ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXXVIII 1984 3

УДК 621.315.592

ФИЗИКА

Р. Г. Тарханян

Высокочастотный эффект Нернста и диэлектрическая проницаемость полупроводников при наличии градиента температуры

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. М. Авакьянцем 13/VI 1983)

1. В работе исследована возможность возникновения высокочастотного термоэлектрического поля в анизотропных полупроводниках при наличии градиента температуры $\vec{\nabla} T$ и электромагнитной волны—аналог эффекта Нернста—Эттингсгаузена в случае, когда роль внешнего магнитного поля играет магнитное поле $\vec{H}$ электромагнитной волны. Эффект обусловлен холловским дрейфом носителей заряда под действием $\vec{H}$ и постоянного термоэлектрического поля, компенсирующего $\vec{\nabla} T$. При наличии этого эффекта частота волны, распространяющейся в кристалле, оказывается существенно зависящей от $\vec{\nabla} T$ [1,2]. Такие волны были обнаружены экспериментально [3] и получили название термомагнитных волн [4]. В указанных работах, однако, не учитывалось то обстоятельство, что в изотропных (кубических) и анизотропных кристаллах эффект проявляется по-разному. Несмотря на широкое применение анизотропных полупроводников (например, Te, Se, CdS и другие соединения групп A_2B_5 и A_2B_6) в электронном приборостроении указанный эффект в них до сих пор не исследовался. В настоящей статье построена строгая теория этого явления, определена величина переменного термоэлектрического поля с учетом анизотропии параметров полупроводника, а также получен и исследован тензор комплексной диэлектрической проницаемости полупроводников при наличии градиента температуры.

2. Рассмотрим анизотропный полупроводник с одним сортом носителей заряда. Кинетическое уравнение для функции распределения носителей $f(\vec{p}, \vec{r}, t)$ при наличии градиента температуры $\vec{\nabla} T$ и электромагнитной волны $\vec{E}$, $\vec{H} \sim \exp[i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)]$ имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\vec{v}\vec{\nabla} f+e\left(\vec{E}_0+\vec{E}+\frac{1}{c}\,[\vec{v}\vec{H}]\right)\frac{\partial f}{\partial \vec{p}}+\frac{f-f_0}{\tau(\varepsilon)}=0, \tag{1}$$

где $\vec{E}_0$—статическое термоэлектрическое поле, $\tau(\varepsilon)$—время релаксации, зависящее от энергии электронов (или дырок) $\varepsilon=(2m)^{-1}\mu_{ij}p_i p_j$, m—масса свободного электрона, μ_{ij}—безразмерный тензор обратной эффективной массы, $\vec{v}=m^{-1}\hat{\mu}\vec{p}$ — скорость, $f_0(\varepsilon)$ — равновесная функция распределения Ферми—Дирака.

Решение уравнения (1) ищем в виде $f=f_0+f_1+f_2$, где f_1 — стационарная неравновесная добавка к f_0, обусловленная градиентом температуры, $f_2\sim e^{-i\omega t}$ — нестационарная добавка, обусловленная наличием электромагнитного поля. Используя (1), получим

$$f_1=\vec{v}\vec{g}_1, \quad \vec{g}_1=-\tau\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\left(\frac{\zeta-\varepsilon}{T}+e\hat{\alpha}\right)\vec{\nabla}T, \tag{2}$$

$$f_2=\vec{v}\vec{g}_2, \quad \vec{g}_2=-\frac{\tau}{1-i\omega\tau}\left(\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}e\vec{E}+\frac{e}{mc}\left[\vec{H},\hat{\mu}\vec{g}_1\right]\right), \tag{3}$$

где ζ — химический потенциал, $\hat{\alpha}$ — термоэлектрический тензор, компоненты которого определяются из условия равенства нулю постоянного тока:

$$\vec{J}_0=e\int\vec{v}f_1d\vec{p}=0, \quad d\vec{p}=\frac{2}{(2\pi\hbar)^3}dp_x\,dp_y\,dp_z. \tag{4}$$

