

# Новый механизм оптоакустического отклика в полупроводнике

© Н.В. Чигарев

Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,  
119992 Москва, Россия

E-mail: cnv@mail.ru

(Поступила в Редакцию 13 мая 2003 г.)

Недавно полученные полупроводники, обладающие ферромагнитными свойствами, могут оказаться весьма перспективными средами для оптоакустических приложений. В них возможна генерация звука при переходе в ферромагнитную фазу, контролируемом плотностью фотовозбужденных носителей. Сравняются эффективности указанного и электронно-деформационного механизмов фотовозбуждения звука. Сделана оценка длительности акустических импульсов, генерируемых при изменении магнитной восприимчивости образца.

## 1. Введение

Задачи лазерной оптоакустики требуют получения все более коротких и мощных акустических импульсов. Полупроводники являются перспективными средами для оптоакустических задач, поскольку активно применяются в микроэлектронике. Перспективам диагностики и бесконтактного контроля качества полупроводниковых материалов методами лазерной оптоакустики посвящено значительное число экспериментальных работ. Механизмы оптоакустического отклика в полупроводниках исследованы в работе [1]. В непьезоэлектрических полупроводниках известны два механизма оптоакустического преобразования: термоупругий и электронно-деформационный. Первый механизм является универсальным в том смысле, что действует в газах, жидкостях и твердых телах. Второй механизм возникает при межзонном оптическом возбуждении электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в полупроводнике. Процессы динамики ЭДП определяют профиль акустического импульса, возбуждаемого за счет деформационного потенциала электронов и дырок. Изучение профилей генерируемых акустических импульсов позволяет исследовать процессы, происходящие в электронной подсистеме на коротких временах.

Ультразвуковые волны, генерируемые электронно-деформационным потенциалом в Ge и Si, исследовались с помощью наносекундных лазерных импульсов [2]. С развитием техники генерации коротких оптических импульсов появилась возможность применения сначала пико-, а затем и фемтосекундных лазеров для целей оптоакустики. В работах [3,4] исследовано фотовозбуждение и распространение импульсов гиперзвука с временным разрешением  $\sim 100$  ps в кристаллическом германии. Был сделан вывод об электронно-деформационном механизме фотовозбуждения гиперзвука в германии на субпикосекундной временной шкале. Аналогичные эксперименты с монокристаллами Si и GaAs проведены в работе [5]. В [6] исследуется генерация сверхкоротких акустических импульсов в монокристаллическом GaAs на фемтосекундной лазерной установке с временным разрешением  $\sim 100$  fs. Было

показано, что электронно-деформационный механизм фотовозбуждения звука достаточно эффективен в полупроводниках на нано-, пико- и субпикосекундной временной шкале. В то же время длительность генерируемых им акустических импульсов ограничивается процессами диффузионного расширения и рекомбинации ЭДП. Поэтому достаточно актуален поиск новых, эффективных механизмов фотовозбуждения коротких акустических импульсов. Весьма перспективными средами для этой цели представляются недавно полученные полупроводники, имеющие при определенных условиях ферромагнитную фазу [7,8].

## 2. Плазменные механизмы фотогенерации гиперзвука в полупроводнике

Рассмотрим образец полупроводника, помещенный в постоянное электрическое поле  $E$ , направленное перпендикулярно его поверхности. Пусть поверхность полупроводника облучается пучком накачки импульсного лазера, генерируя ЭДП в приповерхностном слое толщиной, равной обратному коэффициенту поглощения света  $\alpha^{-1}$ . Будем рассматривать систему на временах свыше  $\sim 1$  ps, когда ЭДП можно считать равновесной. Пусть пакет свободных носителей перемещается в постоянном электрическом поле со скоростью  $v = \mu E$ , где  $\mu$  — подвижность пакета носителей ЭДП. Тогда временная динамика ЭДП в приповерхностном слое определяется следующим уравнением, учитывающим процессы диффузии, рекомбинации и дрейфа ЭДП

