

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДЕФОРМИРОВАННОМ n -Ge

В. С. Львов

Рассматривается влияние деформации на гальваномагнитные и термомагнитные эффекты в n -Ge для некваंटующих магнитных полей H . Учитывается только перераспределение носителей между экстремумами при сохранении их общего числа. Расчеты проведены для случая одноосной деформации, когда давление на кристалл P направлено вдоль тока I (или ∇T).

Для трех направлений H ([111], [110], [100]) результаты приведены к виду, удобному для сравнения с экспериментом.

В предыдущей работе автора [1] рассматривалось влияние деформации на гальваномагнитные и термомагнитные эффекты в кристаллах кубической симметрии в приближении слабого магнитного поля ($\omega\tau \ll 1$, ω — циклотронная частота, τ — время релаксации). Коэффициенты, входящие в феноменологическую теорию тензоэффектов, были рассчитаны для кристаллов с зонной структурой типа n -Ge. Кейз [2] получил общее выражение для тензора проводимости в деформированных кристаллах n -Ge и n -Si в области классических магнитных полей ($\omega\tau$ — любое, но $\hbar\omega \ll kT$). Однако при рассмотрении тензохоллэффекта он ограничивается приближением $\omega\tau \ll 1$. Тензосопротивление было рассмотрено для одного направления магнитного поля H .

В настоящей статье развивается теория тензогальваномагнитных и тензотермомагнитных эффектов для классических магнитных полей в предположении невырожденной статистики; при этом концентрация носителей считается не зависящей от деформации. Так же, как в работе [1], учитывается только перераспределение носителей между экстремумами. Для трех направлений магнитного поля (вдоль [111], [110], [100]) результаты приведены к виду, удобному для сравнения с экспериментом.

1. Тензоэффекты в n -Ge в некваंटующем магнитном поле

Решая уравнение Больцмана [3],¹ получим вклад в проводимость группы электронов $dn^j(\epsilon)$ j -го эллипсоида в системе его главных осей

$$d\sigma_{\alpha\beta}^j = \frac{e\epsilon dn^j}{\langle \epsilon \rangle} A \{ a_{\alpha'} \delta_{\alpha'\beta'} + a_{\alpha'} a_{\beta'} \delta_{\alpha'\beta'} H_{\beta'} + a_1 a_2 a_3 H_{\alpha'} H_{\beta'} \}. \quad (1a)$$

Здесь $a_{\alpha'} = \frac{e}{c} \frac{\tau_{\alpha'}}{m_{\alpha'}}$; $H_{\alpha'}$ — проекции H на главные оси j -го эллипсоида

$$A^{-1} = 1 + H_1^2 a_2 a_3 + H_2^2 a_1 a_3 + H_3^2 a_1 a_2. \quad (16)$$

¹ Обозначения здесь и в дальнейшем такие же, как и в работе [1]. Ссылки на формулы из этой работы мы будем сопровождать цифрой 1.

Рассмотрим тензор $dy_{\alpha\beta}^i(\mathbf{H}, \varepsilon) = \Pi_{\alpha\gamma}^i(\varepsilon) d\sigma_{\gamma\beta}^i(\mathbf{H}, \varepsilon)$, где $\Pi_{\alpha\gamma}^i(\varepsilon)$ — тензор Пельтье электрона с энергией ε в i -й зоне. Для $v_{\alpha'\beta'}^j$ в системе главных осей j -го эллипсоида из (1а) легко получить

$$v_{\alpha'\beta'}^j = \frac{ecn_j}{\langle \varepsilon \rangle} \langle \varepsilon A \{ \Pi_{\alpha'} a_{\alpha'} \delta_{\alpha'\beta'} + \Pi_{\alpha'} a_{\alpha'} a_{\beta'} \delta_{\alpha'\beta'} H_{\beta'} + \Pi_{\alpha'} a_1 a_2 a_3 H_{\alpha'} H_{\beta'} \} \rangle. \quad (1b)$$

Этот тензор в системе кристаллографических осей выглядит так

$$\left. \begin{aligned} v_{11}^j &= \frac{ecn_j}{3\langle \varepsilon \rangle} \langle \varepsilon A_j \{ (2\Pi_{\perp} a_{\perp} + \Pi_{\parallel} a_{\parallel}) + a_{\perp} a_{\parallel} (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) (H_2 S_2^j - H_3 S_3^j) + \\ &+ a_{\perp}^2 a_{\parallel} (2\Pi_{\perp} + \Pi_{\parallel}) H_{\perp}^2 + a_{\perp}^2 a_{\parallel} (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) H_1 (H_2 S_2^j + H_3 S_3^j) \} \rangle, \\ v_{12}^j &= \frac{ecn_j}{3\langle \varepsilon \rangle} \langle \varepsilon A_j \{ (\Pi_{\parallel} a_{\parallel} - \Pi_{\perp} a_{\perp}) S_3^j + (\Pi_{\perp} a_{\perp}^2 + \Pi_{\perp} a_{\perp} a_{\parallel} + \Pi_{\parallel} a_{\perp} a_{\parallel}) H_3 - \\ &- a_{\perp} a_{\parallel} (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) S_2^j H_1 - \Pi_{\perp} a_{\perp} (a_{\parallel} - a_{\perp}) (S_2^j H_1 + S_1^j H_2) + \\ &+ a_{\perp}^2 a_{\parallel} (2\Pi_{\perp} + \Pi_{\parallel}) H_1 H_2 + a_{\perp}^2 a_{\parallel} (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) H_2 (H_2 S_2^j + H_3 S_3^j) \} \rangle, \\ v_{21}^j &= \frac{ecn_j}{3\langle \varepsilon \rangle} \langle \varepsilon A_j \{ (\Pi_{\parallel} a_{\parallel} - \Pi_{\perp} a_{\perp}) S_3^j - (\Pi_{\perp} a_{\perp}^2 + \Pi_{\perp} a_{\perp} a_{\parallel} + \Pi_{\parallel} a_{\perp} a_{\parallel}) H_3 + \\ &+ a_{\perp} a_{\parallel} (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) S_1^j H_2 + \Pi_{\perp} a_{\perp} (a_{\parallel} - a_{\perp}) (S_2^j H_1 + S_1^j H_2) + \\ &+ a_{\perp}^2 a_{\parallel} (2\Pi_{\perp} + \Pi_{\parallel}) H_1 H_2 + a_{\perp}^2 a_{\parallel} (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) H_1 (H_1 S_1^j - H_3 S_3^j) \} \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (2a)$$

