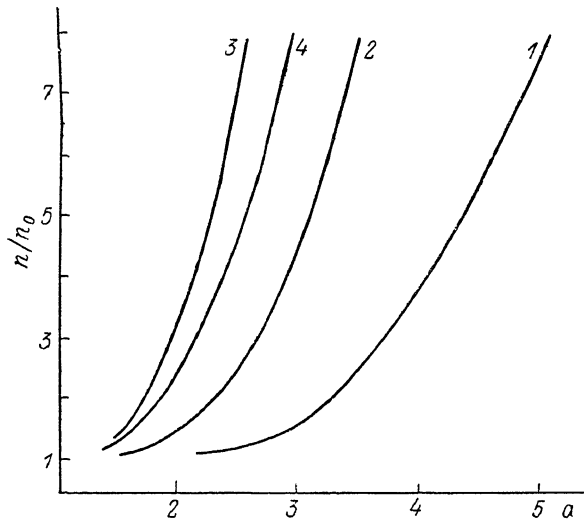


ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА ВЫСОКОЧАСТОТНУЮ ПРОВОДИМОСТЬ СВЕРХРЕШЕТКИ

Крючков С. В.

Высокочастотная проводимость полупроводниковой сверхрешетки (СР) достаточно подробно исследовалась в работах [1-3] (см. также [4]). Однако во всех этих работах предполагалось, что концентрация носителей в мини-зоне проводимости n_0 не зависит от величины напряженности высокочастотного (ВЧ) электрического поля ($\mathbf{E} = E_0 \cos \omega t$, $E_0 \parallel Ox$, Ox — ось СР). Вместе с тем, согласно [5], следует ожидать, что достаточно сильное электрическое поле будет вызывать ионизацию примесных центров даже при $\omega \ll V_0$ (V_0 — глубина залегания примесного уровня, $\hbar = 1$), изменяя тем самым концентрацию носителей тока. Качественные соображения о влиянии процессов ионизации примесей на проводимость СР приведены в [5].

В настоящем сообщении принята попытка количественного учета процессов ионизации на ВЧ проводимость полупроводниковой СР. Будем исходить



В настоящем сообщении принята попытка количественного учета процессов ионизации на ВЧ проводимость полупроводниковой СР. Будем исходить

Зависимость n/n_0 от a при $V_0 = 5\omega$ (1-3) и $V_0 = 4\omega$ (4).
 а: 1 — 0.2, 2 — 0.5, 3 — 0.5, 4 — 1

из кинетического уравнения Больцмана в τ -приближении, так как ВЧ свойства полупроводниковых СР в значительно большей степени определяются нелинейным характером зависимости скорости электрона от его квазиимпульса p , нежели конкретным видом интеграла столкновений [4]. Кроме того, мы учтем в правой части кинетического уравнения член генерации $G_0(p)$, соответствующий ионизации примесей. Таким образом,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE \frac{\partial f}{\partial p_x} = -\frac{f - f_0}{\tau} + G_0(p). \tag{1}$$

Здесь f_0 — равновесная функция распределения (в дальнейшем считаем электронный газ невырожденным), $G_0(p)$ — число переходов электронов в 1 с с примесных центров в 1 см³ в состояние с квазиимпульсом p .

Решая уравнение (1) методом характеристик, получим при $t \gg \tau$

$$f(p, t) = \int_{-\infty}^t dt_1 \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau}\right) G_1\left(p + \frac{e}{c} [A(t) - A(t_1)]\right), \tag{2}$$

где $A(t)$ — векторный потенциал ($\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$),

$$G_1(p) = G_0(p) + \frac{f_0}{\tau}. \tag{3}$$

Плотность электрического тока вдоль оси СР при этом имеет вид

$$j_x = \frac{(\omega_0^*)^2}{4\pi e c d} \int_{-\infty}^t dt_1 \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau}\right) \sin[\varphi(t_1) - \varphi(t)], \tag{4}$$

где

$$\varphi(t) = \frac{ed}{c} A_x(t), \quad (\omega_0^*)^2 = \omega_0^2 + \omega_1^2,$$

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 m d^2 \Delta \frac{I_1(\Delta/kT)}{I_0(\Delta/kT)}, \quad (5)$$

$$\omega_1^2 = 4\pi (ed)^2 \tau \Delta \sum_p G_0(\mathbf{p}) \cos(p_x d), \quad (6)$$

$\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m)^{1/2}$ — ленгмюровская частота, d — период СР, Δ — полуширина мини-зоны проводимости, I_k — модифицированная функция Бесселя.

Величину $G_0(\mathbf{p})$ можно выразить через полную вероятность W ионизации одного примесного центра, вычисленную в квазиклассическом приближении в [5],

$$\sum_p G_0(\mathbf{p}) \cos(p_x d) \simeq \sum_p G_0(\mathbf{p}) = t_0^{-1} N W. \quad (7)$$

Здесь t_0 — время туннелирования [5], N — концентрация примесей. При написании (7) учтено, что в квазиклассической ситуации ($\omega \ll V_0$, Δ) квантовые переходы происходят в основном в состояния с $p_x \simeq 0$ [6].