Используя (3), для составляющих переменного тока $\vec{J}=e\int\vec{v}f_2d\vec{p}$ получим

$$J_i=\sigma_{ik}E_k+\sigma_{ikl}H_k\nabla_lT, \tag{5}$$

где

$$\sigma_{ik}=e^2\int\frac{v_iv_k\tau}{1-i\omega\tau}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)d\vec{p} \tag{6}$$

— тензор высокочастотной электропроводности в отсутствие пространственной дисперсии,

$$\sigma_{ikl}=-\frac{e^3}{mc}\int\frac{v_iv_j\tau^2}{1-i\omega\tau}\delta_{jkn}\mu_{nm}\left(\alpha_{ml}+\frac{\zeta-\varepsilon}{Te}\delta_{ml}\right)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)d\vec{p} \tag{7}$$

— псевдотензор третьего ранга, описывающий высокочастотные термомагнитные эффекты, δ_{ml} — символ Кронекера, δ_{jkn} — тензор Леви—Чивита.

Соотношение (5) представляет собой материальное уравнение, связывающее переменные части плотности тока и напряженностей электрического и магнитного полей при наличии градиента температуры в анизотропной проводящей среде. Это соотношение можно переписать в виде

$$E_i=\rho_{ij}J_j-\rho_{ij}\sigma_{jkl}H_k\nabla_lT, \tag{8}$$

где ρ_{ij} — высокочастотный тензор удельного сопротивления. Добавочный член в (8), пропорциональный $\vec{H}$ и $\vec{\nabla}T$, описывает интересующий нас новый термомагнитный эффект — возникновение добавочного переменного термоэлектрического поля.

Для определенности рассмотрим одноосный полупроводник с носителями, изоэнергетические поверхности которых представляют собой эллипсоиды вращения. Исключая из (7) величины α_{ml} с помощью

(4) и ζ с помощью условия $N=\int f_0 d\vec{p}$ (N—концентрация носителей), для тензоров (6) и (7) в системе главных осей тензора μ_{ij} получим

$$\sigma_{ik}=\sigma(\omega)\mu_i\delta_{ik}, \tag{9}$$

$$\sigma_{ikl}=\sigma(\omega)Q(\omega)\mu_i\mu_l\delta_{ikl}, \tag{10}$$

где

$$\sigma(\omega)=\frac{Ne^2}{m}\left\langle\frac{\tau}{1-i\omega\tau}\right\rangle, \tag{11}$$

$$Q(\omega)=\frac{Ne^2}{m^2c\sigma(\omega)}\left(\left\langle\frac{\tau^2x}{1-i\omega\tau}\right\rangle-\frac{\langle\tau x\rangle}{\langle\tau\rangle}\left\langle\frac{\tau^2}{1-i\omega\tau}\right\rangle\right). \tag{12}$$

Символ $\langle\ \rangle$ означает усреднение:

$$\langle\varphi(x)\rangle=z_0^{-3/2}\int\limits_0^\infty\varphi(x)x^{3/2}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial x}\right)dx, \tag{13}$$

$x=\dfrac{\varepsilon}{T}$, $z_0=\dfrac{\zeta_0}{T}$, $\zeta_0=\dfrac{\hbar^2}{2m}(3\pi^2N\mu_\perp)^{2/3}\mu_\parallel^{1/3}$—уровень Ферми при $T=0$, $\mu_\parallel$ и $\mu_\perp$—главные значения тензора μ_{ij} вдоль и поперек оптической оси кристалла.

Легко видеть, что компоненты тензора σ_{ikl} удовлетворяют соотношениям симметрии

$$\sigma_{ikl}(\omega)=-\sigma_{lki}(\omega),\quad \sigma^*_{ikl}(\omega)=\sigma_{ikl}(-\omega) \tag{14}$$

и что при $\varphi=\mathrm{const}$ $\langle\varphi\rangle=\varphi$. Тогда из (12) следует, что если время релаксации τ не зависит от энергии ε (например, при рассеянии носителей на нейтральных примесях), то $Q(\omega)=0$, т. е. термоэлектромагнитные эффекты невозможны.