В (2а) и во всех последующих выражениях H_{α} в отличие от (1) — проекции $\mathbf{H}$ на оси кристалла; A_j получается из (1б) переходом к системе кристаллографических осей

$$A_j^{-1} = 1 + H^2 \{ q_j a_{\perp}^2 + (1 - q_j) a_{\perp} a_{\parallel} \}, \quad (2б)$$

где

$$q_j = \frac{1}{3} + \frac{2}{3H^2} (S_1^j H_2 H_3 + S_2^j H_1 H_3 + S_3^j H_1 H_2) \quad (2в)$$

и

$$S_1^j = K_2^j K_3^j, \quad S_2^j = K_3^j K_1^j, \quad S_3^j = K_1^j K_2^j; \quad S_1^j \cdot S_2^j = S_3^j.$$

Таблица 1

Коэффициенты S_i^j , входящие в (2)

j	1	2	3	4
$S_1^j \dots$	1	1	-1	-1
$S_2^j \dots$	1	-1	-1	1
$S_3^j \dots$	1	-1	1	-1

Таблица 2

Коэффициенты q_j , входящие в (2б)

Направление $\mathbf{H}$	q_1	q_2	q_3	q_4
[111] . . .	1	1/9	1/9	1/9
[110] . . .	2/3	0	2/3	0
[100] . . .	1/3	1/3	1/3	1/3

Значения S_i^j приведены в табл. 1, q_i для трех направлений магнитного поля — в табл. 2. Остальные компоненты тензоров v^j получаются из (2а) циклической перестановкой индексов 1, 2, 3.

В работе [1] рассматриваются тензоры

$$M_{\alpha\beta mn}(\mathbf{H}) = \frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}}{\partial \varepsilon_{mn}} \quad \text{и} \quad P_{\alpha\beta mn}(\mathbf{H}) = \frac{\partial v_{\alpha\beta}}{\partial \varepsilon_{mn}},$$

описывающие тензoeffекты. Здесь ε_{mn} — тензор деформации, $v_{\alpha\beta} = \Pi_{\alpha\gamma} \sigma_{\gamma\beta}$ и $\Pi_{\alpha\gamma}$ — тензор Пельтье.

Удобно ввести тензор

$$P'_{\alpha\beta mn}(\mathbf{H}) = -\frac{\Xi_u}{3kT} \sum_{j=1}^4 \gamma_{\alpha\beta}^j \sum_{p=1}^3 \delta_{mnp}^2 S_p^j. \quad (2г)$$

Здесь δ_{mnp} — полностью антисимметричный тензор третьего ранга, $\delta_{123} = 1$, Ξ_u — константа деформационного потенциала.

Если электроны подчиняются статистике Больцмана и учитывается только перераспределение носителей между экстремумами, то можно показать [1], что $M_{\alpha\beta mn}$ будет определяться выражением (2г), в котором необходимо положить $\Pi_{\perp} = \Pi_{\parallel} = 1$, а $P_{\alpha\beta mn} = P'_{\alpha\beta mn} + \frac{kT}{e} M_{\alpha\beta mn}$. Подставляя $\gamma_{\alpha\beta}^j$ в (2г) и выполняя указанное там суммирование по минимумам, можно рассчитать тензор $P'_{\alpha\beta mn}$, затем $M(\mathbf{H})$ и $P(\mathbf{H})$. Тензоры σ и γ в деформированном кристалле с точностью до членов, линейных по деформации, очевидно, равны

$$\sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{H}, \varepsilon) = \sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{H}, 0) + M_{\alpha\beta}(\mathbf{H}), \quad \gamma_{\alpha\beta}(\mathbf{H}, \varepsilon) = \gamma_{\alpha\beta}(\mathbf{H}, 0) + P_{\alpha\beta}(\mathbf{H}). \quad (3а)$$

Здесь используется сокращенная запись

$$M_{\alpha\beta} \equiv M_{\alpha\beta mn} \varepsilon_{mn}, \quad P_{\alpha\beta} \equiv P_{\alpha\beta mn} \varepsilon_{mn}. \quad (3б)$$

Используя соотношение Онзагера, можно легко определить тензоры ρ и Q в деформированном кристалле. Это позволит рассчитать влияние деформации на гальваномагнитные и термомагнитные эффекты n -Ge при произвольном по величине и направлению магнитном поле. Однако мы ограничимся лишь наиболее интересными направлениями магнитного поля — вдоль осей симметрии кристалла. Достаточно рассмотреть случаи: $\mathbf{H} \parallel [111]$, $\mathbf{H} \parallel [110]$, $\mathbf{H} \parallel [100]$. Удобно ввести следующие обозначения

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= \frac{ecN}{12\langle\varepsilon\rangle} \langle \varepsilon A (2\Pi_{\perp} a_{\perp} + \Pi_{\parallel} a_{\parallel}) \rangle, \\ X_3 &= \frac{ecN}{12\langle\varepsilon\rangle} \langle \varepsilon A (\Pi_{\parallel} a_{\parallel} - \Pi_{\perp} a_{\perp}) \rangle; \\ Y_1 &= \frac{ecN}{12\langle\varepsilon\rangle} \langle \varepsilon A (\Pi_{\perp} a_{\perp}^2 + \Pi_{\perp} a_{\perp} a_{\parallel} + \Pi_{\parallel} a_{\perp} a_{\parallel}) \rangle H, \\ Y_3 &= \frac{ecN}{12\langle\varepsilon\rangle} \langle \varepsilon A (a_{\parallel} - a_{\perp}) \Pi_{\perp} a_{\perp} \rangle H, \\ Y_5 &= \frac{ecN}{12\langle\varepsilon\rangle} \langle \varepsilon A (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) a_{\perp} a_{\parallel} \rangle H; \\ Z_1 &= \frac{ecN}{12\langle\varepsilon\rangle} \langle \varepsilon A a_{\perp}^2 a_{\parallel} (2\Pi_{\perp} + \Pi_{\parallel}) \rangle H^2, \\ Z_3 &= \frac{ecN}{12\langle\varepsilon\rangle} \langle \varepsilon A a_{\perp}^2 a_{\parallel} (\Pi_{\parallel} - \Pi_{\perp}) \rangle H^2. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь $N = 4 n_0$ — концентрация электронов проводимости. Остальные семь коэффициентов с четными индексами от X_2 до Z_4 получаются из соответствующих нечетных (X_2 из X_1 , X_4 из X_3 , ... Z_4 из Z_3) заменой $A = \sum_{j=1}^4 A_j$ на $(A_1 - A_2)$.

