АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXI 1985 Вып. 4

УДК 534.143

САМОВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ПРИ МЕЖЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕТА

Емельянов В. И., Уварова И. Ф.

Рассмотрен механизм самовозбуждения когерентной поверхностной акустической волны при межзонных переходах в полупроводнике под действием падающего светового пучка. Проведены численные оценки частоты, на которой преимущественно будет идти генерация, а также критической интенсивности падающего света.

Возбуждение акустических волн при действии на твердые тела света вызывает в последнее время все возрастающий интерес [1—4]. Основными рассматриваемыми механизмами при этом являются, как и в случае жидкости [5, 6], тепловой и стрикционный механизмы.

При действии резонансной с межзонным периодом световой волны на полупроводник существенную роль могут играть специфические механизмы, обусловленные электрон-фононным взаимодействием через потенциал деформации. При этом благодаря малой длине оптического поглощения могут возбуждаться поверхностные акустические волны (ПАВ). Оценка возможности возбуждения когерентной ПАВ при действии двух резонансных пучков лазерного излучения на полупроводник проведена в работе [7].

В настоящей работе показано, что при определенных условиях возможно самовозбуждение когерентной ПАВ и при действии одной достаточно интенсивной световой волны. Физическая картина возникновения этой неустойчивости состоит в следующем. При наличии затравочной (флуктуационной) ПАВ с частотой Ω электрон под действием света совершает вынужденные двухквантовые переходы из состояния с энергией $\varepsilon_{v\mathbf{k}}$ валентной зоны ($\mathbf{k}$ — квазиимпульс электрона) в состояние зоны проводимости с энергией $\varepsilon_{c\mathbf{k}}\pm\hbar\Omega$ соответственно с поглощением или испусканием фонона. Если второй процесс преобладает над первым, то затравочная ПАВ будет нарастать во времени.

Уравнение для вектора смещения упругой среды имеет вид [8]

$$\rho\ddot{\mathbf{u}}=\rho c_t^2\Delta\mathbf{u}+\rho(c_l^2-c_t^2)\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathbf{u}+ \\ +\eta\Delta\dot{\mathbf{u}}+(\eta/3+\xi)\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\dot{\mathbf{u}}+\mathbf{F}. \tag{1}$$

Здесь ρ — плотность среды, c_l, c_t — продольная и поперечная скорости звука, η, ξ — первый и второй коэффициенты вязкости, $\mathbf{F}$ — плотность сил, действующих на среду. В данном случае $\mathbf{F}$ — плотность сил, обусловленных электрон-фононным взаимодействием

$$\mathbf{F}=n\theta\,\mathrm{grad}\,\hat{\rho}, \tag{2}$$

где n — плотность ячеек в кристалле, θ — акустический потенциал деформации, $\hat{\rho}$ — оператор электронной матрицы плотности полупроводника.

Рассмотрим двухзонную модель полупроводника. Тогда, переходя в формуле (2) к представлению блоховских функций $\varphi_{c,v,\mathbf{k}}$ и оставляя лишь диагональные по индексам c, v члены ρ, получаем:

$$\mathbf{F}=\frac{n\bar{\theta}}{2}\,\mathrm{grad}\sum_{\mathbf{k}}D_{\mathbf{k}}, \tag{3}$$

где $\bar{\theta}=\theta_{cc}-\theta_{vv}$, $\theta_{cv}=\int \varphi_{ck}^{*}\theta\varphi_{vk}dR$, $D_{\mathbf{k}}=\rho_{cck}-\rho_{vvk}$ — разность населенностей состояний с квазиимпульсом $\mathbf{k}$ в зонах. При выводе формулы (3) использовалось условие $\sum_{\mathbf{k}}\rho_{cck}+\rho_{vvk}=1$ и была отброшена константа $^1/_2 n(\theta_{cc}+\theta_{vv})$.

