

К ТЕОРИИ АКУСТОЭЛЕКТРОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. С. БУГАЕВ, Ю. В. ГУЛЯЕВ, В. В. ДЕНИСЕНКО, Ж. Е. СМБАТЯН

Рассмотрено влияние переменного электрического поля на электронное поглощение и усиление звука в полупроводниках. Найден явный вид коэффициента поглощения (усиления) звука для различных частных случаев и показано, что включение переменного электрического поля может приводить к существенному изменению поглощения (усиления) звука и к сдвигу порога усиления как в сторону больших, так и меньших значений постоянного тянущего электрического поля.

1. Влияние внешнего электрического поля $E(t)$ на электронное поглощение (ЭП) и усиление (ЭУ) звука (акустических волн) в полупроводниках рассматривалось в ряде работ (см., например, [1—4]). В этих работах, однако, частота переменного поля Ω считалась достаточно большой — порядка или больше частоты звука ω — и изучалось, в основном, нелинейное параметрическое взаимодействие переменного поля и акустической волны. Наоборот, в случае очень низких частот переменного поля, гораздо ниже «пролетной частоты» v_s/L (обратного времени пробега звука по образцу, v_s — скорость звука, L — длина образца), очевидно, все происходит так же, как и в случае постоянного электрического поля, но акустоэлектронные эффекты осциллируют с частотой поля Ω . В промежуточной области частот переменного поля,

$$2\pi \frac{v_s}{L} \leq \Omega \ll \omega, \quad (1)$$

с одной стороны, параметрическое взаимодействие может быть несущественным, а с другой стороны, за время своего распространения по образцу звук будет испытывать влияние электрического поля с изменяющейся напряженностью и, вообще говоря, полярностью.

Настоящая статья посвящена вычислению коэффициента электронного поглощения (усиления) акустических волн для ряда случаев: когда имеется геометрический резонанс между полем и звуком; когда внешнее поле — синусоидальное, а пьезополупроводник содержит ловушки (к пьезополупроводнику прикладывается помимо синусоидального и постоянное поле); когда пьезополупроводник содержит горячие электроны, нагретые внешним тянущим электрическим полем.

2. Для частот, заданных условием (1), благодаря второму неравенству для локального (в пространстве и во времени) коэффициента ЭП или ЭУ звука α можно воспользоваться выражением, найденным для случая постоянного электрического поля $\alpha(t) \equiv \alpha(E(t))$ (см., например, [5—9]). В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением линейного усиления звука, хотя в принципе для α можно использовать и выражения, получен-

ные в нелинейной теории. Уравнение, описывающее изменение интенсивности W акустических волн в пространстве и во времени, имеет вид

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_s \frac{\partial W}{\partial x} = \alpha(t) W v_s. \quad (2)$$

Сначала мы будем рассматривать задачу о поглощении или усилении внешней акустической волны, вводимой в образец с торца $x = 0$ и проходящей по образцу один раз (т. е. без учета отражений от торцов). Тогда граничное условие имеет вид

$$W(x, t)|_{x=0} = W_0. \quad (3)$$

Нас будет интересовать решение задачи за времена, значительно превышающие время пробега звука от одного края образца до другого. В связи с этим время включения импульсного поля (фронт) не будет играть существенной роли в усилении (поглощении) звука, ибо за такие большие времена поле «успеет» принять свое максимальное значение, и поэтому его мы будем принимать в виде прямоугольного импульса.

Решение уравнения (2) с граничным условием (3) определяет интенсивность звука на выходе образца (при $x = L$) как функцию времени:

$$W(L, t) = W_0 \exp \left[-v_s \int_{t-L/v_s}^t \alpha(\tau) d\tau \right]. \quad (4)$$

Пусть время пробега акустических волн по образцу есть $L/v_s = nT + \Delta$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, $T = 2\pi/\Omega$ — период поля, $0 < \Delta < T$. Тогда, вычисляя интеграл в экспоненте (4) при $t \geq L/v_s$, получаем

$$W(L, t) = W_0 e^{-\bar{\alpha}L} e^{[\bar{\alpha} - \bar{\alpha}_\Delta(t)] v_s \Delta}. \quad (5)$$

Здесь

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{T} \int_0^T \alpha(\tau) d\tau \quad (6)$$

есть средний по периоду тянущего поля коэффициент поглощения акустических волн,

$$\alpha_\Delta(t) = \frac{1}{\Delta} \int_0^\Delta \alpha \left(z + t - \frac{L}{v_s} \right) dz. \quad (7)$$

Как легко видеть из (5), если время пробега звука по образцу равно целому числу периодов тянущего поля,

$$L/v_s = nT, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (8)$$

то интенсивность акустических волн на выходе кристалла постоянна и равна

$$W(L) = W_0 e^{-\bar{\alpha}L}. \quad (9)$$

Таким образом, несмотря на зависимость внешнего тянущего электрического поля от времени коэффициент поглощения звука при прохождении его через весь образец (коэффициент усиления акустоэлектронного усилителя как целого) постоянен и равен α .