A_j — определяется из (2б). В табл. 3 приведены все отличные от нуля компоненты тензоров $\bar{\gamma}$ и $\bar{P}'$, четных по магнитному полю, в таблице 4 — все отличные от нуля компоненты $\bar{\gamma}$ и $\bar{P}'$, нечетных по маг-

Таблица 3
Компоненты тензоров $\bar{\nu}$ и $\bar{P}'$

Ориентация	Компоненты тензоров	Общий множитель	X_1	X_2	X_3	X_4	Z_1	Z_2	Z_3	Z_4
Н [111]	$\bar{\nu}_{11} = \bar{\nu}_{22} = \bar{\nu}_{33} \dots\dots\dots$	$\frac{1}{3}$	3	0	0	0	1	0	0	2
	$\bar{\nu}_{12} = \bar{\nu}_{23} = \bar{\nu}_{31} \dots\dots\dots$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	3	1	0	0	2
	$\bar{P}'_{1123} = \bar{P}'_{2231} = \bar{P}'_{3312} \dots\dots\dots$	$-\frac{\Xi_n}{9kT}$	0	3	0	0	0	1	0	2
	$\bar{P}'_{11\bar{1}2} = \bar{P}'_{22\bar{2}1} = \bar{P}'_{111\bar{3}} = \bar{P}'_{222\bar{3}} = \bar{P}'_{333\bar{1}} = \bar{P}'_{333\bar{2}} \dots\dots\dots$	$-\frac{\Xi_n}{9kT}$	0	3	0	0	0	1	1	1
	$\bar{P}'_{12\bar{1}2} = \bar{P}'_{23\bar{2}3} = \bar{P}'_{31\bar{3}1} \dots\dots\dots$	$-\frac{\Xi_n}{9kT}$	0	0	3	0	0	1	1	1
	$\bar{P}'_{1223} = \bar{P}'_{2331} = \bar{P}'_{3112} = \bar{P}'_{2131} = \bar{P}'_{3212} = \bar{P}'_{1323} \dots\dots\dots$	$-\frac{\Xi_n}{9kT}$	0	0	0	3	0	1	0	2
	$\bar{P}'_{2123} = \bar{P}'_{3231} = \bar{P}'_{1312} = \bar{P}'_{1231} = \bar{P}'_{2312} = \bar{P}'_{3123} \dots\dots\dots$	$-\frac{\Xi_n}{9kT}$	0	0	0	3	0	1	1	1
Н [110]	$\bar{\nu}_{11} = \bar{\nu}_{22} \dots\dots\dots$	$\frac{1}{2}$	2	0	0	0	1	0	0	2
	$\bar{\nu}_{33} \dots\dots\dots$	$\frac{1}{2}$	2	0	0	0	0	0	0	0
	$\bar{\nu}_{12} = \bar{\nu}_{21} \dots\dots\dots$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	4	1	0	0	2
	$\bar{P}'_{11\bar{1}2} = \bar{P}'_{22\bar{2}1} \dots\dots\dots$	$-\frac{\Xi_n}{3kT}$	0	2	0	0	0	1	$\frac{1}{2}$	0
	$\bar{P}'_{33\bar{1}2} \dots\dots\dots$	$-\frac{\Xi_n}{3kT}$	0	2	0	0	0	0	0	0
	$\bar{P}'_{12\bar{1}2} \dots\dots\dots$	$-\frac{\Xi_n}{3kT}$	0	0	1	0	0	1	$\frac{1}{2}$	0

Таблица 3 (продолжение)

Ориентация	Компоненты тензоров	Общий множитель	X_1	X_2	X_3	X_4	Z_1	Z_2	Z_3	Z_4
H [110]	$\bar{P}'_{2323} = \bar{P}'_{3131} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3kT}$	0	0	1	0	0	0	0	0
	$\bar{P}'_{2313} = \bar{P}'_{3123} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3kT}$	0	0	0	2	0	0	0	0
H [100]	$\bar{v}_{11} \dots \dots \dots$	1	1	0	0	0	1	0	0	0
	$\bar{v}_{22} = \bar{v}_{33} \dots \dots \dots$	1	1	0	0	0	0	0	0	0
	$\bar{P}'_{1212} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3kT}$	0	0	1	0	0	0	0	0

Таблица 4
Компоненты тензоров $\bar{v}$ и $\bar{P}'$

Ориентация	Компоненты тензоров	Общий множитель	Y_1	Y_2	Y_3	Y_4	Y_5	Y_6
H [111]	$\bar{v}_{12} = \bar{v}_{23} = \bar{v}_{31} \dots \dots \dots$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	1	0	0	-2	0	-1
	$\bar{P}'_{1112} = \bar{P}'_{2223} = \bar{P}'_{3331} = -\bar{P}'_{1113} = -\bar{P}'_{2221} = -\bar{P}'_{3332} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3\sqrt{3}kT}$	0	0	0	0	-1	1
	$\bar{P}'_{1212} = \bar{P}'_{2332} = \bar{P}'_{3131} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3\sqrt{3}kT}$	0	1	0	-2	0	-1
	$\bar{P}'_{1223} = \bar{P}'_{2331} = \bar{P}'_{3112} = -\bar{P}'_{2131} = -\bar{P}'_{3212} = -\bar{P}'_{1323} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3\sqrt{3}kT}$	0	1	-1	-1	0	-1
	$\bar{P}'_{1231} = \bar{P}'_{2312} = \bar{P}'_{3123} = -\bar{P}'_{2123} = -\bar{P}'_{3231} = -\bar{P}'_{1312} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3\sqrt{3}kT}$	0	1	-1	-1	-1	0

Таблица 3 (продолжение)

Ориентация	Компоненты тензоров	Общий множитель	X_1	X_2	X_3	X_4	Z_1	Z_2	Z_3	Z_4
$H \parallel [110]$	$\bar{P}'_{2323} = \bar{P}'_{3131} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3kT}$	0	0	1	0	0	0	0	0
	$\bar{P}'_{2313} = \bar{P}'_{3123} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3kT}$	0	0	0	2	0	0	0	0
$H \parallel [100]$	$\bar{v}_{11} \dots \dots \dots$	1	1	0	0	0	1	0	0	0
	$\bar{v}_{22} = \bar{v}_{33} \dots \dots \dots$	1	1	0	0	0	0	0	0	0
	$\bar{P}'_{1212} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3kT}$	0	0	1	0	0	0	0	0