Чтобы найти выражение для $D_{\mathbf{k}}$, запишем уравнение для электронной матрицы плотности полупроводника, находящегося во внешнем световом поле: $\mathbf{E}_L=\mathbf{E}\exp(-i\omega_L t)+$к.с. с учетом фрёлиховского гамильтониана электрон-фононного взаимодействия $\hat{H}=\theta\,\mathrm{div}\,\mathbf{u}$:

$$\frac{\partial\rho_{cvk}}{\partial t}+i\omega_{cvk}\rho_{cvk}+\gamma_{cv}\rho_{cvk}=-\frac{i\mathbf{d}_{cv}}{\hbar}D_{\mathbf{k}}\mathbf{E}_L-\frac{i\bar{\theta}}{\hbar}\rho_{cvk}\,\mathrm{div}\,\mathbf{u}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial D_{\mathbf{k}}}{\partial t}+\gamma_D(D_{\mathbf{k}}-D_{\mathbf{k}}^0)=\frac{2i}{\hbar}(\mathbf{d}_{cv}\rho_{cvk}-\mathbf{d}_{vc}\rho_{cvk})\mathbf{E}_L. \tag{5}$$

Здесь $\omega_{cvk}=(\varepsilon_{ck}-\varepsilon_{vk})/\hbar$, γ_{cv}, γ_D — константы релаксации, $\mathbf{d}_{cv}$ — дипольный матричный элемент.

Предположим, что в среде возникло флуктуационное смещение u с частотой Ω. Представим вектор $\mathbf{u}$ в виде $\mathbf{u}=\mathbf{U}\exp(-i\Omega t)+$к.с. Покажем, что при наличии светового поля $\mathbf{E}_L$ при определенных условиях возникает неустойчивость, приводящая к нарастанию затравочного возбуждения $\mathbf{u}$.

Из уравнения (4) видно, что поле $\mathbf{E}_L$ возбуждает поляризацию на частоте ω_L: $\rho_{cvk}^{\omega_L}=-\mathbf{d}_{cv}\mathbf{E}D_0/\hbar(\omega_{cvk}-\omega_L-i\gamma_{cv})$. Из этого же уравнения следует, что возбуждается также поляризация на стоксовой и антистоксовой частотах $(\omega_L-\Omega,\ \omega_L+\Omega)$ с комплексными амплитудами

$$\rho_{vck}^{-(\omega_L-\Omega)}=\frac{\mathbf{d}_{cv}^{*}\bar{\theta}\mathbf{E}^{*}\,\mathrm{div}\,\mathbf{U}}{\hbar^2(\omega_{cvk}-\omega_L+\Omega+i\gamma_{cv})(\omega_{cvk}-\omega_L-i\gamma_{cv})},$$

$$\rho_{cvk}^{\Omega+\omega_L}=\frac{\mathbf{d}_{cv}\bar{\theta}\mathbf{E}\,\mathrm{div}\,\mathbf{U}}{\hbar^2(\omega_{cvk}-\omega_L-\Omega-i\gamma_{cv})(\omega_{cvk}-\omega_L-i\gamma_{cv})}. \tag{6}$$

Как видно из (5), поляризация (6) в присутствии $\mathbf{E}_L$ возбуждает гармонику $D_{\mathbf{k}}$ на акустической частоте Ω, равную:

$$D_k^{\Omega}=-\frac{2D_0|\mathbf{d}_{cv}|^2\bar{\theta}^2|\mathbf{E}|^2}{\hbar^3(\Omega+i\gamma_D)}\mathrm{div}\,\mathbf{U}\left[\frac{1}{(\omega_{cvk}-\omega_L+\Omega+i\gamma_{cv})(\omega_{cvk}-\omega_L+i\gamma_{cv})}-\right.$$
$$\left.-\frac{1}{(\omega_{cvk}-\omega_L-i\gamma_{cv})(\omega_{cvk}-\omega_L-\Omega-i\gamma_{cv})}\right]. \tag{7}$$

