ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIII, № 9 РАДИОФИЗИКА 1980

УДК 538.574 : 534

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ГРАНИЦЕ ПЬЕЗОДИЭЛЕКТРИК — ПОЛУПРОВОДНИК В УСЛОВИЯХ НАГРЕВА ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

А. А. Булгаков, С. И. Ханкина, В. М. Яковенко

Исследованы поверхностные акустоэлектрические волны, возникающие на границе пьезодиэлектрик — полупроводник, в условиях нагрева электронного газа. Найдены инкременты, и показано, что на границе диэлектрик — полупроводник с S-образной ВАХ существует слабозатухающая электромагнитная волна. Рассмотрено резонансное взаимодействие акустических и электромагнитных волн.

1. В ряде полупроводников при низких температурах в относительно небольших электрических полях происходит нагрев электронного газа из-за малой передачи энергии электронов. Влияние нагрева электронного газа на распространение звуковых волн в пьезополупроводниках рассматривалось в работах [1–3]. В этих работах получено возбуждение звука в результате возникновения на вольт-амперной характеристике (ВАХ) участков с отрицательной дифференциальной проводимостью. Следует отметить, что в действительности раскачка звуковых колебаний затруднена, поскольку в этих условиях довольно быстро развивается апериодическая неустойчивость возмущений электронной температуры и электрического поля. В ограниченных средах выбором электрических параметров эту неустойчивость удается подавить и тем самым обеспечить нарастание акустических волн.

Предлагаемая работа посвящена исследованию особенностей взаимодействия электромагнитных и звуковых колебаний на границе пьезодиэлектрик — полупроводник с S-образной ВАХ.

2. Выберем плоскость $y=0$ в качестве раздела между пьезодиэлектриком ($y>0$, среда *1*) и полупроводником ($y<0$, среда *2*). Постоянное электрическое поле $\boldsymbol{E}_0$ направим вдоль оси x. Система уравнений, описывающая распространение звука в пьезодиэлектрике, состоит из уравнений теории упругости

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} - \rho s^2 \Delta u_z - \beta \operatorname{div} \boldsymbol{E}_1 = 0 \qquad (1)$$

и уравнений электростатики

$$\operatorname{div} \boldsymbol{D}_1 = 0, \quad \operatorname{rot} \boldsymbol{E}_1 = 0, \quad \boldsymbol{D}_1 = \varepsilon_1 \boldsymbol{E}_1 - 4\pi\beta \nabla u_z. \qquad (2)$$

Симметрия диэлектрика такова, что имеются отличные от нуля компоненты пьезодиэлектрического тензора $\beta_{xzx} = \beta_{yzy} = \beta$; u_z — смещение решетки, ρ — плотность кристалла, s — скорость звука, $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{D}$ — векторы напряженности и индукции электрического поля.

В полупроводниковой плазме в условиях нагрева электронов уравнения имеют вид

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E}_2 = 0, \quad \operatorname{div} \boldsymbol{j}_2 = 0; \qquad (3)$$

$$\frac{3}{2} n_0 \frac{\partial \theta}{\partial t} - j_2 E_2 = - n_0 \theta \nu_э (\theta),$$
$$j_2 = \sigma (\theta) E_2, \tag{4}$$

n_0, θ — концентрация и температура электронов, $\nu_э(\theta) = \nu_{э0}(T)(\theta/T)^{r-1}$ — энергетическая частота соударений, T — температура решетки, $\sigma(\theta) = (e^2 n_0/m \nu_{p0})(\theta/T)^q \left[\Gamma\left(\frac{5}{2} + q\right) \Big/ \Gamma\left(\frac{5}{2}\right)\right]$ — электронная проводимость полупроводника, $\nu_p = \nu_{p0}(\theta/T)^{-q}$ — импульсная частота соударений; r и q — числа, характеризующие механизмы рассеяния, их значения приведены в [4].

Уравнения (3), (4) получены в предположении, что максвелловское время релаксации $\varepsilon_2/4\pi\sigma$ мало по сравнению с $1/\nu_э$ и глубина проникновения волны меньше характерной длины релаксации энергии Первое условие означает, что концентрация электронов в процессе распространения волн постоянна. Второе условие позволяет пренебречь пространственным изменением электронной температуры.