Таблица 4
Компоненты тензоров $\bar{v}$ и $\bar{P}'$

Ориентация	Компоненты тензоров	Общий множитель	Y_1	Y_2	Y_3	Y_4	Y_5	Y_6
$H \parallel [111]$	$\bar{v}_{12} = \bar{v}_{23} = \bar{v}_{31} \dots \dots \dots$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	1	0	0	-2	0	-1
	$\bar{P}'_{1112} = \bar{P}'_{2223} = \bar{P}'_{3331} = -\bar{P}'_{1113} = -\bar{P}'_{2221} = -\bar{P}'_{3332} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3\sqrt{3}kT}$	0	0	0	0	-1	1
	$\bar{P}'_{1212} = \bar{P}'_{2332} = \bar{P}'_{3131} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3\sqrt{3}kT}$	0	1	0	-2	0	-1
	$\bar{P}'_{1223} = \bar{P}'_{2331} = \bar{P}'_{3112} = -\bar{P}'_{2131} = -\bar{P}'_{3212} = -\bar{P}'_{1323} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3\sqrt{3}kT}$	0	1	-1	-1	0	-1
	$\bar{P}'_{1231} = \bar{P}'_{2312} = \bar{P}'_{3123} = -\bar{P}'_{2123} = -\bar{P}'_{3231} = -\bar{P}'_{1312} \dots \dots \dots$	$-\frac{\bar{E}_H}{3\sqrt{3}kT}$	0	1	-1	-1	-1	0

Таблица 4 (продолжение)

Ориентация	Компоненты тензоров	Общий множитель	Y_1	Y_2	Y_3	Y_4	Y_5	Y_6
$H \parallel [110]$	$\tilde{\nu}_{23} = -\tilde{\nu}_{13} \dots \dots \dots$	$\frac{1}{\sqrt{2}kT}$	1	0	0	-2	0	-2
	$-\tilde{\nu}_{32} = \tilde{\nu}_{31} \dots \dots \dots$	$\frac{1}{\sqrt{2}kT}$	1	0	0	-2	0	0
	$\tilde{P}'_{11\bar{2}3} = -\tilde{P}'_{22\bar{1}3} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3\sqrt{2}kT}$	0	0	0	0	1	0
	$\tilde{P}'_{22\bar{2}3} = -\tilde{P}'_{11\bar{1}3} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3\sqrt{2}kT}$	0	0	0	0	0	2
	$\tilde{P}'_{33\bar{3}2} = -\tilde{P}'_{33\bar{3}1} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3\sqrt{2}kT}$	0	0	0	0	1	-2
	$\tilde{P}'_{12\bar{2}3} = -\tilde{P}'_{21\bar{1}3} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3\sqrt{2}kT}$	0	0	-1	-2	0	-2
	$-\tilde{P}'_{21\bar{2}3} = \tilde{P}'_{12\bar{1}3} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3\sqrt{2}kT}$	0	0	-1	-2	-1	0
	$-\tilde{P}'_{13\bar{1}2} = \tilde{P}'_{23\bar{1}2} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3\sqrt{2}kT}$	0	2	-1	0	-1	0
	$-\tilde{P}'_{32\bar{1}2} = \tilde{P}'_{31\bar{1}2} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3\sqrt{2}kT}$	0	2	-1	0	0	0
$H \parallel [100]$	$\tilde{\nu}_{23} = -\tilde{\nu}_{32} \dots \dots \dots$	1	1	0	0	0	0	0
	$\tilde{P}'_{22\bar{2}3} = -\tilde{P}'_{33\bar{3}2} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3kT}$	0	0	0	0	-1	0
	$\tilde{P}'_{12\bar{1}3} = -\tilde{P}'_{13\bar{1}2} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3kT}$	0	0	-1	0	-1	0
	$\tilde{P}'_{31\bar{1}2} = -\tilde{P}'_{21\bar{1}3} \dots \dots \dots$	$-\frac{\mathcal{E}_H}{3kT}$	0	0	-1	0	0	0

нитному полю. Очевидно: $v = \bar{v} + \tilde{v}$, $P' = \bar{P}' + \tilde{P}'$. Следующие примеры показывают, как пользоваться этими и последующими таблицами

$$v_{11} = v_{22} = v_{33} = \frac{1}{3}(3X_1 + Z_1 + 2Z_4);$$

$$P'_{1123} = P'_{2231} = P'_{3312} = -\frac{E_u}{9kT}(3X_2 + Z_1 + 2Z_4).$$

2. Гальваномагнитные эффекты в деформированном n -Ge

Проведем расчет для следующих случаев: 1) $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}1]$; $\mathbf{P}, \mathbf{I}$ ортогональны $\mathbf{H}$ и $\mathbf{P} \parallel \mathbf{I}$. 2) $\mathbf{H} \parallel [110]$, $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [1\bar{1}1]$. 3) $\mathbf{H} \parallel [110]$, $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [1\bar{1}2]$. 4) $\mathbf{H} \parallel [100]$, $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [011]$.

Таким образом, во всех рассматриваемых случаях $\mathbf{H}$ направлено по оси симметрии кристалла, $\mathbf{I} \parallel \mathbf{P}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$.

Удобно ввести обозначения

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{11} &= a_1, & M_{11} &= \alpha_1, \dots \\ \bar{\sigma}_{12} &= b_3, & \bar{M}_{12} &= \beta_3, \dots \\ \tilde{\sigma}_{12} &= c_3, & \tilde{M}_{12} &= \gamma_3, \dots \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Обозначения для остальных компонент получаются циклической перестановкой индексов 1, 2, 3 и использованием соотношений Онзагера. Выражения для $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$ нетрудно получить из табл. 3, 4 и соотношений (3), (I, 7). Для рассматриваемых четырех случаев они приведены в табл. 5, 6. x_i, y_i, z_i , фигурирующие в них, определяются соотношениями (4), если положить $\Pi_{\perp} = \Pi_{\parallel} = 1$.

Обращая тензор проводимости в обозначениях (5), получим с точностью до членов, линейных по давлению: $\rho_{ik} = \frac{\Delta_{ik}}{\Delta}$, где $\Delta = \text{Det} |\sigma_{ik}|$, а Δ_{ik} — миноры.

