

ного и ядерного. К сожалению, вследствие малой интенсивности полос ИКП и сигналов ЭПР невозможно провести исследования распределения других точечных дефектов (А-, К-центров и т. п.), что затрудняет однозначную интерпретацию полученных результатов.

Список литературы

- [1] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 3. С. 559—566.
- [2] Tatariewicz J. // Phys. St. Sol. (a) 1989. V. 153. N 2. P. 11—47.
- [3] Toulemonde M., Dural J., Nouet G., Mary P., Hamet J. F., Beaufort M. F., Desoyer J. C., Blanchard C., Auleyther J. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 114. N 1. P. 467—473.
- [4] Морозов Н. П., Скупов В. Д., Тетельбаум Д. И. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 3. С. 464—468.
- [5] Морозов Н. П., Тетельбаум Д. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 5. С. 838—842.
- [6] Павлов П. В., Семин Ю. А., Скупов В. Д., Тетельбаум Д. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 503—507.

Белорусский государственный университет
им. В. И. Ленина
Минск

Получено 11.02.1991
Принято к печати 19.06.1991

ФТП, том 25, вып. 10, 1991

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ «ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ГХ-СВЕРХРЕШЕТОК»

(ФТП. 1991. Т. 25. В. 7. С. 1228—1236)

Райчев О. Э.

По вине автора в статье приведено ошибочное выражение для тока ГХ-переноса [формулы (10), (16)]. Исправленное выражение для тока имеет вид

$$j_{ГХ} = \left[1 + \frac{J(E)}{J(-E)} e^{-eEd/T} \right]^{-1} J(E) (1 - e^{-eEd/T}),$$

где

$$J(E) = 2 \frac{e}{S} \sum_{\substack{\lambda', n, n', \\ k, k'}} v_{\lambda'} f(\epsilon_{nk}^{\Gamma}) W_{nk, n'k'}^{\Gamma\lambda'} = \frac{e D_X^2 m_{2X} m_{1\Gamma} T}{2\pi \hbar^4 \rho \omega_X} \sum_{n, n'} e_i^{(-\epsilon_n^{\Gamma})/T} \left[I_{nn'}^{\Gamma X_1} ((N_X + 1) \times \right. \\ \left. \times e^{-\epsilon_1^{(+)} / T} + N_X e^{-\epsilon_1^{(-)} / T}) + 2 \sqrt{\frac{M_{2X}}{m_{2X}}} I_{nn'}^{\Gamma X_2} ((N_X + 1) e^{-\epsilon_2^{(+)} / T} + N_X e^{-\epsilon_2^{(-)} / T}) \right] + \\ + \frac{2ea^2 m_{1\Gamma}}{\hbar^3 (1 - m_{1\Gamma} / m_{2X})} \sum_{n, n'} e^{(\epsilon_n^{\Gamma} - \epsilon_n^{\Gamma})/T} \Theta(\epsilon_n^{X_1} - \epsilon_n^{\Gamma} - eEd/2) |F_n^{\Gamma}(0)|^2 |F_n^{X_1}(0)|^2 \times \\ \times \exp\left(-\frac{\epsilon_n^{X_1} - \epsilon_n^{\Gamma} - eEd/2}{T(1 - m_{1\Gamma} / m_{2X})}\right), \\ \epsilon_1^{(\pm)} = \max\{0, \epsilon_{n'}^{X_1} - \epsilon_n^{\Gamma} \pm \hbar\omega_X - eEd/2\}, \\ \epsilon_2^{(\pm)} = \max\{0, \epsilon_{n'}^{X_2} - \epsilon_n^{\Gamma} \pm \hbar\omega_X - eEd/2\}.$$

Для невырожденного электронного газа $e_i^{\pm/T} \simeq \frac{\pi \hbar^2 n_S^{\Gamma}}{m_{1\Gamma} T A_{\Gamma}} e_{\pm 1}^{\Gamma/T}$.

Все обозначения, принятые предположения, а также все качественные результаты, изложенные в статье, остаются в силе.

Зависимости полного тока от температуры (рис. 2) и от поля (рис. 3), пересчитанные после указанных исправлений, имеют следующий вид:

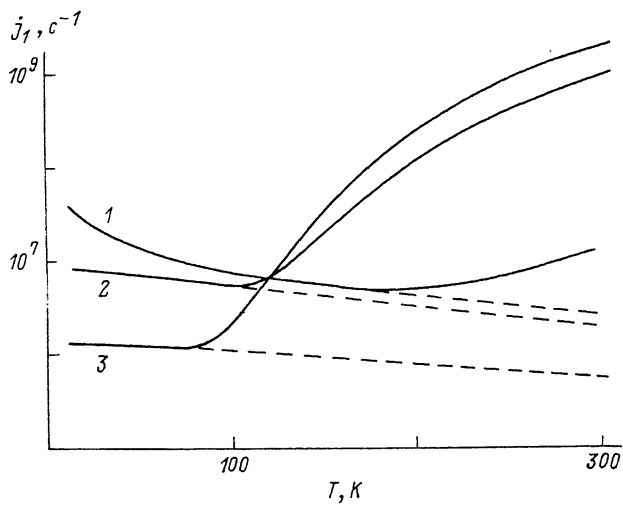


Рис. 2

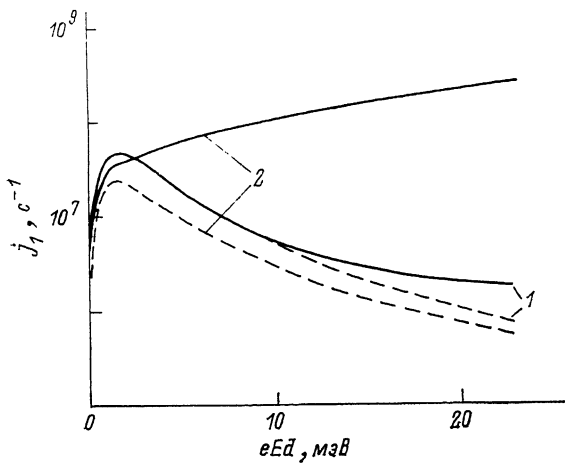


Рис. 3