Из формулы (7), используя выражение для поляризуемости полупроводника

$$\alpha=-\sum_{\mathbf{k}}n|\mathbf{d}_{cv}|^2D_0/\hbar(\omega_{cvk}-\omega_L-i\gamma_{cv})$$

и условие $|\Omega|\ll\omega_{cvk}\sim\omega_L$, получаем

$$\sum_{\mathbf{k}}D_{\mathbf{k}}^{\Omega}=-\frac{4\bar{\theta}|\mathbf{E}|^2 i}{n\hbar^2(\Omega+i\gamma_D)}\frac{\partial\alpha''}{\partial\omega}\Big|_{\omega=\omega_L}\mathrm{div}\,\mathbf{U}, \tag{8}$$

где α'' — мнимая часть α. Вследствие оптического поглощения

$$|\mathbf{E}|^2=|\mathbf{E}_0|^2\exp(-\gamma z), \tag{9}$$

где $\mathbf{E}_0$ — амплитуда поля на поверхности (при $z=0$, ось z направлена в глубь среды), γ — коэффициент оптического поглощения. Используя формулу для диэлектрической проницаемости $\varepsilon'=4\pi\alpha''$ и выражения (8), (9) и (3), находим для силы:

$$\mathbf{F}=g\,\mathrm{grad}\,[\exp(-\gamma z)\,\mathrm{div}\,\mathbf{U}],$$
$$g=i\frac{\bar{\theta}^2|\mathbf{E}_0|^2}{2\pi\hbar^2(\Omega+i\gamma_D)}\frac{\partial\varepsilon''}{\partial\omega}\Big|_{\omega=\omega_L} \tag{10}$$

Предположим, что поглощение звука происходит в слое $1/\delta$ (δ — константа затухания ПАВ вдоль z) и что $\gamma \gg \delta$. Тогда можно считать, что поглощение света происходит в бесконечно тонком приповерхностном слое и не учитывать силу $\mathbf{F}$ в уравнении (1), а учесть ее лишь при составлении граничных условий, соответствующих свободной границе среды. Формулы (10) и (1) составляют замкнутую систему уравнений.

Представим вектор смещения $\mathbf{U}$ в виде [8]

$$\mathbf{U}=\mathbf{U}_t+\mathbf{U}_l, \qquad \operatorname{div}\mathbf{U}_t=0, \quad \operatorname{rot}\mathbf{U}_l=0. \tag{11}$$

Тогда из (1) имеем два уравнения:

$$-\Omega^2\rho\mathbf{U}_t=\rho c_t^2\Delta\mathbf{U}_t-i\eta\Omega\Delta\mathbf{U}_t, \qquad -\Omega^2\rho\mathbf{U}_l=\rho c_l^2\Delta\mathbf{U}_l-i\eta'\Omega\Delta\mathbf{U}_l+\mathbf{F}; \quad \eta'=4\eta/3+\xi. \tag{12}$$

Зададим вектор $\mathbf{U}$ в виде

$$\mathbf{U}(x, y, z)=\mathbf{U}(z)\exp(iqx)+\text{к.с.} \tag{13}$$

С учетом (13) запишем граничные условия:

$$\partial U_x/\partial z+\partial U_z/\partial x=0, \qquad [c_l^2-2c_t^2+g/\rho]\,\partial U_x/\partial x+(c_l^2+g/\rho)\,\partial U_z/\partial z=0. \tag{14}$$

Ищем решение задачи (12), (14) в виде

$$\mathbf{U}_l=\mathbf{B}\exp(-\delta_l z)\exp(iqx-i\Omega t)+\text{к.с.}, \qquad \mathbf{U}_t=\mathbf{C}\exp(-\delta_t z)\exp(iqx-i\Omega t)+\text{к.с.} \tag{15}$$

Подставляя выражения (15) в (12), получим формулы для констант затухания:

$$\delta_t^2=\frac{c_t^2q^2-\Omega^2-i\Omega\eta q^2/\rho}{c_t^2-i\Omega\eta/\rho}; \qquad \delta_l^2=\frac{c_l^2-\Omega^2-i\Omega\eta' q^2/\rho}{c_l^2-i\Omega\eta'/\rho}.$$

