

УДК 534.23

## ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2023 г. А. Ф. Бункин<sup>а</sup>, В. Г. Михалевич<sup>а, \*</sup>, В. Н. Стрельцов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,  
ГСП-1, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

\*e-mail: slava.mikhalevich@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.05.2022 г.

После доработки 06.07.2022 г.

Принята к публикации 22.09.2022 г.

Рассмотрено распространение линейно поляризованной поперечной звуковой волны в полупроводниковом слое с определенной кристаллографической структурой при достаточно высокой концентрации электронов проводимости. Полупроводниковый слой находится в пространственно однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости падения звуковой волны и модулированном со звуковой частотой. Связь плазменной подсистемы с акустическими колебаниями в слое реализуется за счет внутреннего пьезоэлектрического поля. Показано, что распространение звукового пучка в этих условиях сопровождается возникновением встречной звуковой волны с обращенным волновым фронтом. Найден коэффициент преобразования прямой и обращенной волн.

*Ключевые слова:* обращение волнового фронта, фонон-плазмонное взаимодействие пьезоэлектричество

DOI: 10.31857/S0320791922700010, EDN: DATWFU

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема взаимодействия электрокинетических волн в полупроводниках с коллективными модами другой физической природы остается актуальной на протяжении последних сорока лет. Это связано как с общефизическим интересом, в частности, с перенормировкой параметров возбуждений в твердом теле, так и с возможностью практического использования таких связанных подсистем. Отметим, например, усиление звука в условиях дрейфа электронно-дырочной полупроводниковой плазмы во внешних электрических полях [1–5].

К настоящему времени в публикациях рассмотрены многие аспекты поведения акустических волн при воздействии на среду электромагнитного поля. Одним из ярких наблюдаемых эффектов при таком воздействии является возникновение отраженных волн с обращенным волновым фронтом [6–8]. Интерес, в частности, представляет распространение звука в пьезополупроводниках, в силу возможностей воздействия на их электронную подсистему как самой акустической волной, так и внешними полями, что, в свою очередь, влияет на распространение звука и приводит к самовоздействию звуковых волн. Активно развиваются прикладные аспекты указанных явлений, основанные на модуляции процессов возбуждения и ре-

комбинации зарядов, транспорта носителей тока в полупроводниках, что составляет основу пьезотроники и пьезофотоники [9].

В работах [10–14] была изучена возможность обращения волнового фронта звуковых пучков при фонон-плазмонном взаимодействии в пьезополупроводниках или на деформационном потенциале при периодической пространственно-однородной лазерной засветке образца. Такая засветка при небольших временах продольной межзонной релаксации приводит к эффективной временной модуляции плотности свободных электронов в системе и, тем самым, модуляции перенормированной скорости звука в образце. Распространение звуковой волны в таком слое будет сопровождаться генерацией встречной обращенной волны. В определенном диапазоне параметров твердотельной плазмы обращенная волна будет испытывать усиление.

В настоящей работе исследуется фонон-плазмонное взаимодействие поперечной звуковой волны в полупроводниковом слое во внешнем магнитном поле звуковой частоты. Показано, что для полупроводников определенных кристаллографических классов и взаимной ориентации осей кристалла, волнового вектора падающей звуковой волны и направления магнитного поля в системе будет иметь место генерация встречной

акустической волны. Определен коэффициент преобразования звуковой волны в обращенную для различных параметров плазменных и акустических коллективных возбуждений в среде.

Рассмотрим бесконечный по координатам  $x, y$  полупроводниковый пьезо-слой толщины  $l$  ( $0 \leq z \leq l$ ), на который вдоль этой оси падает линейно поляризованная по оси  $x$  акустическая волна, описываемая смещением

$$U_{\text{inc}} = \frac{1}{2} U^+(z, t) e^{-i(\omega t - kz)} + \text{с.с.}$$

Будем считать, что пьезоактивный кристалл полупроводника обладает кубической осью симметрии, причем ось  $z$  совпадает с осью [011], ось  $x$  соответствует при этом [100]. Такая геометрия применима к различным полупроводникам, например, к арсениду галлия и фосфиду галлия [15].