Заметим, что при $\omega\to0$ (12) переходит в известное ([6]) выражение для постоянной Нернста в статическом магнитном поле. Поэтому введенный выше коэффициент $Q(\omega)$ может быть назван высокочастотным коэффициентом Нернста. Отметим также, что при учете (9) и (10) материальное соотношение (8) принимает вид

$$E_i=\frac{1}{\mu_i\sigma(\omega)}J_i+Q(\omega)[\hat{\mu}\vec{\nabla}T,\ \vec{H}]_i, \tag{15}$$

откуда следует, что переменное термоэлектрическое поле в анизотропном полупроводнике возникает не в направлении вектора $[\vec{\nabla}T,\vec{H}]$, как это имеет место в изотропном веществе, а вдоль вектора $[\hat{\mu}\vec{\nabla}T,\vec{H}]$. Это значит, что анизотропия эффективной массы приводит к вращению термоэлектрического поля вокруг вектора $\vec{H}$ и к появлению составляющей этого поля в плоскости, содержащей $\vec{H}$ и $\vec{\nabla}T$.

Используя (11—13) и полагая, что время релаксации $\tau(x)=\tau_0x^r$, нетрудно получить явные выражения для кинетических коэффициентов $\sigma(\omega)$ и $Q(\omega)$ при произвольном значении параметра рассеяния r и при произвольной степени вырождения газа свободных носителей.

Так, в области высоких частот в линейном приближении по малому параметру $(\omega\tau_0)^{-1}$ получим

$$\sigma(\omega)=\frac{iNe^2}{m\omega}\left(1+\frac{1}{i\omega\tau_0}\cdot\frac{F_{3/2-r}}{F_{3/2}}\right), \tag{16}$$

$$Q(\omega)=\frac{i}{mc\omega}\left[\frac{F_{r+5/2}}{F_{r+3/2}}-\frac{F_{5/2}}{F_{3/2}}+\frac{1}{i\omega\tau_0}\left(\frac{F_{5/2}F_{3/2-r}}{F^2_{3/2}}-\frac{F_{5/2-r}}{F_{3/2}}\right)\right], \tag{17}$$

где $F_k=F_k(\zeta/T)=\int\limits_0^\infty x^k\left(-\frac{\partial f_0}{\partial x}\right)dx$ — однопараметрический интеграл Ферми. В предельных случаях сильно вырожденных и невырожденных носителей

$$F_k(z)=z^k\left[1+k(k-1)\frac{\pi^2}{6z^2}+\ldots\right] \tag{18а}$$

и

$$F_k(z)=e^z\Gamma(k+1) \tag{18б}$$

соответственно. При условии $\exp\left(\frac{\zeta}{T}\right)\ll 1$, используя (18б), из (16) и (17) получим

$$Q(\omega)=\frac{r}{c}\cdot\frac{\sigma(\omega)}{Ne^2},\qquad \sigma(\omega)=\frac{Ne^2}{m\omega}\left[i+\frac{1}{\omega\tau_0}\cdot\frac{4\Gamma\left(\frac{5}{2}-r\right)}{3\sqrt{\pi}}\right],$$

ткуда следует, что знак и величина коэффициента $Q(\omega)$ существенно зависят от r, т. е. от механизма рассеяния носителей.