При $\Delta \neq 0$ максимальная амплитуда относительных пульсаций интенсивности акустических волн на выходе составляет

$$\left| \frac{\Delta W}{W} \right| < |1 - \exp[(\alpha_{\max} - \alpha_{\min}) v_s T]|. \quad (10)$$

При достаточно коротком периоде поля T , таком, что

$$(\alpha_{\max} - \alpha_{\min}) v_s T \ll 1, \quad (11)$$

имеем $\Delta W/W \ll 1$, так как интенсивность звука на выходе почти постоянна и также дается формулой (9).

Рассмотрим теперь несколько частных случаев.

1) Случай импульсного включения тянущего электрического поля $E(t)$, когда в течение импульса τ $E(t) = E_0 = \text{const}$, а в промежутке между импульсами $E(t) = 0$; тогда*

$$\bar{\alpha} = \frac{\tau}{T} \alpha(E_0) + \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \alpha(0). \quad (12)$$

Легко видеть, что импульсное включение поля может привести к уменьшению количества джоулева тепла, выделяющегося в усилителе, и тем самым способствовать получению непрерывного режима усиления. Конечно, при этом имеет место соответствующее уменьшение коэффициента усиления, однако если $|\alpha(E_0)|$ достаточно велико, то $|\alpha|$ все еще может быть достаточно большим. Рассмотрим, например, усилитель на $GaAs$ со следующими параметрами: размеры образца — $10 \times 1 \times 1$ мм³, $T = 300$ °К, концентрация электронов $n = 10^{13}$ см⁻³, их подвижность $\mu = 8 \cdot 10^3$ см²/В сек, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 18$, скорость звука $v_s = 5 \cdot 10^5$ см/сек, константа электромеханической связи $\eta = 5 \cdot 10^3$. Тогда если для коэффициента усиления $\alpha(E)$ воспользоваться формулой Уайта, то для частоты звука $f = 1$ Гц получаем $\bar{\alpha} = 12,3$ дБ/см, и величина выделяющегося при этом джоулева тепла составляет $Q = 6$ Вт, что, по-видимому, допустимо.

2) Случай синусоидального внешнего тянущего поля с постоянным смещением.

Пусть $E(t) = E_d + E_0 \sin \Omega t$. Тогда, усредняя по периоду тянущего поля выражение работы [5] для коэффициента поглощения звука, получаем

* В более общем случае, когда в течение времени τ поле равно $E_1 = (\text{const})_1$, а в течение времени $T - \tau$ — $E_2 = (\text{const})_2$, имеем

$$\bar{\alpha} = \frac{\tau}{T} \alpha(E_1) + \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \alpha(E_2).$$

$$\bar{\alpha} = \frac{\gamma q}{2\omega\tau_M} \frac{\sqrt{(1-\gamma_d)^2 - \psi + \sqrt{\psi^2 - \gamma^2(1-\gamma_d)^2}}}{\sqrt{\psi^2 - \gamma^2(1-\gamma_d)^2}} \operatorname{sign}(1-\gamma_d). \quad (13)$$

Здесь q — волновое число звука, τ_M — максвелловское время релаксации,

$$\gamma_d = \frac{\mu E_d}{v_s}, \quad \gamma = \frac{\mu E_0}{v_s},$$

$$\psi = \frac{1}{2} [(1-\gamma_d)^2 + \gamma^2 + (1+q^2 r_D^2)(\omega\tau_M)^2],$$

r_D — дебаевский радиус экранирования.

При $E_0 = 0$ (усиление в постоянном электрическом поле E_d) из (13) получается коэффициент поглощения звука [5]. Как видно из (13), переменное поле не может менять знак $\bar{\alpha}$; знак его определяется постоянным тянущим полем. Однако абсолютная величина $\bar{\alpha}$ зависит от E_0 , так как при достаточно большом E_0 , $E_0 \gg v_s/\mu$, $\alpha \rightarrow 0$. Физически это связано с тем, что при достаточно большом E_0 большую часть времени в образце существует сильное электрическое поле, которое препятствует эффективному образованию электронных сгустков и уменьшает поглощение (усиление) звука.