В стационарном состоянии $j_0 E_0 = n_0 \theta_0 \nu_э(\theta_0)$, $\theta_0 \gg T$. Все переменные величины, входящие в (1)—(4), представим в виде $e^{i(kr - \omega t)}$, где k — волновой вектор, ω — частота колебаний. В дальнейшем рассматриваются колебания, однородные вдоль оси z ($k_z = 0$).

Из уравнений (1), (2) следует, что в пьезодиэлектрике существуют электростатические и звуковые волны:

$$k_{y1}^2 = - k_x^2; \tag{5}$$

$$k_{y0}^2 = \frac{\omega^2}{\bar{s}^2} - k_x^2,$$
$$\bar{s}^2 = s^2(1 + \varkappa^2), \quad \varkappa^2 = \frac{4\pi\beta^2}{\rho\varepsilon_1 s^2}, \quad \mathrm{Im}\, k_{y1,0} > 0. \tag{6}$$

Электрическое поле в полупроводнике вызывает возмущение электронной температуры, и компоненты волновых векторов связаны соотношением

$$k_{y2}^2 = - k_x^2 \frac{\sigma_{xx}}{\sigma}, \tag{7}$$

где $\sigma_{xx} = \sigma \dfrac{\omega + (2/3) i \nu_э (r + q)}{\omega + (2/3) i \nu_э (r - q)}$, $\mathrm{Im}\, k_{y2} < 0$. Выбор знаков $k_{y0,1,2}$ определяется условием убывания амплитуд при $y \to \pm \infty$.

Исходную систему уравнений (1)—(4) необходимо дополнить граничными условиями на плоскости $y = 0$:

$$E_{x1} = E_{x2}, \quad D_{y1} = D_{y2}, \quad \rho s^2 \frac{\partial u_z}{\partial y} + \beta E_{y1} = 0. \tag{8}$$

Выбор граничных условий в таком виде означает, что между средами имеется зазор, величина которого мала по сравнению с глубиной проникновения электрического поля и велика по отношению к смещению решетки. При отсутствии такого зазора необходимо учитывать звуковые волны в полупроводнике, что усложняет вычисления, но не меняет качественной картины происходящих явлений.

Из (8) находим дисперсионное соотношение

$$\left(k_x^2-\frac{\omega^2}{\bar{s}^2}\right)^{1/2}\left(1-\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1\omega}\frac{k_{y2}}{k_x}\right)=-\varkappa^2\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1\omega}k_{y2}, \tag{9}$$

которое решаем по малому параметру $\varkappa^2$. При $\varkappa^2=0$ получим звуковые колебания

$$\omega=k_x\bar{s} \tag{10}$$

и уравнение для поверхностных электростатических волн

$$1-\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1\omega}\frac{k_{y2}}{k_x}=0. \tag{11}$$

Покажем, что колебания (11) устойчивы. Все возможные решения (11) при $r+q>0$ приведены в столбцах 2 и 3 табл. 1. В столбце 1 записаны соотношения между параметрами, при которых найдены решения. Из таблицы видно, что уравнение (11) не содержит нарастающих колебаний. При $r-q<0$ (строка 2 таблицы) в системе возникают слабозатухающие волны (в некотором смысле аналогичные поверхностному плазмону)*. Возмущения электрического поля и температуры апериодически затухают, если $r-q>0$ (первая строка таблицы), а при $6\pi\sigma/\varepsilon_1\nu_э\gg 1$ для любых значений r и q (четвертая строка). В промежуточном случае, когда $r-q=0$ (третья строка), реальная и мнимая части ω одного порядка.

Существование устойчивых слабозатухающих электростатических волн можно объяснить следующим образом. Из равенства на границе нормальных составляющих тока смещения $\frac{\varepsilon_1}{4\pi}\frac{\partial E_{y1}}{\partial t}$ и тока проводимости σE_{y2} видно, что колебательный режим возможен, если фазы возмущений E_{y1} и E_{y2} сдвинуты на $-\pi/2$. Это условие выполняется при реализации в полупроводнике состояния с отрицательной ВАХ (т. е. $E_{y1}=-i[(q+r)/(q-r)]E_{y2}$). Затухание поверхностной волны связано с частотной дисперсией σ_{xx}.