В этих условиях для тензора механических напряжений и вектора электромагнитной индукции будем иметь [1]:

$$\begin{aligned} \sigma_{xz} &= C \frac{\partial U_x}{\partial z} - \bar{e} E_z, \\ D_z &= \epsilon E_z + 4\pi \bar{e} \frac{\partial U_x}{\partial z}, \end{aligned}$$

где  $C$  и  $\bar{e}$  – модуль упругости и пьезомодуль, отвечающие выбранной геометрии;  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость образца, изотропная для рассматриваемой симметрии. Слой находится в пространственно однородном переменном магнитном поле звуковой частоты  $\omega$ , направленном вдоль оси  $y$   $B_y = B \cos \omega t$ .

Далее без существенного ограничения общности будем считать полупроводник невырожденным, массы  $m_e$  свободных электронов и дырок скалярными. При этом для простоты будем предполагать, что эффективные массы дырок намного превосходят массы электронов, так что можно считать твердотельную плазму электронной.

В длинноволновом приближении для плазменной подсистемы можно использовать гидродинамическое описание, причем для звуковых частот индуцированное внутриплазменное электрическое поле можно считать статическим.

Далее будем считать, что темновая концентрация электронов в зоне проводимости достаточно велика, а время продольной релаксации (в случае преимущественной оптической генерации электронно-дырочной плазмы) превосходит период акустических колебаний.

В пренебрежении диффузией электронов можно записать уравнение для нулевых моментов плотности свободных электронов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + N \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

где  $N, n$  – равновесная плотность и девиация плотности плазмы во внешних полях соответственно. Для средней скорости свободных электронов  $\mathbf{V}$  имеем:

$$\begin{cases} \frac{\partial V_z}{\partial t} + v V_z = -\frac{e}{m} E_z - \frac{e}{mc} V_x(z, t) B \cos \omega t, \\ \frac{\partial V_x}{\partial t} + v V_x = \frac{e}{mc} V_z(z, t) B \cos \omega t, \end{cases} \quad (2)$$

где  $v$  – частота столкновений электронов с изменением импульса,  $m = m_e$ . Отметим, что в обычных условиях  $v \gg \omega$ , так что при звуковых частотах для скорости электронов (см. далее) членами с временной производной в (2) можно пренебречь и система (2) редуцируется в алгебраическую. В системе уравнений (2) опущен член, отвечающий второму моменту функции распределения для электронов проводимости. Для максвелловской электронной плазмы при обычных частотах столкновений этот момент определяется газокINETическим давлением  $p = nKT$ . Как будет показано апостериори, в реальных условиях этот член пренебрежимо мал по сравнению с оставленными. К уравнениям (1), (2) должны быть добавлены уравнения Максвелла для внутриплазменного индуцированного поля  $E_z = E$  и уравнение теории упругости для акустической волны (далее будем рассматривать лишь вынужденные плазменные колебания):

$$\begin{aligned} \epsilon \frac{\partial E}{\partial z} + 4\pi \bar{e} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} &= -4\pi en, \\ \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= C \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \bar{e} \frac{\partial E}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\rho$  – плотность пьезоэлектрика.

Связь акустической и плазменной подсистем определяется малым коэффициентом электро-механической связи. Таким образом, акустические смещения  $U$  в системе можно представить в виде:

$$U = \frac{1}{2} U^+ e^{-i(\omega t - kz)} + \frac{1}{2} U^- e^{-i(\omega t + kz)} + \text{с.с.},$$

где  $U^\pm$  – медленно меняющиеся амплитуды.

Далее нас будет интересовать стационарный режим обращения волнового фронта, так что

$$U^\pm = U^\pm(z), \quad \frac{dU^\pm}{dz} \ll k U^\pm, \quad k = \frac{\omega}{V_s},$$

$V_s$  – скорость звука в обрабатываемом слое в отсутствие электрон-фононного взаимодействия.

Аналогичным образом можно представить и другие переменные, причем с достаточной степенью точности связь динамических переменных плазменной подсистемы можно считать локальной. Окончательно получаем замкнутую систему

алгебраических и дифференциальных уравнений, описывающую общую динамику фонон-плазмонного взаимодействия в системе.