3. Исследуем теперь влияние градиента температуры на электромагнитные свойства анизотропных полупроводников. Подставим материальное соотношение (5) в уравнение Максвелла $c\,\mathrm{rot}\,\vec{H}=4\pi\vec{J}+\frac{\partial}{\partial t}(\hat{\varepsilon}^L\vec{E})$, где $\hat{\varepsilon}^L$—тензор диэлектрической проницаемости кристаллической решетки, и введем вектор электрической индукции $\vec{D}=\hat{\varepsilon}^L\vec{E}+\frac{4\pi i}{\omega}\vec{J}$. Тогда уравнение Максвелла и соответствующее материальное осоотношение можно представить в виде

$$\mathrm{rot}\,\vec{H}=\frac{1}{c}\frac{\partial D}{\partial t},\quad \vec{D}=\hat{\varepsilon}^E\vec{E}+\hat{\varepsilon}^T\vec{\nabla}T, \tag{19}$$

где

$$\varepsilon^E_{jk}=\varepsilon^L_{jk}+\frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{jk},\quad \varepsilon^T_{jk}=\frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{jlk}\;H_l. \tag{20}$$

Таким образом, наличие градиента температуры приводит к тому, что вектор индукции $\vec{D}$ оказывается суммой двух векторов: вектора „истинной“ электрической индукции $\hat{\varepsilon}^E\vec{E}$ и вектора $\hat{\varepsilon}^T\vec{\nabla}T$, который может быть назван вектором термоэлектрической индукции. Свойства симметрии тензоров $\hat{\varepsilon}^E$ и $\hat{\varepsilon}^T$ определяются согласно обобщенному принципу симметрии кинетических коэффициентов ([5]). Действительно, учитывая (9) и (14), получим

$$\varepsilon^T_{jk}(\vec{H})=\varepsilon^T_{kj}(-\vec{H}), \quad \varepsilon^E_{jk}=\varepsilon^E_{kj}. \tag{21}$$

Кроме того, из (20) и (21) следует, что тензор $\hat{\varepsilon}^T$ антисимметричен: $\varepsilon^T_{jk}(\vec{H})=-\varepsilon^T_{kj}(\vec{H})$. Так как антисимметричный тензор второго ранга дуален аксиальному вектору $\vec{a}$ с компонентами $a_x=\varepsilon^T_{yz}$, $a_y=-\varepsilon^T_{xz}$, $a_z=\varepsilon^T_{xy}$, то материальное соотношение (19) можно переписать в виде

$$\vec{D}=\hat{\varepsilon}^E\vec{E}+[\vec{\nabla}T,\ \vec{a}], \tag{22}$$

откуда следует, что вектор термоэлектрической индукции всегда направлен перпендикулярно вектору $\vec{\nabla}T$.

Исключая из (20) магнитное поле $\vec{H}=\frac{c}{\omega}[\vec{k}\vec{E}]$, представим материальное соотношение (19) в виде

$$\vec{D}=\hat{\varepsilon}\vec{E}, \quad \varepsilon_{ij}=\varepsilon^E_{ij}+\frac{4\pi ic}{\omega^2}\sigma_{ihl}\delta_{npj}k_p\nabla_l T, \tag{23}$$

где ε_{ij}—тензор комплексной диэлектрической проницаемости. Используя (9), (10), (20) и (23), легко показать, что в системе координат с осью z вдоль оптической оси кристалла $\vec{C}$ и осью x в плоскости, проходящей через $\vec{\nabla}T$ и $\vec{C}$, тензор ε_{ij} имеет вид

$$\varepsilon_{ij}=\begin{pmatrix}\varepsilon^E_{\perp}+\gamma k_z\nabla_z T & 0 & -\gamma k_x\nabla_z T\\ -\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}}\gamma k_y\nabla_x T & \varepsilon^E_{\perp}+\gamma\left(k_z\nabla_z T+\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}}k_x\nabla_x T\right) & -\gamma k_y\nabla_z T\\ -\gamma k_z\nabla_x T & 0 & \varepsilon^E_{\parallel}+\gamma k_x\nabla_x T\end{pmatrix}, \tag{24}$$

где

$$\gamma=\frac{4\pi ic}{\omega^2}\mu_{\perp}\mu_{\parallel}\sigma(\omega)Q(\omega), \quad \varepsilon^E_{\perp,\parallel}=\varepsilon^L_{\perp,\parallel}+\frac{4\pi}{\omega}i\sigma(\omega)\mu_{\perp,\parallel}. \tag{25}$$