Особенностью этих поверхностных колебаний является большая глубина проникновения, так что на ее длине укладывается несколько пространственных периодов $(|\mathrm{Im}\,k_{y2}|<|\mathrm{Re}\,k_{y2}|)$.

При $\varkappa^2\neq 0$ происходит взаимодействие звуковых и электростатических колебаний, в результате которого возникают связанные поверхностные акустоэлектронные волны, усиливающиеся на падающем участке ВАХ.

При $(2/3)\nu_э>k_x\bar{s}>4\pi\sigma/\varepsilon_1$ и $r-q<0$ добавка к частоте, обусловленная взаимодействием, равна

$$\delta\omega=\varkappa^4\left(\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1 k_x\bar{s}}\right)^2\frac{q+r}{q-r}\frac{k_x\bar{s}}{2}\left(-1+i\frac{3q}{q^2-r^2}\frac{k_x\bar{s}}{\nu_э}\right), \tag{12}$$

при

$$\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1\nu_э}\left(\frac{2q\nu_э}{3k_x\bar{s}}\right)^{1/2}\gg 1,\quad r-q=0$$

$$\delta\omega=\varkappa^4\frac{k_x\bar{s}}{2}\left(-1+i\frac{3k_x\bar{s}}{4q\nu_э}\right). \tag{13}$$

---

* Условие $r-q<0$, $r+q>0$ (или $q>0$) выполняется только для S-образной ВАХ Действительно, при S-образной ВАХ $\frac{\partial j_0}{\partial\theta_0}\sim r+q>0$, а $\frac{\partial\theta_0}{\partial E_0}\sim\frac{1}{r-q}<0$.

Таблица 1

$\frac{6\pi\sigma}{\varepsilon_1 \nu_{\text{э}}} \ll 1$	$r-q>0$	$-i\,\frac{2}{3}\,\nu_{\text{э}}(r-q)\left[1-\left(\frac{6\pi\sigma}{\varepsilon_1\nu_{\text{э}}}\right)^2 \times \frac{2q}{(r-q)^3}\right]$	$-i\,\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1}\left(\frac{r+q}{r-q}\right)^{1/2}$
	$r-q<0$	$\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1}\left(\frac{q+r}{q-r}\right)^{1/2} - i\left(\frac{6\pi\sigma}{\varepsilon_1\nu_{\text{э}}}\right)^2 \frac{2}{3}\,\frac{q\,\nu_{\text{э}}}{(q-r)^2}$	$-\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1}\left(\frac{q+r}{q-r}\right)^{1/2} - i\left(\frac{6\pi\sigma}{\varepsilon_1\nu_{\text{э}}}\right)^2 \frac{2}{3}\,\frac{q\,\nu_{\text{э}}}{(q-r)^2}$
	$r-q=0$	$\frac{2}{3}\,q\,\nu_{\text{э}}\left(\frac{3\pi\sigma}{q\,\varepsilon_1\nu_{\text{э}}}\right)^{2/3}(\sqrt{3}-i)$	$-\frac{2}{3}\,q\,\nu_{\text{э}}\left(\frac{3\pi\sigma}{q\,\varepsilon_1\nu_{\text{э}}}\right)^{2/3}(\sqrt{3}+i)$
$\frac{6\pi\sigma}{\varepsilon_1 \nu_{\text{э}}} \gg 1$		$-i\,\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1}\left(1-\frac{2r+q}{3}\,\frac{\varepsilon_1\nu_{\text{э}}}{6\pi\sigma}\right)$	$-\frac{2}{3}\,i\,\nu_{\text{э}}(r+q)$

Следует отметить, что характер полученных поверхностных колебаний отличается от рэлеевского звука и волн Блюштейна — Гуляева. Возникновение последних связано с равенством на границе акустических давлений продольного и поперечного звука (рэлеевская волна) или акустического и электростатического давлений (волна Блюштейна — Гуляева). При этом обе граничащие среды непрозрачны для этих колебаний. В нашем случае, как показано выше, разогретая среда прозрачна ($|\mathrm{Re}\,k_{y2}| > |\mathrm{Im}\,k_{y2}|$) и импульс электромагнитного поля направлен к поверхности раздела сред ($\mathrm{Re}\,k_{y2} > 0$). Причиной усиления является передача энергии от разогретой среды поверхностной звуковой волне.