С другой стороны, при малом E_0 , таком, что $\gamma^2/\psi_0 \ll 1$ ($\psi_0 = \psi|_{\gamma=0}$), из (13) получаем

$$\bar{\alpha} = \alpha_d \left[1 - \gamma^2 \frac{3\psi_0 - 2(1-\gamma_d)^2}{4\psi^2} \right], \quad (14)$$

где

$$\alpha_d = \gamma q \omega \tau \frac{1 - \gamma_d}{(1 + q^2 r_D^2)^2 + \omega^2 \tau_M^2 (1 - \gamma_d)^2}$$

есть коэффициент электронного поглощения звука в поле E [5]. Легко показать, что при

$$\left(\frac{1 + q^2 r_D^2}{\omega \tau_M} \right)^2 > \frac{1}{3} (1 - \gamma_d)^2 \quad (15)$$

включение переменного поля уменьшает абсолютную величину коэффициента электронного поглощения (усиления) звука, а при выполнении обратного неравенства увеличивает ее. Таким образом, измеряя изменение поглощения звука при включении слабого переменного электрического поля, можно непосредственно находить величину параметра

$$\frac{1 + q^2 r_D^2}{\omega \tau_M} = \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}$$

($\omega_c = \tau_M^{-1}$, $\omega_D \equiv \frac{v_s}{D}$, D — коэффициент диффузии), фигурирующего во многих акустоэлектронных явлениях.

3) Случай синусоидального внешнего тянущего поля с постоянным смещением в полупроводнике с ловушками [7].

Усредняя формулу (10) работы [7] по периоду тянущего поля, получаем

$$\bar{\alpha} = \frac{\eta q}{2 r B \omega \tau} \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} \right)^2 \frac{1 - \gamma_d r - (\gamma/\gamma_1) r (F - \sqrt{F^2 - \gamma_1^2})}{\sqrt{(F^2 - \gamma_1^2) (1 - F + \sqrt{F^2 - \gamma_1^2})}}, \quad (16)$$

где

$$\gamma_1 = \frac{\gamma B \omega \tau_M}{\omega \tau_M - A - \gamma_d B \omega \tau_M},$$

а остальные обозначения взяты из работы [7].

Легко видеть, что, как и в предыдущем случае, включение переменного тянущего электрического поля меняет величину электронного поглощения (усиления) звука; например, при большой амплитуде поля имеет место уменьшение коэффициента поглощения. Однако вследствие асимметрии кривой $\alpha(E)$ [7] здесь имеет место новый эффект — сдвиг порога усиления звука под действием переменного электрического поля. Действительно, критерий усиления звука из (16) есть

$$\gamma_d > \frac{B \omega \tau_M - r (\omega \tau_M - A) (F - \sqrt{F^2 - \gamma_1^2})}{r B \omega \tau_M (1 - F + \sqrt{F^2 - \gamma_1^2})}. \quad (17)$$

Отсюда следует, что включение переменного тянущего электрического поля сдвигает порог усиления звука в сторону больших полей E_d . Физически это вполне понятно, так как наличие ловушек (прилипание электронов) нарушает симметрию кривой Уайта $\alpha(E)$ [5] таким образом, что площадь под этой кривой в области поглощения оказывается больше, чем в области усиления.

4) Случай синусоидального тянущего поля с постоянным смещением в полупроводнике с горячими электронами.

Мы ограничимся рассмотрением случая достаточно низких частот ультразвука, когда влиянием волны электронной температуры, вызываемой звуковой волной [9], можно пренебречь, а температура электронного газа в каждый момент времени определяется значением внешнего тянущего электрического поля в тот же момент времени.

Для простоты мы будем рассматривать случай $q^2 r_D^2 \ll 1$, $\omega \tau_M \ll 1$, обычно характерный для полупроводников типа $n\text{-InSb}$, где существует нагрев электронов. В этом случае для коэффициента электронного поглощения звука можно воспользоваться выражением [10]

$$\alpha = \eta q \frac{\omega \varepsilon}{4 \pi e n v_s} \left(E - \frac{v_s}{\mu(E)} \right),$$

где $\mu(E)$ — подвижность электронов, зависящая от поля через электронную температуру, а e — заряд электрона.