Отметим также, что коэффициент параметрического преобразования медленных амплитуд встречных волн (см. далее) определяется отношением  $\frac{\Omega_c^2}{v^2}$ , где  $\Omega_c = \frac{|e|B}{mc}$  – циклотронная частота электрона, и при типичных параметрах полупроводниковой плазмы мал.

С учетом сказанного, для напряженности индуцированного внутривлазменного электрического поля и амплитуд акустического смещения получаем:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\omega_n^2}{v\omega} \frac{1}{4} \left(\frac{\Omega_c}{v}\right)^2 E^+ + \left(i\varepsilon + \frac{\omega_n^2}{v\omega}\right) E^{-*} = 4\pi\bar{e}k U^{-*}, \\
 & \left(i\varepsilon - \frac{\omega_n^2}{v\omega}\right) E^+ + \frac{1}{4v\omega} \frac{\omega_n^2}{v} \left(\frac{\Omega_c}{v}\right)^2 E^{-*} = 4\pi\bar{e}k U^+, \\
 & \frac{dU^+}{dz} = \frac{4\pi\bar{e}k}{2\rho V_s^2 \left[\varepsilon^2 + \left(\frac{\omega_n^2}{v\omega}\right)^2\right]} \times \\
 & \times \left[ -\left(i\varepsilon + \frac{\omega_n^2}{v\omega}\right) U^+ + \frac{1}{4v\omega} \frac{\omega_n^2}{v} \left(\frac{\Omega_c}{v}\right)^2 U^{-*} \right], \\
 & \frac{dU^{-*}}{dz} = -\frac{4\pi\bar{e}k}{2\rho V_s^2 \left[\varepsilon^2 + \left(\frac{\omega_n^2}{v\omega}\right)^2\right]} \times \\
 & \times \left[ \left(i\varepsilon - \frac{\omega_n^2}{v\omega}\right) U^{-*} + \frac{1}{4v\omega} \frac{\omega_n^2}{v} \left(\frac{\Omega_c}{v}\right)^2 U^+ \right],
 \end{aligned} \tag{4}$$

где  $\omega_n^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$  – плазменная частота.

Как следует из (4), фонон-плазмонное взаимодействие приводит при отсутствии магнитного поля ( $\Omega_s = 0$ ), как и следовало ожидать, к обычному затуханию акустических волн и дополнительной акустической дисперсии в системе, а при наличии переменного поля – к параметрическому взаимодействию прямой и встречной сопряженной акустической волн. Устраняя дисперсионный набег фаз заменой

$$U^+ = \tilde{U}^+ \exp\left(-i \frac{4\pi\bar{e}k}{2\rho V_s^2 \left[\varepsilon^2 + \left(\frac{\omega_n^2}{v\omega}\right)^2\right]}\right)$$

и такой же заменой для  $U^{-*}$ , окончательно имеем

$$\begin{aligned}
 \frac{d\tilde{U}^{-*}}{d\xi} &= -\frac{1}{4} \left(\frac{\Omega_c}{v}\right)^2 \tilde{U}^+ + \tilde{U}^{-*}, \\
 \frac{d\tilde{U}^+}{d\xi} &= -\tilde{U}^+ + \frac{1}{4} \left(\frac{\Omega_c}{v}\right)^2 \tilde{U}^{-*}.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь

$$\xi = 2k \frac{\pi q^2}{\varepsilon^2 + \left(\frac{\omega_n^2}{v\omega}\right)^2} \frac{\omega_n^2}{v\omega} z$$

– безразмерная координата,  $q = \sqrt{\frac{\bar{e}^2}{\rho V_s^2}}$  – коэффициент электромеханической связи в пьезоэлектрике. Без существенного ограничения общности во избежание громоздкости далее будем предполагать, что акустические импедансы обрабатываемого слоя и окружающей среды в отсутствие магнитного поля совпадают. Тогда граничные условия для (5) имеют очевидный вид:

$$\tilde{U}^+(0) = U_0, \quad \tilde{U}^{-*}(L) = 0, \tag{6}$$

где  $U_0$  – амплитуда падающей звуковой волны на входе пьезоэлектрического слоя,  $L$  – безразмерная толщина слоя. Решение (5), (6) тривиально и дает для выходной амплитуды встречной отраженной волны  $U^-(0)$ :

$$U^-(0) = \frac{1}{8} \eta (e^{-2L} - 1) U_0^*, \tag{7}$$

где  $\eta = \left(\frac{\Omega_c}{v}\right)^2$ .