При $\varepsilon_1 \ll 4\pi\sigma/\omega$ из (9) следует

$$\delta\omega = -\frac{\varkappa^4}{2} k_x \bar{s}\left(1 + 2\,\frac{\varepsilon_1 k_x \bar{s}}{4\pi\sigma}\,\frac{k_x k_{y2}^*}{|k_{y2}|^2}\right). \tag{14}$$

В этом случае влияние разогрева полупроводника на спектр звуковой волны мало. Формула (14) описывает волну Блюштейна — Гуляева на границе пьезодиэлектрик — металл или пьезодиэлектрик — вакуум [5, 6]. Так как $\mathrm{Im}\,k_{y2}^* > 0$, то колебание затухает на всех участках ВАХ полупроводника.

Исследуем резонансное взаимодействие звука с собственными электростатическими колебаниями полупроводника. Из таблицы следует, что в области прозрачности $r-q<0$ возможно выполнение соотношения $\omega = k_x \bar{s} = (4\pi\sigma/\varepsilon_1)\,[(q+r)/(q-r)]^{1/2}$. Из (9) для $\delta\omega$ получаем уравнение

$$x(x+1)^2 = -i\,\frac{\varkappa^4}{2}\left[\frac{\varepsilon_1\nu_{\text{э}}}{6\pi\sigma}(q-r)\,(q^2-r^2)^{1/2}\right]^3, \tag{15}$$

где

$$\delta\omega = \frac{2}{3}\,ix\left(\frac{6\pi\sigma}{\varepsilon_1\nu_{\text{э}}}\right)^2 \frac{q\,\nu_{\text{э}}}{(q-r)^2}.$$

Решения (15) имеют вид

$$\delta\omega = \begin{cases} (1 \pm \sqrt{3}\,i)\left(\frac{\varkappa}{2}\right)^{4/3} \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1} q \left(\frac{q+r}{q-r}\right)^{1/2} \\ -2\left(\frac{\varkappa}{2}\right)^{4/3} \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1} q \left(\frac{q+r}{q-r}\right)^{1/2} \end{cases} \quad \text{при} \quad \varkappa^4 \left(\frac{\varepsilon_1 \nu_э}{6\pi\sigma}\right)^3 \gg 1; \tag{16}$$

$$\delta\omega = \begin{cases} \frac{\varkappa^4}{2} \frac{\varepsilon_1 \nu_э^2}{9\pi\sigma} q (q^2 - r^2)^{3/2} (q - r) \\ \pm \frac{1-i}{2} \varkappa^2 \left(\frac{8\pi\sigma\nu_э}{3\varepsilon_1}\right)^{1/2} q (q+r)^{3/4} (q-r)^{1/4} \end{cases} \quad \text{при} \quad \varkappa^4 \left(\frac{\varepsilon_1 \nu_э}{6\pi\sigma}\right)^3 \ll 1. \tag{17}$$

Таким образом, для поверхностных волн имеем

$$\omega = \begin{cases} k_x \bar{s} \left(1 - q \frac{\varkappa^{4/3}}{2^{1/3}}\right) \quad \text{при} \quad \varkappa^4 \left(\frac{\varepsilon_1 \nu_э}{6\pi\sigma}\right)^3 \gg 1. \\ k_x \bar{s} \left[1 - \varkappa^2 q \left(\frac{\varepsilon_1 \nu_э}{6\pi\sigma}\right)^{1/2} (q+r)^{1/4} (q-r)^{3/4} + \right. \\ \left. + \frac{i}{2} \varkappa^2 q \left(\frac{\varepsilon_1 \nu_э}{6\pi\sigma}\right)^{1/2} (q+r)^{1/4} (q-r)^{3/4} \right] \quad \text{при} \quad \varkappa^4 \left(\frac{\varepsilon_1 \nu_э}{6\pi\sigma}\right)^3 \ll 1. \end{cases} \tag{18}$$

Следует отметить, что при резонансе глубина проникновения поверхностных волн меньше, а инкремент при $\varkappa^4 (\varepsilon_1 \nu_э / 6\pi\sigma)^3 \ll 1$ больше, чем вне резонанса, так как в закон дисперсии входит не $\varkappa^4$, а $\varkappa^{4/3}$ и $\varkappa^2$.