С учетом (7) ω_0^* определяется формулой (5) с заменой

$$n_0 \rightarrow n = n_0 + N \omega \tau \frac{W}{x_0} \frac{I_0(\Delta/kT)}{I_1(\Delta/kT)}. \quad (8)$$

Здесь $W = \exp(-Q)$,

$$Q = \frac{2V_0}{\omega} \left[(\delta + 1) x_0 - \delta \int_0^{x_0} \operatorname{ch}(a \operatorname{sh} x) dx \right], \quad (9)$$

$$x_0 = \operatorname{Arsh} \left(a^{-1} \operatorname{Arsh} \frac{\sqrt{2\delta + 1}}{\delta} \right),$$

$$\delta = \Delta / V_0, \quad a = e E_0 d / \omega.$$

Выполняя в (4) интегрирование, получим выражение (8.15) из [4] с заменой (8).

Наиболее просто выглядит первая гармоника диссипативной составляющей плотности тока в приближении $\tau \gg 1$:

$$j_x^{(1)} = \sigma(\omega) E_0 \cos \omega t, \quad (10)$$

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{n}{n_0} (\omega \tau)^{-2} \left\{ \frac{a^2}{a^2} [1 - J_0^2(a)] \right\}, \quad (11)$$

где σ_0 — линейная статическая проводимость СР [4], J_0 — функция Бесселя действительного аргумента.

По самому смыслу квазиклассического приближения необходимо, чтобы Q было гораздо больше единицы. Отсюда следует, что $W < 10^{-2}$. Данная малость может компенсироваться достаточно большим значением $\omega \tau$.

На рисунке представлена зависимость эффективной концентрации носителей тока n от напряженности ВЧ поля при $\omega \tau = 10^3$, $N = 0.1 n_0$. Из графиков видно, что эффективная концентрация электронов в мини-зоне возрастает экспоненциально с ростом напряженности ВЧ поля. Это приводит к экспоненциальному росту $\sigma(\omega)$ и $j_x^{(1)}$ с возрастанием E_0 .

Список литературы

- [1] Ктиторов С. А., Симин Г. С., Синдаловский В. Я. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 8. С. 2229—2233.
 [2] Павлович В. В., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1976. Т. 18. В. 5. С. 1483—1485.
 [3] Ignatov A. A., Romanov Yu. A. // Phys. St. Sol. (b). 1976. V. 73. P. 327—331.

- [4] Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., 1989. 288 с.
 [5] Крючков С. В., Сыродоев Г. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 857—865.
 [6] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. В. 5 (11). С. 1945—1957.

Волгоградский государственный педагогический институт им. А. С. Серафимовича

Получено 18.01.1990
 Принято к печати 15.08.1990

ФТП, том 24, вып. 12, 1990

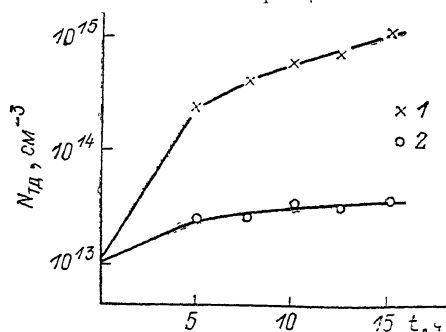
ВЛИЯНИЕ НИКЕЛЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ ТЕРМОДОНОРОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ

Талипов Ф. М., Бахадырханов М. К.

Одним из путей влияния на термическое дефектообразование в монокристаллическом кремнии является легирование его некоторыми примесями, в частности никелем, высокотемпературной диффузией [1, 2]. Однако легирование никелем можно осуществить и в процессе выращивания монокристалла кремния.

Целью данной работы являлось изучение влияния легирования никелем в процессе выращивания на кинетику образования термодоноров в монокристаллах кремния при 450 °С.

Для исследований использовались монокристаллы кремния, легированные высокочистым никелем, выращенные на установке типа «Редмет» методом



Кинетика образования термодоноров ($T=450$ °С) в монокристаллах кремния (1) и кремния, легированного никелем (2).

Чохральского в потоке инертного газа. Концентрация никеля, определенная методом нейтронно-активационного анализа, составляла $\sim 10^{16} - 10^{17}$ см⁻³. Концентрация кислорода, определенная из спектров пропускания, составляла $\sim 10^{17} - 10^{18}$ см⁻³. Исходные и легированные никелем образцы с концентрацией электронов $\sim (3 \div 5) \cdot 10^{14}$ см⁻³ были подвергнуты термообработке при $T = (450 \pm 5)$ °С. После термообработки (ТО) перед измерениями с образцов снимали слой ~ 30 мкм. Концентрацию термодоноров (ТД) рассчитывали по формуле $N_{ТД} = n_{ТО} - n_0$, где $N_{ТД}$ — концентрация термодоноров, $n_{ТО}$ — концентрация электронов в образце после термообработки, n_0 — концентрация электронов в образце до термообработки. Концентрация электронов рассчитывалась из величины коэффициента Холла.

На рисунке представлена кинетика формирования термодоноров в монокристаллах кремния и кремния, легированного никелем. Из сопоставления экспериментальных данных, приведенных на рисунке, следует, что присутствие никеля значительно замедляет образование термодоноров и уменьшает величину их максимально достижимой концентрации.

Таким образом, полученные данные подтверждают результаты работы [2], где было показано, что при диффузионном легировании образцов Si < Ni > наличие никеля приводит к подавлению генерации термодоноров. Поэтому можно сказать, что независимо от способа легирования (как диффузией, так и в про-