ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXXXI 1985 1

УДК 537.877:[536.21:548]

ФИЗИКА

Р. Г. Тарханян

Термоэлектромагнитные волны в анизотропных полупроводниках

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. М. Авакьянцем 21/VI 1984)

В работе ([1]) исследовалось влияние градиента температуры $\vec{\nabla}T$ на диэлектрическую проницаемость анизотропных полупроводников ε_{ij} и было показано, что возникающий при этом высокочастотный эффект Нернста приводит к резкому изменению электромагнитных свойств кристалла. Цель настоящей статьи—изучение влияния градиента температуры на распространение высокочастотных электромагнитных волн в одноосных полупроводниках на основе полученного в ([1]) выражения для тензора ε_{ij}. Это влияние оказывается весьма существенным: при наличии $\vec{\nabla}T$ изменяются поляризации, дисперсионные соотношения и другие характеристики распространяющихся волн. Кроме того, как будет показано, при определенных условиях волны, частоты которых значительно превышают частоту столкновений, могут испытывать «бесстолкновительное» затухание (даже в отсутствие пространственной дисперсии) либо самопроизвольное усиление за счет энергии электронов, дрейфующих под действием термоэлектрического поля и магнитного поля волн. Именно из за этих особенностей волны, распространяющиеся в полупроводниковой плазме при наличии $\vec{\nabla}T$, в дальнейшем будем называть термоэлектромагнитными волнами (ТЭМВ).

Рассмотрим, как и в ([1]), одноосный полупроводник с одним сортом носителей заряда. Будем считать, что длина неоднородности $T/\nabla T$ значительно превышает длину свободного пробега частиц, а также длину волны рассматриваемых электромагнитных колебаний. В этом случае пространственное изменение поля можно характеризовать с помощью волнового вектора: $\vec{E}, \vec{H} \sim e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}$. При этом уравнения Максвелла принимают вид

$$[\vec{n}\vec{H}] = -\vec{D}, \quad [\vec{n}\vec{E}] = \vec{H}, \tag{1}$$

где $n = \vec{c}\vec{k}/\omega$, $D_i = \varepsilon_{ij}E_j$, ε_{ij}—тензор комплексной диэлектрической проницаемости, полученный в ([1]) с помощью кинетического уравнения для функции распределения носителей тока. Дисперсионное уравнение

$$\det|n^2\delta_{ij} - n_i n_j - \varepsilon_{ij}| = 0, \tag{2}$$

следующее из (1), удобно исследовать в системе координат с осью

$z \parallel \vec{k}$ и осью x в плоскости, содержащей оптическую ось кристалла $\vec{C}$ и волновой вектор $\vec{k}$, составляющие между собой угол ϑ. В этой системе координат, используя ([1]), для тензора ε_{ij} получим

$$\varepsilon_{ij}=\begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel}\cos^2\vartheta+\varepsilon_{\perp}\sin^2\vartheta+n\gamma\nabla_z T & -n\gamma\nabla_y T\mu_{xz}/\mu_{\parallel} & (\varepsilon_{\perp}-\varepsilon_{\parallel})\sin\vartheta\cos\vartheta \\ 0 & \varepsilon_{\perp}+n\alpha\gamma & 0 \\ (\varepsilon_{\perp}-\varepsilon_{\parallel})\sin\vartheta\cos\vartheta-n\gamma\nabla_x T & -n\gamma\nabla_y T\mu_{xz}/\mu_{\parallel} & \varepsilon_{\perp}\sin^2\vartheta+\varepsilon_{\parallel}\cos^2\vartheta \end{pmatrix}, \tag{3}$$

где $$\alpha=(\mu_{xz}\nabla_x T+\mu_{zz}\nabla_z T)/\mu_{\parallel}, \quad \gamma=4\pi c\mu_{\perp}\mu_{\parallel}\sigma(\omega)Q(\omega)/\omega, \tag{4}$$

$$\varepsilon_{\parallel,\perp}=\varepsilon^{L}_{\parallel,\perp}+\frac{4\pi i}{\omega}\sigma(\omega)\mu_{\parallel,\perp}, \ \mu_{zz}=\mu_{\perp}\sin^2\vartheta+\mu_{\parallel}\cos^2\vartheta, \ \mu_{xz}=(\mu_{\perp}-\mu_{\parallel})\sin\vartheta\cos\vartheta, \tag{5}$$