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{11} &= \bar{\Delta}_{11} = a_2 a_3 + c_1^2 - b_1^2 + [a_2 a_3 + a_3 a_2 + 2c_1 \gamma_1 - 2\beta_1 b_1], \\ \bar{\Delta}_{12} &= \bar{\Delta}_{21} = b_1 b_2 + c_1 c_2 - a_3 b_3 + \\ &+ [\beta_1 b_2 + b_1 \beta_2 + \gamma_1 c_2 + \gamma_2 c_1 - a_3 b_3 - a_3 \beta_3], \end{aligned} \right\} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta}_{12} &= -\tilde{\Delta}_{21} = -\Delta R_3(\mathbf{H}) = c_1 b_2 + b_1 c_2 + a_3 c_3 + \\ &+ [c_1 \beta_2 + \gamma_1 \beta_2 + c_2 \beta_1 + \gamma_2 b_1 + a_3 c_3 + a_3 \gamma_3]. \end{aligned} \quad (6b)$$

Остальные компоненты получаются циклической перестановкой индексов, значки „—“, „~“ обозначают, как и прежде, четную и нечетную по магнитному полю части; $\mathbf{R}(\mathbf{H})$ — холловский вектор. В отсутствие давления, когда выражения в квадратных скобках равны нулю, обозначим: $\rho = \rho^0$, $\Delta = \Delta^0$, $\Delta_{ik} = \Delta_{ik}^0$

$$\left. \begin{aligned} \Delta^0 &= a_1 a_2 a_3 + 2b_1 b_2 b_3 + 2c_1 c_2 b_3 + 2c_1 b_2 c_3 + 2b_1 c_2 c_3 + \\ &+ a_1 (c_1^2 - b_1^2) + a_2 (c_2^2 - b_2^2) + a_3 (c_3^2 - b_3^2), \\ \Delta &= \Delta^0 + \sum_i \left[\alpha_i \Delta_{ii}^0 + \sum_{k,l} (\beta_i \delta_{ikl} + \gamma_i) \Delta_{kl}^0 \delta_{ikl} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Выражения (6), (7) в совокупности с данными табл. 5, 6 полностью определяют тензор $\bar{\rho}_{\alpha\beta}$ и вектор $\mathbf{R}$.

Продольное $\tilde{E}_{\mathbf{H}}$ и поперечное $\tilde{E}_{[\mathbf{H}]}$ холловское поле удобнее определять по (I, 10). Расчет четных эффектов (магнетосопротивление $\tilde{E}_{\mathbf{I}}$, планарный эффект Холла $E_{\mathbf{H}}$, четный эффект Холла $\tilde{E}_{[\mathbf{H}]}$) проводится непосредственно.

Таблица 5

Четные по магнитному полю коэффициенты, входящие в (9)–(12)

Ориентация	Коэффициенты	Общий множитель	x_1	x_2	x_3	x_4	z_1	z_2
1	$a_1 = a_2 = a_3 \equiv a$	$\frac{1}{3}$	3	0	0	0	1	0
	$b_1 = b_2 = b_3 \equiv b$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	3	1	0
	$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 \equiv \alpha$	$\frac{D^1}{3}$	0	3	0	0	0	1
	β_1	$\frac{D}{3}$	0	0	3	0	0	1
	$\beta_2 = \beta_3$	$\frac{D}{3}$	0	0	0	3	0	1
2,3	$a_1 = a_2$	$\frac{1}{2}$	2	0	0	0	1	0
	a_3	$\frac{1}{2}$	2	0	0	0	0	0
	$b_1 = b_2 = 0, b_3 \equiv b$. .	$\frac{1}{2}$	0	0	0	4	1	0
2	$a_1 = a_2$	$\frac{2D}{3}$	0	2	0	0	0	1
	a_3	$\frac{2D}{3}$	0	2	0	0	0	0
	$\beta_1 = -\beta_2$	$\frac{2D}{3}$	0	0	1	-2	0	0
	β_3	$\frac{2D}{3}$	0	0	1	0	0	1
3	$a_1 = a_2$	$\frac{D}{3}$	0	2	0	0	0	1
	a_3	$\frac{D}{3}$	0	2	0	0	0	0
	$\beta_1 = -\beta_2$	$\frac{D}{3}$	0	0	2	-4	0	0
	β_3	$\frac{D}{3}$	0	0	1	0	0	1
4	$b_1 = b_2 = b_3 = 0; a_1$. .	1	1	0	0	0	1	0
	$a_1 = a_2 = a_3 = 0; a_2 = a_3$	1	1	0	0	0	0	0
	$\beta_2 = \beta_3 = 0; \beta_1$	D	0	0	1	0	0	0

$$^1 D = 2\Xi u C_{44} P / 3kT.$$

Результаты приведены ниже. В них используются обозначения

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta - \Delta^0}{\Delta^0} = m, \quad \frac{\bar{E}_I - \bar{E}_I^0}{\bar{E}_I^0} = m_I, \quad \frac{\bar{E}_H - \bar{E}_H^0}{\bar{E}_H^0} = m_H, \\ \frac{\bar{E}_{[HI]} - \bar{E}_{[HI]}^0}{\bar{E}_{[HI]}^0} = m_{[HI]}, \quad \frac{\bar{E}_{[HI]} - \bar{E}_{[HI]}^0}{\bar{E}_{[HI]}^0} = m_{\perp}, \quad \frac{\bar{E}_I - \bar{E}_I^0}{\bar{E}_I^0} = m_{\parallel}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Ориентация 1. $\mathbf{H} \parallel [111]$, $\mathbf{I}$ лежит в плоскости, ортогональной $\mathbf{H}$, φ — угол между $\mathbf{I}$ и $[01\bar{1}]$.

$$E_I^0 = IB_1(x_1 - x_4), \quad \frac{1}{B_1} = (x_1 - x_4)^2 + (y_1 - 2y_4)^2, \quad (9a)$$

$$m_I = n_1 + \frac{D}{3} \frac{3x_2 + x_3 - 4x_4}{x_1 - x_4}, \quad D = \frac{2\Xi u C_{44} P}{3kT}. \quad (96)$$

Таблица 6

Нечетные по магнитному полю коэффициенты, входящие в (9)–(12)

Ориентация	Коэффициенты	Общий множитель	y_1	y_2	y_3	y_4
1	$c_1 = c_2 = c_3 \equiv c$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	1	0	0	-2
	γ_1	$\frac{D}{\sqrt{3}}$	0	1	0	-2
	$\gamma_2 = \gamma_3$	$\frac{D}{\sqrt{3}}$	0	1	-1	-1
2,3	$c_3 = 0; c_1 = c_2$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	1	0	0	-2
2	$\gamma_3 = 0, \gamma_1 = \gamma_2$	$\frac{D\sqrt{2}}{3}$	0	2	-1	0
3	$\gamma_3 = 0, \gamma_1 = \gamma_2$	$\frac{D}{3\sqrt{2}}$	0	2	-1	0
4	c_1	1	1	0	0	0
	$c_2 = c_3 = \gamma_i$	0	0	0	0	0

Интегралы x, y, z определяются соотношениями (4), если положить $\Pi_{\perp} = \Pi_{\parallel} = 1$.

$$n_1 = -\frac{2DB_1}{3} [(x_1 - x_4)(3x_2 - x_3 - 2x_4) + (y_1 - 2y_4)(3y_2 - 2y_3 - 4y_4)], \quad (9в)$$

$$\tilde{E}_{[11]}^0 = -IB_1(y_1 - 2y_4), \quad \bar{E}_{[11]} = 0, \quad (9г)$$

$$m_{\perp} = n_1 + \frac{D}{3} \frac{3y_2 - 2y_3 - 4y_4}{y_1 - 2y_4}, \quad (9д)$$

$$E_H = \frac{D\sqrt{2}}{3(x_1 + 2x_4 + z_1)} \{ [\tilde{E}_{[11]}^0(x_1 - x_4) - E_I^0(y_3 - y_4)] \cos 3\varphi + \\ + [\bar{E}_I^0(x_3 - x_4) - \tilde{E}_{[11]}^0(y_3 - y_4)] \sin 3\varphi \}. \quad (9е)$$

Здесь первое слагаемое в фигурных скобках описывает нечетную по магнитному полю часть E_H , второе — четную.