Используя условие (11) для нахождения связи x- и z-компонент смещения $\mathbf{U}$, получим

$$U_x=[iqB\exp(-\delta_l z)+\delta_t C\exp(-\delta_t z)]\exp(iqx-i\Omega t)+\text{к.с.}, \qquad U_z=[iqC\exp(-\delta_t z)-\delta_l B\exp(-\delta_l z)]\exp(iqx-i\Omega t)+\text{к.с.} \tag{16}$$

где B и C — константы. Из (16) и граничных условий (14) получим однородную систему уравнений относительно B и C. Условием разрешимости этой системы является равенство нулю ее детерминанта. Это условие определяет дисперсионное уравнение для ПАВ, задающее зависимость частоты Ω от волнового вектора $\mathbf{q}$:

$$4q^2\delta_l\delta_t-(q^2+\delta_t^2)^2-g/\rho(\delta_l^2-q^2)(\delta_t^2+q^2)=0. \tag{17}$$

Представим частоту Ω в виде $\Omega=\Omega'+i\Omega''$, тогда Ω' — собственно частота ПАВ, а Ω'' определяет константу затухания или нарастания ПАВ во времени. При отсутствии поля накачки ($g=0$) и диссипации (η, $\eta'=0$) уравнение (17) переходит в обычное дисперсионное уравнение для рэлеевской ПАВ, решение которого можно записать в виде $\Omega'=\beta c_t q$, $\Omega''=0$, где $\beta\sim 1$ [8]. При наличии поля значение Ω' мало меняется, и вблизи порога самовозбуждения ПАВ $\Omega'\gg\Omega''$. Линеаризуя (17) по Ω'', η, η', получим для Ω'' следующее выражение:

$$\Omega''=I-\gamma_\eta, \tag{18}$$

где

$$I\simeq \operatorname{Im} g\Omega'/4\rho c_t^2, \qquad \gamma_\eta\simeq\beta^2 q_\eta^2/2\rho. \tag{19}$$

В общем случае в формуле (18) под γ_η следует понимать $\gamma_{эф}$ — эффективную константу затухания ПАВ, учитывающую вклад всех механизмов затухания.

Как видно из (18), наличие светового поля может в зависимости от знака мнимой части g уменьшить или увеличить значение $\gamma_{эф}$. Поскольку, как следует из (10),

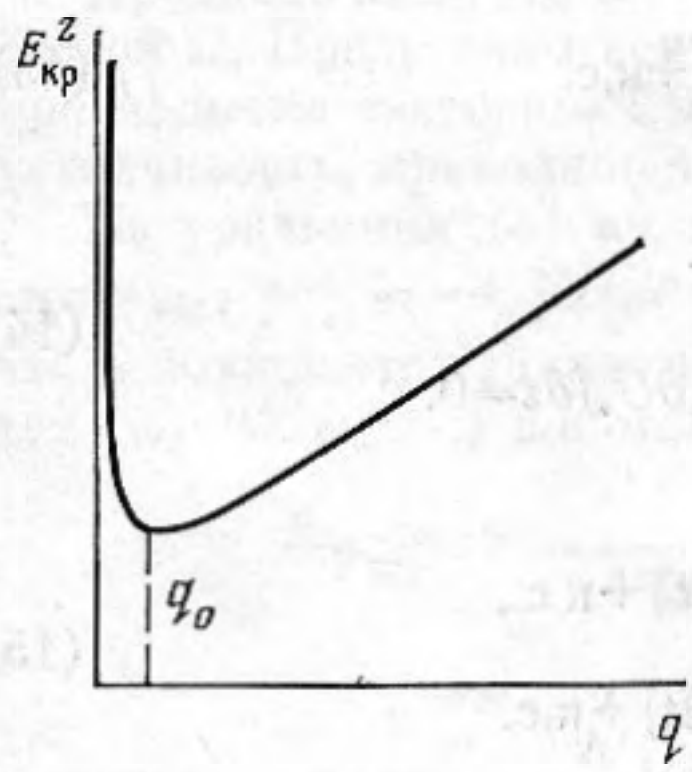
$$\operatorname{Im} g = -\frac{\bar{\theta}^2 |\mathbf{E}_0|^2 \Omega'}{2\pi\hbar^2 (\Omega'^2 + \gamma_D^2)} \frac{\partial \varepsilon''}{\partial \omega}\bigg|_{\omega=\omega_L},$$