$\mu_{\parallel,\perp}$ — главные значения безразмерного тензора эффективной массы носителей вдоль и поперек оси кристалла, $\varepsilon^{L}_{\parallel,\perp}$ — соответствующие величины для независящей от частоты тензора диэлектрической проницаемости решетки, $\sigma(\omega)$ и $Q(\omega)$ — кинетические коэффициенты, вычисленные в ([1]). Используя (3), из (2) получим два дисперсионных соотношения для ТЭМВ:

$$n^2-\alpha\gamma n-\varepsilon_{\perp}=0, \tag{6}$$

$$(\varepsilon_{\perp}\sin^2\vartheta+\varepsilon_{\parallel}\cos^2\vartheta)n^2-\gamma n[(\varepsilon_{\perp}-\varepsilon_{\parallel})\sin\vartheta\cos\vartheta\nabla_x T+(\varepsilon_{\perp}\sin^2\vartheta+ \\ +\varepsilon_{\parallel}\cos^2\vartheta)\nabla_z T]-\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel}=0. \tag{7}$$

Каждое из этих уравнений имеет по два решения для показателя преломления: n_+ и n_-, которые в случае полубесконечной среды соответствуют падающим на поверхность среды (изнутри) и отраженным волнам, отличающимся знаком нормальной составляющей волнового вектора. При $\vec{\nabla}T=0$ (6) и (7) дают

$$n^2=\varepsilon_{\perp}, \quad (6a) \qquad n^2=\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel}/(\varepsilon_{\perp}\cos^2\theta+\varepsilon_{\parallel}\sin^2\theta), \tag{7a}$$

первое из которых соответствует обыкновенной, а второе — необыкновенной волне в одноосных кристаллах. При наличии градиента температуры в безграничной среде в заданном направлении распространяются по-прежнему две волны, свойства которых, однако, существенно отличаются от соответствующих свойств волн, описываемых (6а) и (7а). Так, из (4)—(6) следует, во первых, что при $\vec{\nabla}T\neq0$ появляется зависимость показателя преломления обыкновенной волны от направления распространения. Во-вторых, волна перестает быть поперечной и изменяется характер поляризации. Действительно, при $\nabla T=0$ вектор электрического поля $\vec{E}\parallel$ оси y, а при $\nabla_y T\neq0$ возникают составляющие E_x и E_z, причем

$$\frac{E_z}{E_y}=\frac{n\gamma\mu_{\perp}\nabla_y T}{\varepsilon_{\perp}\mu_{\parallel}}, \quad \frac{E_x}{E_y}=n\gamma\nabla_y T\operatorname{ctg}\theta\cdot\frac{\mu_{\parallel}\varepsilon_{\perp}-\mu_{\perp}\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}\mu_{\parallel}(\varepsilon_{\perp}-\varepsilon_{\parallel})}. \tag{8}$$

Легко видеть, что в изотропном случае, а также в случае распространения волны вдоль оси кристалла ($\theta=0$) этот эффект невозможен: волна остается поперечной, вектор $\vec{E}\perp$ плоскости ($\vec{k}$, $\vec{\nabla}T$). В одноосном же кристалле при $\theta\neq0$ рассматриваемая волна (6) не продольна и не поперечна и обладает, вообще говоря, эллиптической

поляризацией. Волна имеет линейную поляризацию лишь при распространении в плоскости $(\vec{C}, \vec{\nabla}T)$, при этом показатель преломления зависит от угла θ между волновым вектором и осью кристалла, так что волна (6) становится „необыкновенной". Влияние $\vec{\nabla}T$ на свойства необыкновенной волны оказывается менее резким. В волне (7), как и в (7а), вектор $\vec{E}$ лежит в плоскости xz и в отличие от вектора индукции $\vec{D}=(D_x, 0, 0)$ имеет как поперечную, так и продольную составляющую относительно волнового вектора, причем

$$\frac{E_z}{E_x}=\frac{n\gamma\nabla_x T-\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}}. \tag{9}$$