В отсутствие же градиента температуры выражение для ε_{ij} гораздо проще:

$$\varepsilon_{ij}=\begin{pmatrix}\varepsilon^E_{\perp} & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon^E_{\perp} & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon^E_{\parallel}\end{pmatrix}. \tag{26}$$

Сравнение тензоров (24) и (26) показывает, что наличие $\vec{\nabla}T$ приводит, во-первых, к появлению гиротропии, т. е. членов в ε_{ij}, линейных по волновому вектору $\vec{k}$. Эти члены зависят как от направления вектора $\vec{\nabla}T$, так и от направления распространения волны. Такая термоиндуцированная гиротропия в отличие от естественной оптической активности может иметь место не только в кристаллах без центра симметрии, но и в центросимметричных кристаллах. Во-вторых, наличие $\vec{\nabla} T$ приводит к существенному изменению частотной зависимости компонент тензора комплексной диэлектрической проницаемости. Это обстоятельство открывает возможность управления частотой волн, распространяющихся в кристалле, путем изменения $\vec{\nabla} T$. И наконец, градиент температуры приводит к резкому изменению свойств симметрии тензора диэлектрической проницаемости и тем самым к изменению всех электромагнитных свойств полупроводников.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Ռ. Հ. ԹԱՐԽԱՆՅԱՆ

Բարձրհաճախային Ներնստի էֆեկտը և կիսահաղորդիչների դիէլեկտրիկական թափանցելիությունը ջերմաստիճանի գրադիենտի առկայության դեպքում

Ուսումնասիրված է ջերմաստիճանի գրադիենտի ($\vec{\nabla} T$) ազդեցությունը կիսահաղորդիչների էլեկտրամագնիսական հատկությունների վրա։ Կառուցված է նոր ջերմաէլեկտրամագնիսական էֆեկտի տեսությունը ոչ իզոտրոպ կիսահաղորդիչներում։ Ցույց է տրված, որ $\vec{\nabla} T$-ի առկայության դեպքում էլեկտրական ինդուկցիայի վեկտորին գումարվում է մի նոր վեկտոր՝ $\hat{\varepsilon}^T \vec{\nabla} T$, որը միշտ ուղղված է $\vec{\Delta} T$-ին ուղղահայաց։ Օգտագործելով կինետիկ հավասարումը, ստացված է բացահայտ արտահայտություն ε^T տենզորի համար և ցույց է տրված, որ այդ տենզորը բավարարում է Օնզագերի ընդհանրացված սկզբունքին։ Ցույց է տրված, որ փոփոխական ջերմաէլեկտրական դաշտի մեծությունը և ուղղությունը կախված են լիցքակիրների ցրման մեխանիզմից և որ էֆեկտիվ զանգվածի անիզոտրոպիայի հետևանքով այդ դաշտի լարվածության վեկտորը պտտվում է փոփոխական մագնիսական դաշտի վեկտորի շուրջը։ Ջերմաստիճանի գրադիենտն զգալի կերպով փոխում է կիսահաղորդիչի դիէլեկտրիկ թափանցելիության կախումը ալիքի հաճախականությունից և հանգեցնում է օպտիկական ակտիվության առաջացմանը նույնիսկ սիմետրիայի կենտրոն ունեցող բյուրեղներում։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Л. Э. Гуревич*, ЖЭТФ, т. 44, 458 (1963). [2] *Л. Э. Гуревич, Б. Л. Гельмонт*, ЖЭТФ, т. 47, 1806 (1964). [3] *В. Н. Копылов*, Письма в ЖЭТФ, т. 28, 131 (1978). [4] *Л. Э. Гуревич, Г. Г. Зегря*, ЖЭТФ, т. 78, 123 (1980). [5] *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, ГИФМЛ, М., 1959. [6] *А. И. Ансельм*, Введение в теорию полупроводников, Наука, М., 1978.