то уменьшение $\gamma_{эф}$ происходит в том случае, если

$$\partial\varepsilon''/\partial\omega|_{\omega=\omega_L} < 0. \tag{20}$$

Условие (20) при межзонных переходах в определенных интервалах частот выполняется для любого полупроводника. Для Ge, например, $\partial\varepsilon''/\partial\omega < 0$ при $\hbar\omega_L = 2{,}4$ эВ [9]. Кроме этого, условие (20) может оказаться выполненным при легировании полупроводников или при учете поверхностных электронных состояний. Если соотношение (20) имеет место, то из условия $\Omega'' = 0$ находим критическое поле $E_{кр}^2$, при котором происходит самовозбуждение ПАВ:

$$E_{кр}^2 = \frac{8\pi\hbar^2\rho}{\bar{\theta}^2 |\partial\varepsilon''/\partial\omega|_{\omega=\omega_L} \beta^2} Q(q),$$
$$Q(q) = \frac{\beta^2 c_t^2 q^2 + \gamma_D^2}{q^2} \gamma_{эф}. \tag{21}$$



Зависимость критической интенсивности генерации поверхностных акустических волн от модуля волнового вектора поверхностных акустических волн $q_0 = \gamma_D/\beta c_t$

Множитель $Q(q)$ определяет зависимость критической интенсивности от частоты в предположении, что диффузия электронов вдоль поверхности отсутствует. Если $\gamma_{эф} \sim q$, то существует такое значение волнового вектора генерируемой ПАВ q_0, при котором $E_{кр}^2$ минимально (фигура):

$$q_0 = \gamma_D/(\beta c_t). \tag{22}$$

Если учесть диффузию электронов вдоль поверхности полупроводника (также нарушающую пространственно-периодическое распределение разности населенностей вдоль поверхности), то от константы γ_D в формуле (22) следует перейти к эффективной константе γ', такой, что $\gamma' = \gamma_D + Kq^2$, где K — эффективный коэффициент диффузии электронов ($K = (K_c + K_v)/2$, K_α — коэффициент диффузии электронов в зоне α). В этом случае минимальное значение критической интенсивности достигается при

$$q_0 = \left\{ \frac{-(\beta^2 c_t^2 + 2\gamma_D K) + [(\beta^2 c_t^2 + 2\gamma_D K)^2 + 12K^2\gamma_D^2]^{1/2}}{6K^2} \right\}^{1/2}. \tag{23}$$

Формулы (22) или (23) определяют те значения q, при которых преимущественно будет происходить генерация ПАВ. Выделенность направления генерации может быть обеспечена зависимостью потенциала деформации $\bar{\theta}$ в формуле (21) от направления вектора $\mathbf{q}$, а также применением акустического резонатора или фокусировкой лазерного пятна в узкую полосу.