В частных случаях распространения вдоль $(\theta=0)$ или поперек оси кристалла $(\theta=\pi/2)$ из дисперсионного уравнения (7) отщепляется решение, соответствующее продольной $(\vec{E}\|\vec{K})$ волне: $\varepsilon_{\parallel}=0$ в случае $\theta=0$ и $\varepsilon_{\perp}=0$ в случае $\theta=\pi/2$. Из (5) следует, что в рассматриваемом приближении градиент температуры не влияет на свойства продольных волн. Оставшееся решение (7) описывает продольно-поперечную волну с дисперсионным соотношением

$$n^2-n\gamma\nabla_z T-\varepsilon_{\perp}=0 \tag{10а}$$

в случае $\theta=0$ и

$$n^2-n\gamma\nabla_z T-\varepsilon_{\parallel}=0 \tag{10б}$$

в случае $\theta=\pi/2$. Заметим, что несмотря на совпадение (10а) с (6), если в последнем положить $\theta=0$, волны, описываемые ими, существенно отличаются: в волне (10а) $\vec{E}=E_x(1, 0, n\gamma\nabla_x T/\varepsilon_{\parallel})$, а в волне (6) при $\theta=0$ $\vec{E}=E_y(0, 1, 0)$. Таким образом, вдоль оси кристалла распространяются две волны с различной поляризацией, но с одной и той же частотой и фазовой скоростью. В случае $\theta=\pi/2$ такое вырождение отсутствует; в этом направлении распространяются две волны с различными показателями преломления: волна (10б), в которой $\vec{E}=E_x(1, 0, n\gamma\nabla_x T/\varepsilon_{\perp})$, и волна с дисперсионным соотношением

$$n^2-n\gamma\nabla_z T\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}}-\varepsilon_{\perp}=0, \tag{6б}$$

в которой $\vec{E}=E_y(0, 1, n\gamma\mu_{\perp}\nabla_y T/\varepsilon_{\perp}\mu_{\parallel})$.

Изложенные выше результаты справедливы для волн произвольной частоты, распространяющихся в полупроводниках с произвольной степенью вырождения электронного (или дырочного) газа. Далее рассмотрим распространение высокочастотных ($\omega\tau\gg 1$, $\tau=\tau(\varepsilon)$—время релаксации носителей заряда) ТЭМВ в полупроводниках с невырожденной электронной плазмой. В этом случае согласно [1]

$$\gamma=-i\frac{r\varepsilon_{\perp}^{L}\omega_{\perp}^{2}}{m_{\parallel}c\omega^{3}}, \quad \varepsilon_{\perp,\parallel}=\varepsilon_{\perp,\parallel}^{L}\left(1-\frac{\omega_{\perp,\parallel}^{2}}{\omega^{2}}\right), \quad \omega_{\perp,\parallel}^{2}=\omega_{0}^{2}\frac{\mu_{\perp,\parallel}}{\varepsilon_{\perp,\parallel}^{L}}, \tag{11}$$

$\omega_0^2=4\pi Ne^2/m$, m—масса и N—концентрация свободных электронов,

r—параметр, определяющий характер механизма рассеяния носителей. Подставляя (11) в (6) и (7), для показателей преломления ТЭМВ получим соответственно

$$n=\sqrt{\varepsilon_{\perp}^{L}}\left[\pm\left(1-\frac{\omega_{\perp}^{2}}{\omega^{2}}-\frac{\omega_{\perp}^{4}\Omega_{\perp}^{2}}{\omega^{6}}\right)^{\frac{1}{2}}-i\frac{\omega_{\perp}^{2}\Omega_{\perp}}{\omega^{3}}\right], \tag{12}$$

$$n=\sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}^{L}\varepsilon_{\parallel}^{L}}{\varepsilon_{zz}^{L}}}\left\{\pm\left[\frac{(\omega^{2}-\omega_{\perp}^{2})(\omega^{2}-\omega_{\parallel}^{2})}{\omega^{2}(\omega^{2}-\omega_{p}^{2})}-\left(\frac{\omega_{\perp}\omega_{\parallel}\Omega}{\omega^{3}}\right)^{2}\right]^{\frac{1}{2}}-i\frac{\omega_{\perp}\omega_{\parallel}\Omega}{\omega^{3}}\right\}, \tag{13}$$

где

$$\Omega_{\perp}=r\vartheta\sqrt{\varepsilon_{\perp}^{L}}/2m_{\perp}c,\quad \Omega=\frac{r\beta}{2c}\sqrt{\frac{\varepsilon_{zz}^{L}}{m_{\perp}m_{\parallel}}},\quad \beta=\nabla_{z}T+\frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}}\nabla_{x}T, \tag{14}$$