Таким образом, распространение падающей акустической волны в слое сопровождается генерацией встречной отраженной волны  $U^-(0) \sim U_0^*$ . Коэффициент преобразования прямой и отраженной волн по амплитуде монотонно растет, как и следовало ожидать, с ростом толщины обрабатываемого слоя, достигая при  $L > 1$  значения  $\frac{1}{8} \left(\frac{\Omega_c}{v}\right)^2$ . При  $L \rightarrow 0$  коэффициент преобразования также стремится к нулю.

Полученные результаты позволяют оценить опущенный в (2) член, отвечающий максвелловскому давлению в электронном газе. Условие пренебрежимости этим членом имеет вид:

$$\frac{KT}{m} \frac{\nabla n^+}{n} < \frac{e}{m} E^+. \tag{8}$$

Девиация плотности  $n^+$  определяется из уравнения (1). Окончательно для требуемого условия (8)

имеем  $\frac{KT}{m} \frac{\omega}{V_s^2 v} \ll 1$ , что для обычных параметров

полупроводниковой плазмы выполняется с большим запасом.

Таким образом, пьезополупроводниковый слой в переменном магнитном поле обеспечивает в определенной области параметров акустической волны и полупроводниковой плазмы обращение волнового фронта звуковых пучков. При этом коэффициент преобразования пропорционален квадрату напряженности модулирующего магнитного поля.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-00172.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мэзон У. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. М.: Иностран. Лит., 1952. 320 с.
2. Szeftel J., Huang G. Study of an acoustoelectric instability in piezoelectric semiconductors // Int. J. Modern Physics B. 2007. V. 21. № 23. P. 4201–4211.
3. Willatzen M., Christensen J. Acoustic gain in piezoelectric semiconductors at e-near-zero response // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. P. 041201-1-04201-5.
4. Gokhale V.J., Rais-Zade M. Phonon-electron interactions in piezoelectric semiconductors bulk acoustic wave resonators // Scientific Reports. 2014. V. 4. P. 1–10.
5. Ghost S., Muley A., Acousto-electric interaction in magnetized piezoelectric semiconductor quantum plasma // Acta Physica Polonica A. 2016. V. 130. № 6. P. 1401–1405.
6. Брысев А.П., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л. Обращение волнового фронта ультразвуковых пучков // Успехи физ. наук. 1998. Т. 168. С. 877–890.
7. Преображенский В.Л. Волны с параметрически обращенным фронтом: применение в нелинейной акустоскопии и диагностике // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. С. 108–112.
8. Preobrazhensky V.L., Aleshin V.V., Pernod P. Resonance of Feshbach-type and explosive instability of magneto-elastic waves in solids // Wave Motion. 2018. V. 81. P. 15–24.
9. Wang Z.L. and Wu W. Piezotronics and piezo-photonics: fundamentals and applications // National Sci. Rev. 2014. V. 1. № 1. P. 62–90.
10. Стрельцов В.Н. Оптико-акустическое взаимодействие в полупроводниках и ОВФ звуковых пучков // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 10. С. 2144–2146.
11. Брысев А.П., Стрельцов В.Н. Оптоакустическое взаимодействие и обращение волнового фронта звуковых пучков в пьезополупроводниках // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 564–566.
12. Брысев А.П., Стрельцов В.Н. Об обращении волнового фронта звуковых пучков в переменном магнитном поле // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 5. С. 658–661.
13. Ohno M., Yamamoto K., Kokubo A., Sakai K., Takagi K. Acoustic phase conjugation by nonlinear piezoelectricity. I. Principle and basic experiments // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 106. № 3. Pt. 1. P. 1330–1338.
14. Mikhalevich V.G., Streltsov V.N. Phase conjugation of sound in semiconductors under an AC magnetic field // Physics of Wave Phenomena. 2014. V. 22. № 1. P. 49–51.
15. Васильев В.С., Каневский И.Н. Ультразвуковые методы исследования пьезоэлектрических полупроводниковых материалов // Акуст. журн. 1970. Т. 16. № 2. С. 169–191.