Ориентация 2. $\mathbf{H} \parallel [110], \mathbf{I} \parallel [1\bar{1}1]$.

$$E_I^0 = \frac{I}{3} \frac{B_2}{C_2}; \quad \frac{1}{C_2} = a_1 - b + 2a_3; \quad \frac{1}{B_2} = a_3(a_1 - b) + 2c^2; \quad (10а)$$

$$-n_2 = B_2[a_3(\alpha_1 - \beta_3) + a_3(a_1 - b) + 4\gamma_1 c], \quad (10б)$$

$$m_1 = n_2 + C_2(2a_3 + \alpha_1 - \beta_3 + 4\beta_1), \quad (10в)$$

$$\tilde{E}_{[11]}^0 = -IB_2C\sqrt{2}, \quad (10г)$$

$$m_{\perp} = n_2 + \frac{\gamma_1}{c}, \quad (10д)$$

$$\bar{E}_{[11]}^0 = \frac{I\sqrt{2}B_2}{3}(a_3 - a_1 + b), \quad (10е)$$

$$m_{[11]} = n_2 + \frac{a_3 - a_1 + \beta_3 - \beta_1}{a_3 - a_1 + b}, \quad (10ж)$$

$$\tilde{E}_H = \bar{E}_H = 0. \quad (10з)$$

Ориентация 3. $\mathbf{H} \parallel [110]$, $\mathbf{I} \parallel [1\bar{1}2]$.

$$E_1^0 = \frac{IB_2}{C_3}; \quad \frac{1}{C_3} = 2(a_1 - b) + a_3, \quad (11a)$$

$$m_1 = n_2 + C_3(2\alpha_1 - 2\beta_3 + \alpha_3 + 4\beta_1). \quad (11b)$$

Величины n_2 , $\tilde{E}_{[\text{HI}]}$, m_1 , $\bar{E}_{[\text{HI}]}$, $\tilde{E}_H$ определяются выражениями (10б), (10г), (10д), (10е), (10з) соответственно. Однако это не означает, что деформация одинаково влияет на поперечный эффект Холла в этих случаях, так как коэффициенты α , β , γ , входящие в (10), различны для них (см. табл. 5, 6). Далее

$$m_{[\text{HI}]} = n_2 + \frac{\alpha_3 - \alpha_1 + \beta_3 + \beta_1}{\alpha_3 - \alpha_1 + b}. \quad (11в)$$

Ориентация 4. $\mathbf{H} \parallel [100]$, $\mathbf{I} \parallel [0\bar{1}1]$.

$$E_1^0 = Ia_2B_4, \text{ где } \frac{1}{B_4} = a_2^2 + c^2; \quad m_1 = \frac{\beta}{a_2}, \quad (12a)$$

$$\tilde{E}_{[\text{HI}]} = -IB_4c, \quad \bar{E}_{[\text{HI}]} = E_H = 0. \quad (12б)$$

Мы видим, что эффект Холла не зависит от давления. m_1 не зависит от магнитного поля, если $\tau_{\perp}(\varepsilon)$ и $\tau_{\parallel}(\varepsilon)$ одинаково зависят от энергии. Обозначая

$$K = \frac{a_{\perp}}{a_{\parallel}} = \frac{\frac{m_{\parallel}}{\tau_{\parallel}}}{\frac{m_{\perp}}{\tau_{\perp}}}, \quad (13)$$

нетрудно получить для такого случая

$$m_1 = \frac{2\varepsilon_u C_{44}P}{9kT} \frac{1-K}{2K+1}. \quad (12в)$$

Во всех рассмотренных случаях в недеформированном n -Ge продольное холловское поле $\tilde{E}_H = 0$. И это не случайно. Можно показать^[3], что в любом кристалле $\tilde{E}_H = 0$, если $\mathbf{H}$ параллельно оси симметрии. При деформации симметрия кристалла понижается и может появиться $\tilde{E}_H \sim P$, когда $\mathbf{H} \parallel [111]$ (см. (9е), (10з), (12б)). При $H \rightarrow 0$ $E_H \sim HP$ в соответствии с формулой (I, 11, 1б), полученной на основании соображений симметрии.

При больших H ($\omega\tau \gg 1$) $\tilde{E}_{[\text{HI}]} \rightarrow -\frac{HI}{Nec}$, $m_{\perp} \sim \frac{1}{H^2}$, $\tilde{E}_H \sim \frac{1}{H}$. Это является следствием того, что в нулевом приближении по рассеянию $\mathbf{I} = I_{[\text{HE}]} = -\frac{Nec}{H}E$ и не зависит от структуры зоны и, следовательно, от давления.

Планарное поле E_H и четная часть холловского поля $\bar{E}_{[\text{HI}]}$ равны нулю, когда $\mathbf{I}$ параллельно оси симметрии четного порядка, а $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ (ориентации 1, 4). Кроме того, $\bar{E}_H = 0$, если $\mathbf{H}$ параллельно оси симметрии четного порядка (ориентации 2, 3) и $\tilde{E}_H \sim P$, когда $\mathbf{H} \parallel [111]$ (ориентация 1). Это справедливо для любого кристалла, так как вытекает только из соображений симметрии^[1].

