4. Fan H. Y. Rep. Progr. Phys., 19, 107, 1956. См. перевод: «Успехи физических наук», 64, 315, 1958.
5. Greenway D. L. Proc. Phys. Soc., 76, 900, 1960.

Поступила в редакцию
23.10 1967 г.

Кафедра
физики полупроводников

УДК 539.293 : 536.22

Б. Н. ХУСАИНОВА

# ОЦЕНКА ЧИСЛА ЛОРЕНЦА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Исходя из предположения о том, что электроны в металле находятся под действием внутреннего переменного электрического поля, которое обусловлено наличием акустических колебаний в твердом теле, А. С. Предводителев [1] получил для числа Лоренца выражение

$$\frac{\varkappa}{\sigma T} = L\left(\frac{k}{e}\right)^2 = \frac{C_M}{R}\,\frac{(1+\pi^2)\,\pi^2}{96}\left(\frac{k}{e}\right)^2, \tag{1}$$

где $\varkappa$ — теплопроводность, $\sigma$ — электропроводность, $C_M$ — молекулярная теплоемкость, $R$ — газовая постоянная, $k$ — постоянная Больцмана, $e$ — заряд электрона. Согласно этой формуле число Лоренца не является постоянной величиной, а зависит от свойств вещества. При высоких температурах, если считать, что теплоемкость подчиняется закону Дюлонга—Пти $C_M = 6\,R$, $L = 3{,}3$, т. е. результат Зоммерфельда является частным случаем (1).

Значения числа $L$ для германия и кремния, рассчитанные по формуле (1), приведены в таблице. Данные по теплоемкости взяты из работы [2].

| | Удельное сопротивление, *ом·см* | Концентрация мышьяка, *см*$^{-3}$ | Уровень Ферми | Теплоемкость, *дж/моль·град* | Число $L$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Германий 300°K | $1\cdot 10^{-3}$ | $2{,}3\cdot 10^{19}$ | $+2>\mu>+1$ | 24,32 | 3,19 |
| Кремний 300°K | $2{,}7\cdot 10^{-3}$ | $2{,}6\cdot 10^{19}$ | $+1>\mu>0$ | 20,85 | 2,74 |

Метод кинетического уравнения [3] для $L$ дает выражение

$$L = \int_0^\infty \frac{\tau\Phi(\eta)\,\eta^3\,\dfrac{\partial f}{\partial\eta}\,d\eta}{\tau\Phi(\eta)\,\eta\,\dfrac{\partial f}{\partial\eta}\,d\eta} - \left[\frac{\int_0^\infty \tau\Phi(\eta)\,\eta^2\,\dfrac{\partial f}{\partial\eta}\,d\eta}{\int_0^\infty \tau\Phi(\eta)\,\eta\,\dfrac{\partial f}{\partial\eta}\,d\eta}\right]^2, \tag{2}$$

где $\Phi(\eta)$ — плотность состояний:

$$\Phi(\eta) = \frac{4\pi\,(2m^*)^{3/2}\,(kT)^{1/2}\,\eta^{1/2}}{h^3},$$

$\tau$ — время релаксации. Времена релаксации для рассеяния на акустических колебаниях решетки и на ионах примеси равны

$$\tau_a = A\eta^{-1/2}, \quad \tau_i = B\eta^{3/2}.$$

Для двух механизмов рассеяния, действующих одновременно:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_i} \quad \text{и} \quad \tau = \frac{A\eta^{3/2}}{a^2+\eta^2}, \tag{3}$$

где $\eta = \dfrac{E}{kT}$ — приведенная энергия, $a^2 = \dfrac{A}{B}$.

В работе [4] показано, что величина $a = \frac{3F_2(\mu)\, u_a}{\ln(1+\exp\mu)\, u_i}$, где $\mu = E_F/kT$ — приведенный уровень Ферми, $F_2(\mu)$ — фермиевский интеграл, $u_a$ и $u_i$ — подвижности электронов, в случае рассеяния электронов на акустических колебаниях решетки и только на ионах примеси. Таким образом, параметр $a^2$ характеризует количественное соотношение между рассеянием на акустических колебаниях решетки и на примеси.

Подставляя $\tau$ из (3) в (2), получим

$$L = \frac{J_5(a, \mu)}{J_3(a, \mu)} - \left[\frac{J_4(a, \mu)}{J_3(a, \mu)}\right]^2, \tag{4}$$

где

$$J_k = \int_0^\infty \frac{\eta^k \frac{\partial f}{\partial \eta} d\eta}{\eta^2 + a^2}, \qquad k = 3,\ 4,\ 5, \tag{5}$$

а $f = \frac{1}{1 + \exp(\eta - \mu)}$ — функция Ферми—Дирака.

Из выражения (4) следует, что при $a \to 0$ и $a \to \infty$ (если $\mu < 0$) $L = 2$ и 4 соответственно, т. е. равно известным предельным случаям рассеяния электронов на акустических колебаниях решетки и на ионах примеси.

Величина $L$ была рассчитана на счетно-решающей машине «Стрела» в зависимости от $a$ (от 1 до 20) при фиксированных значениях $\mu$ (от —4 до +10), при этом предварительно были рассчитаны интегралы $a^2 J_k$ ($k = 3, 4, 5$), где $J_k$ — вышенаписанный интеграл (5), а $a^2$ — число (от 1 до 400).

Увеличение подынтегральной функции в $a^2$ раз вызвано тем, что само значение интегралов мало, особенно при больших $a$ (одна значащая цифра), в силу чего не обеспечивается необходимая точность расчета $L$.

Как следует из результатов расчета, при значении $\mu = -4$ ($a = 1$ и $a = 20$), $L = 2{,}1$ и $L = 3{,}76$, что соответствует указанным выше предельным условиям рассеяния электронов.

Из сопоставления данных для числа Лоренца, рассчитанных по формуле А. С. Предводителева и из кинетического уравнения, для смешанного механизма рассеяния, следует, что полученные значения удовлетворительно согласуются между собой.

Действительно, для германия и кремния $L = 3{,}19$ и $2{,}74$ соответственно при $T = 300°$К. Для этих же материалов при одних и тех же значениях $\mu$ для смешанного механизма рассеяния $3{,}22 > L > 3{,}15$, при этом $a = 10$ для германия и $L = 2{,}736$ для кремния при $a = 5$.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Предводителев А. С. ЖЭТФ, 4, 813, 1934.
2. Gerlich D., Abeles B., Miller R. E. J. Appl. Phys., **36**, 76, 1963.
3. Puteley E. H. The Hall effect and related phenomena. London, 1960.
4. Mansfield R. Proc. Phys. Soc., **B. 69**, 76, 1956.



Поступила в редакцию
12.10 1967 г.



Кафедра
молекулярной физики