3. В заключение рассмотрим поверхностные волны в слоистой структуре: пьезодиэлектрик ($y > 0$, среда *1*) — полупроводник с S-образной ВАХ ($0 > y > -a$, среда *2*) — диэлектрик ($y < -a$, среда *3*). В этом случае дисперсионное уравнение имеет вид

$$\left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{\bar{s}^2}\right)^{1/2} \left\{ (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) \frac{4\pi\sigma}{\omega} \frac{k_{y2}}{k_x} \cos k_{y2} a - \right.$$

$$\left. - i \left[\varepsilon_1 \varepsilon_3 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega} \frac{k_{y2}}{k_x}\right)^2\right] \sin k_{y2} a \right\} = \tag{19}$$

$$= \varkappa^2 \frac{4\pi\sigma}{\omega} k_{y2} \left(\varepsilon_3 \cos k_{y2} a - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \frac{k_{y2}}{k_x} \sin k_{y2} a\right).$$

Необходимо отметить, что уравнение (19) при $\varkappa^2 = 0$ описывает поверхностные и объемные электростатические колебания в слое. При этом однородные в направлении оси x объемные возмущения ($k_{y2} \neq 0$, $k_x \to 0$) могут оказаться нарастающими и привести к разрушению однородного распределения электронной температуры, электрического поля и тока. От этой неустойчивости можно избавиться выбором в цепи постоянного тока внешней нагрузки $R_н$ и тем самым обеспечить условие распространения поверхностных волн (11). Величина $R_н$ должна удовлетворять условию [7]

$$R_н > \frac{l}{S\sigma},$$

где l — длина в направлении оси x, S — площадь поперечного сечения образца.

В случае $\operatorname{Im} k_{y2} a \gg 1$ уравнение (19) переходит в выражение (9).

Для типичных параметров полупроводника (InSb) $\nu_э = 10^{10}$ $с^{-1}$, $\nu_p \sim 10^{12}$ $с^{-1}$ при полях $E_0 \sim 60$ *В/см* условие $\operatorname{Im} k_{y2} a \gg 1$ выполняется, если $a \gg 10^{-3}$ *см.*

Для тонких полупроводниковых пластин ($\operatorname{Im} k_{y2} a \ll 1$) дисперсионное соотношение поверхностных электрозвуковых колебаний приобретает вид ($r - q < 0$, $k_x \bar{s} \ll \nu_э$)

$$\omega = k_x \bar{s} \left[1 - \frac{\varkappa^4}{2} \frac{\varepsilon_3^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)^2} \right] - i k_x a \varkappa^4 \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)^2} \frac{k_x^2 \bar{s}^2}{4\pi\sigma} \times \left[\varepsilon_3^2 - \left(\frac{4\pi\sigma}{k_x \bar{s}} \right)^2 \frac{q + r}{q - r} \right]. \tag{20}$$

Таким образом, амплитуда волны нарастает, если

$$\varepsilon_3 < \frac{4\pi\sigma}{k_x \bar{s}} \left(\frac{q + r}{q - r} \right)^{1/2}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Басс Ф. Г, Ханкина С. И, Яковенко В. М. — ЖЭТФ, 1966, 50, с. 102.
2. Эпштейн Э М. — ФТТ, 1966, 8, с. 274.
3. Bugaev A. S., Gulyaev Yu. V., Shkerdin G. N.—Sol. St. Comm. B, 1973, p. 235.
4. Басс Ф Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. — М: Наука, 1975.
5. Bleustein J. L.— Appl. Phys. Lett, 1968, 13, p. 412.
6. Гуляев Ю. В.— Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, с. 63.
7. Булгаков А. А., Канер Э. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М. — ЖЭТФ, 1973, 64, с. 331.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
1 июня 1979 г.

INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC AND SOUND OSCILLATIONS AT PIEZODIELECTRIC—SEMICONDUCTOR BOUNDARY UNDER THE CONDITION OF ELECTRON GAS HEATING

A. A. Bulgakov, S. I. Khankina, V. M. Yakovenko

Surface acoustoelectric waves occurred at piezodielectric—semiconductor boundary are investigated under the conditions of electron gas heating. Increments have been found and it is shown that at the boundary dielectric—semiconductor with S-shaped current-voltage characteristic there is a weakly damping wave. Resonance interaction of acoustic and electromagnetic waves is considered.