3. Термомагнитные эффекты в деформированном *n*-Ge

Компоненты тензоров $\nu_{\alpha\beta}(\mathbf{H}, 0)$, $P_{\alpha\beta}(\mathbf{H})$ (см. (3)) обозначим

$$\left. \begin{aligned} \bar{\nu}_{11} &= Td_1, \quad \bar{P}_{11} = T\delta_1, \quad \bar{P}_{11} = T\varphi_1; \\ \bar{\nu}_{12} &= Tk_3, \quad \bar{\nu}_{21} = Tk_3, \quad \bar{P}_{12} = T\kappa_3, \quad \bar{P}_{21} = T\kappa_3; \\ \bar{\nu}_{21} &= Tl_3, \quad -\bar{\nu}_{21} = Tl_3, \quad \bar{P}_{12} = T\lambda_3, \quad -\bar{P}_{21} = T\lambda_3. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Обозначения для остальных компонент получаются циклической перестановкой индексов 1, 2, 3. Тензосоэффициенты δ , φ , κ , λ легко получить из (I, 7), (36) и табл. 3, 4. Для рассматриваемых четырех случаев результаты приведены в табл. 7, 8.

Таблица 7

Нечетные по магнитному полю тензосоэффициенты, входящие в (15)–(17)
(Для четвертой ориентации все коэффициенты равны нулю)

Ориентация	Коэффициенты	Общий множитель	$Y_2 + \frac{kT}{e} y_2$	$Y_3 + \frac{kT}{e} y_3$	$Y_4 + \frac{kT}{e} y_4$	Y_5	Y_6
1	$\varphi_1 = 0, \varphi_2 = -\varphi_3 \dots \dots \dots$	$\frac{D}{\sqrt{3}T}$	0	0	0	-1	1
	$\lambda_1 = \lambda_{\bar{1}} \dots \dots \dots$	$\frac{D}{\sqrt{3}T}$	1	0	-2	0	-1
	$\lambda_3 = \lambda_{\bar{2}} \dots \dots \dots$	$\frac{D}{\sqrt{3}T}$	1	-1	-1	0	-1
	$\lambda_2 = \lambda_{\bar{3}} \dots \dots \dots$	$\frac{D}{\sqrt{3}T}$	1	-1	-1	-1	0
2	$\varphi_1 = \varphi_2 = -\frac{\varphi_3}{2} = -\lambda_3 = \lambda_{\bar{3}}$	$\frac{D\sqrt{2}}{3T}$	0	0	0	-1	2
	$\lambda_1 = \lambda_{\bar{2}} \dots \dots \dots$	$\frac{D\sqrt{2}}{3T}$	2	-1	0	-1	0
	$\lambda_2 = \lambda_{\bar{1}} \dots \dots \dots$	$\frac{D\sqrt{2}}{3T}$	2	-1	0	0	0
3	$\varphi_1 = \varphi_2 = -\frac{\varphi_3}{2} = -\lambda_3 = \lambda_{\bar{3}}$	$\frac{D}{3\sqrt{2}T}$	0	0	0	-2	4
	$\lambda_{\bar{2}} = \lambda_{\bar{1}} \dots \dots \dots$	$\frac{D}{3\sqrt{2}T}$	2	-1	0	-1	0
	$\lambda_3 = \lambda_{\bar{1}} \dots \dots \dots$	$\frac{D}{3\sqrt{2}T}$	2	-1	0	0	0

Теперь, используя соотношения (I, 6) (I, 21) и полученные ранее компоненты тензора $\rho_{\alpha\beta}$ в деформированном кристалле ((5), (6), табл. 5, 6), можно рассчитать термомагнитные эффекты в *n*-Ge в линейном приближении по деформации. Результаты приведены ниже. В них используются обозначения (8) с заменой I на ∇T .

Ориентация 1. $\mathbf{H} \parallel [111]$, ∇T и $\mathbf{P}$ лежат в плоскости, ортогональной $\mathbf{H}$, φ — угол между $\mathbf{P}$ и $[011]$.

$$E_{\nabla T}^0 = -\frac{\nabla T B_1}{D_1}, \quad \text{где} \quad \frac{1}{D_1} = (d - k)(a - b) + 3cl, \quad (15a)$$

Таблица 8

Четные по магнитному полю коэффициенты, входящие в формулы (15)–(17)

Ориентация	Коэффициенты	Общий множитель	$X_2 + \frac{kT}{e} x_2$	$X_3 + \frac{kT}{e} x_3$	$X_4 + \frac{kT}{e} x_4$	$Z_2 + \frac{kT}{e} z_2$	Z_3	Z_4
1	$\delta_1 \dots$	$\frac{D}{3T}$	3	0	0	1	0	2
	$\delta_2 = \delta_3 \dots$	$\frac{D}{3T}$	3	0	0	1	1	1
	$z_3 = z_{\bar{2}} \dots$	$\frac{D}{3T}$	0	0	3	1	0	2
	$z_2 = z_{\bar{3}} \dots$	$\frac{D}{3T}$	0	0	3	1	1	1
	$z_1 = z_{\bar{1}} \dots$	$\frac{D}{3T}$	0	3	0	1	1	1
2	$\delta_1 = \delta_2 \dots$	$\frac{D}{3T}$	4	0	0	2	1	0
	$\delta_3 \dots$	$\frac{D}{3T}$	4	0	0	0	0	0
	$z_1 = z_{\bar{1}} = -z_2 = -z_{\bar{2}} \dots$	$\frac{D}{3T}$	0	2	-4	0	0	0
	$z_3 = z_{\bar{3}} \dots$	$\frac{D}{3T}$	0	2	0	2	1	0
3	$\delta_1 = \delta_2 \dots$	$\frac{D}{6T}$	4	0	0	2	1	0
	$\delta_3 \dots$	$\frac{D}{6T}$	4	0	0	0	0	0
	$z_1 = z_{\bar{1}} = -z_2 = -z_{\bar{2}} \dots$	$\frac{D}{6T}$	0	4	-8	0	0	0
	$z_3 = z_{\bar{3}} \dots$	$\frac{D}{6T}$	0	2	0	2	1	0
4	$z_1 = z_{\bar{1}} \dots$	$\frac{D}{T}$	0	1	0	0	0	0
	$\delta_i = z_2 = z_{\bar{2}} = z_3 = z_{\bar{3}} \dots$	0	0	0	0	0	0	0

а B_1 определяется формулой (9а)

$$m_{VT} = n_1 + D_1 \left[\left(\alpha - \frac{2\beta_1 + \beta_2}{3} \right) (d - k) + (\delta_2 - z_1)(a - b) + \right. \\ \left. + c(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3) + l(\gamma_1 + 2\gamma_2) \right], \quad (156)$$

$$\hat{E}_{[HVT]}^0 = \nabla T \frac{B_1 \sqrt{3}}{F_1}, \quad \frac{1}{F_1} = c(d - k) - l(a - b), \quad (15B)$$

$$m_{\perp} = n_1 + F_1 \left[l(\alpha - \beta_1) - c(\delta_2 - z_1) + \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3}{3} (a - b) - \right. \\ \left. - \frac{\gamma_1 + 2\gamma_2}{3} (d - k) \right], \quad (15r)$$

$$\bar{E}_{[HVT]} = 0, \quad (15A)$$

$$E_H = \frac{\nabla T \sqrt{2}}{3(a+2b)} \left\{ \left[(\gamma_1 - \gamma_2) \frac{B_1}{D_1} + (\beta_2 - \beta_1) \frac{B_1}{F_1} + \lambda_3 - \lambda_1 \right] \cos 3\varphi + \right. \\ \left. + \left[5(\gamma_1 - \gamma_2) \frac{B_1}{F_1} + (\beta_1 - \beta_2) \frac{B_1}{D_1} + \delta_1 - \delta_3 + \kappa_3 - \kappa_1 \right] \sin 3\varphi \right\}. \quad (15e)$$

В (15e) первое слагаемое в фигурных скобках описывает нечетную по магнитному полю часть E_H , второе — четную.