Приведем численные оценки минимального значения $E_{кр}^2$. Для полупроводников типа Ge, GaAs характерные значения параметров следующие: $\rho \sim 5$ г/см^3, $\gamma_{эф} \sim 10^8$ с$^{-1}$, $c_t \sim 3\cdot 10^5$ см/с [10]; $\theta \sim 10$ эВ, $\gamma_D \sim 10^{10}$ с$^{-1}$ [11]; $\partial\varepsilon''/\partial\omega|_{\omega=\omega_L} \sim 2\cdot 10^{14}$ с при $\hbar\omega_L = 2{,}4$ эВ для межзонных переходов в Ge [9]; $\beta \sim 0{,}8-0{,}9$. Тогда $q_0 \sim 10^5$ см$^{-1}$ ($\Omega \sim 10^{10}$ с$^{-1}$), а критическая интенсивность $I_{кр} \sim 10^3 - 10^4$ Вт/см^2. Эффективная генерация ПАВ будет происходить при условии $\tau_{пр}\Omega'' \gg 1$, где $\tau_{пр} \simeq l/c_t$ — время, за которое ПАВ пробегает размер освещенного пятна, l — линейный размер пятна, при $l \sim 10^{-1}$ см $\tau_{пр} \sim 3\cdot 10^{-7}$ с.

Поскольку $\Omega'' \sim \gamma_{эф} \sim 10^8$ с$^{-1}$, то условие эффективной генерации может быть выполнено при соответствующей фокусировке светового пучка.

Генерация нетепловых ПАВ с $\Omega \sim 10^{10}$ с$^{-1}$ при действии GaAs одночастотного лазерного излучения $\hbar\omega_L = 2{,}4$ эВ с интенсивностью $10^3 - 10^4$ Вт/см^2 наблюдалась в [12].

Отметим в заключение, что рассмотренный здесь процесс генерации ПАВ является частным случаем вынужденного рассеяния света, обусловленного поглощением. Падающая волна возбуждает стоксову (и антистоксову) поляризационную волну и ПАВ. Роль поляризационной волны могут играть и другие возбуждения. Так, в [13] рассмотрено возбуждение связанных ПАВ и поверхностных электромагнитных волн лазерным излучением. В этом случае роль D^2 играет температура T приповерхностного слоя. Критическая интенсивность такого способа возбуждения оказывается порядка 10^7 Вт/см^2. Аналогичный механизм может также приводить к возбуждению капиллярных волн в поверхностных расплавах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Nelson K. A., Lutz D. R., Fayer M. D.* Laser induced phonon spectroscopy. Optical generation of ultrasonic waves and investigation of electronic exited state interections in solids.– Phys. Rev. B, 1981, v. 24, № 6, p. 3261–3275.
2. *Дыхне А. М., Рысев Б. П.* О возможности возбуждения упругих поверхностных волн большой амплитуды в твердом теле при тепловом воздействии лазерного излучения.– Поверхность. Физика, химия, механика, 1983, № 6, с. 17–21.
3. *Крылов В. В., Павлов В. И.* Термооптическое возбуждение поверхностных акустических волн в твердом теле.– Акуст. журн., 1982, т. 28, № 6, с. 836–837.
4. *Архипов В. И., Бондаренко А. Н., Кондратьев А. И.* Исследование возбуждения упругих импульсов лазерным излучением в металлах.– Акуст. журн., 1982, т. 28, № 3, с. 303–309.
5. *Лямшев Л. М.* Оптико-акустические источники звука.– Успехи физ. наук, 1981, т. 135, № 4, с. 637–669.
6. *Бункин Ф. В., Трибельский М. И.* Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью.– Успехи физ. наук, 1980, т. 130, № 2, с. 193–239.
7. *Погорельский А. А.* Возможность возбуждения поверхностного звука в полупроводниках при помощи модулированного поглощения света.– ФТТ, 1982, т. 24, № 8, с. 2361–2364.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965.
9. *Анималу А.* Квантовая теория кристаллических твердых тел. М.: Мир, 1981.
10. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. Шаскольской М. П. М.: Наука, 1982.
11. *Займан Дж.* Электроны и фононы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
12. *Schmidt M., Dransfeld K.* Generation of acoustic surface waves on GaAs by photoexitation.– Appl. Phys. A, 1982, v. 28, № 4, p. 211–214.
13. *Емельянов В. И., Семиногов В. Н.* Лазерное возбуждение связанных поверхностных электромагнитных и акустических волн и статических поверхностных структур в твердых телах.– ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 3, с. 1026–1036.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступила в редакцию
6.II.1984