$\omega_{p}^{2}=\omega_{0}^{2}\mu_{zz}/\varepsilon_{zz}^{L}$—резонансная частота волны (13). Из этих выражений следует, что при распространении ТЭМВ испытывают самопроизвольное усиление либо затухание в зависимости от знака величин Ω и $\Omega_{\perp}$. При заданных направлениях векторов $\vec{k}$ и $\vec{\nabla}T$ знак этих величин зависит лишь от механизма рассеяния носителей заряда. Например, в случае $\alpha>0$ волна (12), распространяющаяся в направлении $+z$, затухает при рассеянии на акустических фононах ($r<0$) и усиливается при рассеянии на ионах примеси либо на оптических фононах при $T>T_{D}(r>0)$. При заданном направлении распространения и заданном значении r усиление волны переходит в затухание (и наоборот) в случае инверсии вектора $\vec{\nabla}T$. Из (12) следует, что волна существует лишь в области частот $\omega>\omega_{\perp}+\frac{\Omega_{\perp}^{2}}{2\omega_{\perp}}$, т. е. наличие градиента температуры приводит к смещению частоты отсечки в сторону более высоких частот на величину $\sim(\nabla T)^{2}$, что может проявляться на эксперименте как сдвиг края плазменного отражения. Коэффициент поглощения волны (12) в области прозрачности определяется выражением

$$\eta=-\frac{\alpha r\varepsilon_{\perp}^{L}\omega_{\perp}^{3}}{m_{\parallel}c^{2}\omega^{2}} \tag{15}$$

и существенно зависит от взаимной ориентации векторов $\vec{k}$, $\vec{\nabla}T$ и оси кристалла $\vec{C}$. В случае волны (13) в формуле (15) следует заменить α на β. Используя (4), коэффициент α можно записать в виде $\alpha=\nabla T\cdot\zeta$,

где

$$\zeta=\cos\psi\left(\cos^{2}\theta+\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}}\sin^{2}\theta\right)+\frac{1}{2}\sin2\theta\sin\psi\cos\varphi\cdot\left(\frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}}-1\right), \tag{16}$$

ψ и φ—полярный и азимутальный углы вектора $\vec{\nabla}T$ в выбранной системе координат. Из (15) и (16) легко видеть, что при заданных значениях r, θ и φ знак коэффициента поглощения меняется на обратный при $\psi=\psi_{0}$, где

$$\mathrm{tg}\,\psi_{0}=-\mu_{zz}/\mu_{xz}\cos\varphi, \tag{17}$$

и что при $\psi=\psi_0-\frac{\pi}{2}$ (если $\mu_\perp>\mu_\parallel$) либо при $\psi=\psi_0+\frac{\pi}{2}$ (если $\mu_\perp<\mu_\parallel$) $|\eta|$ имеет максимум, равный

$$|\eta|_{\max}=\frac{|r|\varepsilon_\perp^4\omega_\perp^3\nabla T}{mc^2\omega^2\mu_\parallel}\left(\mu_{zz}^2+\mu_{xz}^2\cos^2\varphi\right)^{\frac{1}{2}}. \qquad (18)$$

Заметим, что в изотропном случае, а также в случаях $\theta=0$, $\pi/2$ поглощение имеет максимум при $\psi=0$ либо $\psi=\pi$, а коэффициент поглощения меняет знак при $\psi=\pi/2$. В анизотропном же случае, как это следует из (17), появляется возможность „управлять" этими характерными значениями ψ путем изменения углов θ и φ.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Ռ. Հ. ԹԱՐԽԱՆՅԱՆ

Թերմոէլեկտրամագնիսական ալիքները անիզոտրոպ կիսահաղորդիչներում

Ուսումնասիրված է ջերմաստիճանի գրադիենտի ազդեցությունը անիզոտրոպ կիսահաղորդիչներում բարձր հաճախականության էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման վրա։ Ցույց է տրված, որ կտրուկ փոխվում են ալիքների դիսպերսիոն առնչությունները, բևեռացումը, բեկման ցուցիչները և որ որոշակի պայմանների առկայության դեպքում ալիքները կարող են սպոնտան կերպով ուժեղանալ թերմոէլեկտրական դաշտի և ալիքի մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ դրեյֆող ազատ լիցքակիրների էներգիայի հաշվին։ Ստացված է բացահայտ արտահայտություն ալիքների կլանման գործակցի համար։ Թերմոէլեկտրամագնիսական ալիքների փորձնական հետազոտումը կարող է արժեքավոր ինֆորմացիա տալ կիսահաղորդիչներում լիցքակիրների ցրման մեխանիզմի վերաբերյալ։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Р. Г. Тарханян*, ДАН АрмССР, т. 78, № 3 (1984).