Ориентация 2. $\mathbf{H} \parallel [110]$, ∇T , $\mathbf{P} \parallel [1\bar{1}1]$, n_2 определяется выражением (106).

$$\bar{E}_{\nabla T}^0 = -\frac{\nabla T B_2}{3D_2}, \quad \frac{1}{D_2} = 2a_3(d_1 - k) + d_3(a_1 - b) + 2c(2l_1 + l_2), \quad (16a)$$

$$m_{\nabla T} = n_2 + D_2 \{ 2c(2\lambda_1 + \lambda_2 + 4\varphi) + 2\gamma(2l_1 + l_2) + 2a_3(\delta_1 - \kappa_1 - \kappa_3) + \\ + 2(d_1 - k)(\alpha_3 + \beta_1) + d_3(\alpha_1 - \beta_3) + (a_1 - b)(\delta_3 - 2\kappa_1) \}, \quad (16b)$$

$$\bar{E}_{\nabla T}^0 = \frac{2\nabla T B_2}{3K_2}, \quad \frac{1}{K_2} = c(d_3 - d_1 + k) - a_3 l_2 + (a_1 - b)l_1, \quad (16b)$$

$$m_{\parallel} = n_2 + K_2 \{ l_1(2\beta_1 - \beta_3 + \alpha_1) - l_2(\alpha_3 + \beta_1) - c(\delta_1 - \delta_3 - \kappa_3 + \kappa_1) + \\ + \gamma(k - d_1 + d_3) + \lambda_1(a_1 - b) - \lambda_2 a_3 + \varphi(a_1 - 2a_3 - b) \}, \quad (16r)$$

$$\bar{E}_{[H\nabla T]}^0 = \frac{\nabla T \sqrt{2}}{3} \frac{B_2}{F_2}; \quad \frac{1}{F_2} = c(2d_1 + d_3 - 2k) - 2l_1(a_1 - b) - l_2 a_3, \quad (16d)$$

$$m_{\perp} = n_2 + F_2 \{ c(2\delta_1 + \delta_3 - 4\kappa_1 - 2\kappa_3) + \gamma(2d_1 + d_3 - 2k) - \\ - \varphi(2a_1 + a_3 - 2b) - 2l_1(a_1 - \beta_1 - \beta_3) + \\ + l_2(\alpha_3 - 2\beta_1) + \lambda_2 a_3 + 2\lambda_1(a_1 - b) \}, \quad (16e)$$

$$\bar{E}_{[H\nabla T]}^0 = \frac{\sqrt{2} \nabla T}{3} \frac{B_2}{L_2}; \quad \frac{1}{L_2} = 2c(l_1 - l_2) + a_3(d_1 - k) - d_3(a_1 - b), \quad (16ж)$$

$$m_{[H\nabla T]} = n_2 + L_2 [2c(\lambda_1 - \lambda_2 - \varphi) + 2\gamma(l_1 - l_2) + a_3(\delta_1 - \kappa_1 - \kappa_3) + \\ + (d_1 - k)(\alpha_3 - 2\beta_1) + (a_1 - b)(2\kappa_1 - \delta_3) + d_3(\beta_1 + \beta_3 - \alpha_1)], \quad (16з)$$

$$E_H = 0. \quad (16и)$$

Ориентация 3. $\mathbf{H} \parallel [110]$; $\mathbf{P} \parallel [1\bar{1}2]$; $\bar{E}_{\nabla T}$, $\bar{E}_{[H\nabla T]}$ и E_H определяются выражениями (16в), (16ж) и (16и) соответственно. Остальные формулы ввиду их громоздкости приводить не будем.

Ориентация 4. $\mathbf{H} \parallel [100]$, ∇T , $\mathbf{P} \parallel [0\bar{1}1]$.

$$\bar{E}_{\nabla T}^0 = -\nabla T \frac{B_4}{D_4}; \quad \frac{1}{D_4} = a_2 d_2 + lc, \quad (17a)$$

$$m_{\nabla T} = D_4(\beta_1 d_2 - \kappa_1 a_2), \quad (17б)$$

$$\bar{E}_{[H\nabla T]}^0 = \nabla T \frac{B_4}{F_4}, \quad \frac{1}{F_4} = c d_2 - l a_2, \quad (17в)$$

$$m_{\perp} = F_4(l\beta_1 - c\kappa_1), \quad (17г)$$

$$E_H = \bar{E}_{[H\nabla T]} = \bar{E}_{\nabla T} = 0. \quad (17д)$$

В окончательных выражениях, описывающих тензоэффекты, фигурируют интегралы (4). Если, например, преобладает рассеяние на акусти-

ческих колебаниях, а фоновая часть коэффициента Пельтье $\Pi_{\text{ф}}$ не зависит от энергии, или $\Pi_{\text{ф}} \sim \varepsilon^{-1/2}$, то они сводятся к интегралам типа

$$I_p(a) = \frac{1}{p!} \int_0^{\infty} x^p e^{-x} (a+x)^{-1} dx,$$

где a — параметр, определяющий величину магнитного поля ($a \sim H^2$) и $p = 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, 3$. Эти интегралы подробно исследованы и протабулированы Динглом^[4].

В заключение благодарю Г. Е. Пикуса за постановку задачи и руководство работой.

Литература

- [1] В. С. Львов. Phys. Stat. Sol., 12, 891, 1965.
- [2] R. Keyes. Phys. Rev., 103, 1240, 1956.
- [3] L. Grabner. Phys. Rev., 117, 689, 1960.
- [4] R. Dingle, A. Doreen, S. Roy. Appl. Sci. Res., 6, 144, 1956; V. Grey. J. Appl. Phys., 34, 291, 1963.

Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова

Поступило в Редакцию
30 июля 1965 г.