Полагая, как и ранее, $E = E_d + E_0 \sin \Omega t$ и усредняя выражение для α по периоду внешнего тянущего поля, получаем

$$\bar{\alpha} = \eta q \omega \tau_M \left(1 - \frac{\bar{\mu} E_d}{v_d} \right), \quad (18)$$

где

$$\bar{\mu} = \bar{\mu}(E_d, E_0) = [\overline{[\mu(E)]^{-1}}]^{-1},$$

$$\tau_M = \frac{\epsilon}{4 \pi e n \mu}.$$

Легко видеть, что здесь в зависимости от конкретного вида функции $\mu(E)$ переменное электрическое поле может оказывать различное влияние на электронное поглощение или усиление звука. В частности, можно показать, что при выполнении неравенства

$$\left. \frac{d^2 \mu}{dE^2} \right|_{E=E_d} > 2 \frac{\left(\frac{d\mu}{dE} \right)^2}{\mu} \Big|_{E=E_d}$$

включение слабого переменного электрического поля будет сдвигать порог усиления звука в сторону меньших полей E_d . При большой амплитуде E_0 переменного поля, когда $\bar{\mu}(E_d, E) \gg \mu(E_0, 0)$ (что может иметь место, например, при рассеянии электронов на ионизованной примеси), порог усиления звука может быть существенно снижен, что весьма важно для непрерывного режима работы акустоэлектронного усилителя. Кроме того, изучение характера сдвига порога усиления и измерение величины коэффициента усиления звука под действием переменного поля могут дать независимые сведения о механизме рассеяния импульса и энергии электронов при взаимодействии их со звуком.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Армянский педагогический
институт им. Х. Абовяна

Поступила 24.IV.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Чабан. Письма ЖЭТФ, 6, 967 (1967); 15, 108 (1972); ФТТ, 9, 3334 (1967).
2. Э. М. Эпштейн. ФТТ, 10, 2945 (1968).
3. В. М. Левин, Л. А. Черноватонский. ЖЭТФ, 59, 142 (1970); ФТТ, 11, 3308 (1969); 15, 1243 (1973); 15, 1596 (1973).
4. В. И. Пустовойт. УФН, 97, 257 (1969).
5. D. L. White. J. Appl Phys., 33, 2547 (1962).
6. H. N. Spector. Phys. Rev., 127, 1084 (1962).
7. Ю. В. Гуляев, В. В. Проклов. ФТП, 1, 1496 (1967).
8. Э. М. Эпштейн. ФТТ, 8, 274 (1966).
9. А. С. Бугаев, Ю. В. Гуляев, Г. Н. Шкердин. ФТТ, 12, 2654 (1970).
10. А. С. Бугаев, Ю. В. Гуляев. Phys. Stat. Sol. (b), 60, 467 (1973).
11. Ю. В. Гуляев и др. ФТП, 11, 22 (1977).

ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ
ԱԿՈՒՍՏՈՒԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ս. ԲՈՒԳԱՅԵՎ, ՅԱՆ. Վ. ԳՈՒԼՅԱՅԵՎ, Վ. Վ. ԴԵՆԻՍԵՆԿՈ, Ժ. Ե. ՍՄԲԱՏՅԱՆ

Կիսահաղորդիչներում դիտարկված է փոփոխական էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը ձայնի էլեկտրոնային կլանման և ուժեղացման վրա: Տարբեր մասնավոր դեպքերում ձայնի էլանման (ուժեղացման) գործակցի համար ստացված է անալիտիկ արտահայտություն: Ստացված է նաև էլեկտրական հոսանքի իմպուլսներով ձայնային ազդանշանի անընդմեջ ուժեղացում: Ցույց է տրված, որ փոփոխական էլեկտրական դաշտի օգնությամբ կարելի է զգալիորեն փոխել ձայնի կլանումը (ուժեղացումը) և տեղափոխել ձայնի ուժեղացման շեմը:

TO THE THEORY OF ACOUSTOELECTRONIC PHENOMENA
IN SEMICONDUCTORS IN A VARIABLE ELECTRIC FIELD

A. S. BUGAEV, Yu. V. GULYAEV, V. V. DENISENKO, Zh. E. SMBATYAN

The influence of a variable electric field on the electronic absorption and amplification of the sound in a semiconductor was investigated. The analytical expressions for the coefficient of sound absorption were obtained for different cases. The possibility of continuous amplification of the sound by electric current pulses is shown. It was also shown that the engaging of the electric field could lead to essential variations of sound amplification and to the shift of the sound amplification threshold.