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - v \frac{\partial N}{\partial x} - \gamma(N)N + \frac{(1-R)e^{-\alpha x} I(t)}{h\nu}, \quad (1)$$

в котором  $N = N(t, x)$  — концентрация ЭДП,  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\gamma = \gamma(N)$  — обратное время рекомбинации, зависящее от концентрации ЭДП и учитывающее различные процессы ее рекомбинации. Поскольку обычно для диаметра лазерного пучка  $d_p$  — выполняется соотношение  $d_p \gg \alpha^{-1}$ , динамика ЭДП может быть описана одномерным уравнением (1). Динамика плотности энергии лазерного импульса описывается

функцией  $I(t)$ ;  $R$  — коэффициент отражения поверхности полупроводника;  $h\nu$  — энергия светового кванта. На динамику ЭДП в непрямозонном полупроводнике влияют процессы линейной и Оже-рекомбинации [9]

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_1 N^2,$$

определяемые коэффициентами  $\gamma_0$  и  $\gamma_1$  соответственно. Линейная рекомбинация актуальна на временах  $\gamma_0^{-1} \geq 10 \mu\text{s}$ . Процессы Оже-рекомбинации существенно влияют на динамику ЭДП при достаточно высоких ее концентрациях. Например, для кристаллического Ge при  $N \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  значение  $\gamma_1^{-1} \approx 0.3 \mu\text{s}$  [9]. Скорость процесса диффузии ЭДП может быть определена соотношением

$$v_D = D \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial x}.$$

Оценку скорости диффузии можно получить, исходя из того, что  $N(x, 0) \sim \exp(-\alpha x)$ :  $v_D \approx \alpha D$ . Рассмотрим случай, когда процессами диффузии ЭДП можно пренебречь по сравнению с процессами дрейфа:  $v \gg v_D$ . В эксперименте достаточно просто реализовать следующие параметры:  $v \sim 10^5 \text{ cm/s}$ ,  $D \sim 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $\alpha \ll 10^4 \text{ cm}^{-1}$ . Будем также рассматривать процессы на временах короче  $\gamma_0^{-1}, \gamma_1^{-1}$ , пренебрегая процессами рекомбинации. Уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -v \frac{\partial N}{\partial x} + \frac{(1-R)e^{-\alpha x} I(t)}{h\nu}. \quad (2)$$

Условия на поверхности  $N(t, x=0) = 0$  определяются отсутствием потока ЭДП через границу. Решение уравнения (2) может быть получено методом преобразований Лапласа, описанным, например в [1], и имеет в спектральном виде выражение

$$N_\omega(z) = \frac{e^{-\alpha x} - e^{-\frac{i\omega}{v}x}}{i\omega - \alpha v} I_\omega, \quad (3)$$

где  $I_\omega$  — Фурье-образ огибающей лазерного импульса, имеющий обычно гауссовский вид  $I_\omega = I_0 \times \exp(-(\omega/\omega_0)^2)$ . Частота  $\omega_0$  определяется длительностью лазерного импульса, для которой положим  $\omega_0 \sim 10^{10} \text{ Hz}$ . Эту величину достаточно просто получить с использованием современных лазеров [3]. Решение (3) описывает перенос профиля ЭДП вдоль оси  $x$  с постоянной скоростью  $v$  (рис. 1).

Предположим далее, что свободные носители, генерируемые при межзонном поглощении света накачки, приводят к фазовому переходу в ферромагнитную фазу в приповерхностном слое. Эффект перехода из парамагнитной в ферромагнитную фазу наблюдался в PbSnMnTe при концентрациях примесей  $> 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  и температурах  $\leq 4 \text{ K}$  [10]. Ферромагнитное состояние наблюдалось также в образцах  $(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{GeP}_2$  при  $T \approx 300 \text{ K}$  [8]. Покажем далее, что фотоиндуцированный переход в ферромагнитное состояние может сопровождаться возбуждением импульсов гиперзвука. Рассмотрим процесс генерации акустических импульсов в рамках теории, изложенной в [1,9]. Механическое смещение  $u(t, x)$  в образце описывается волновым

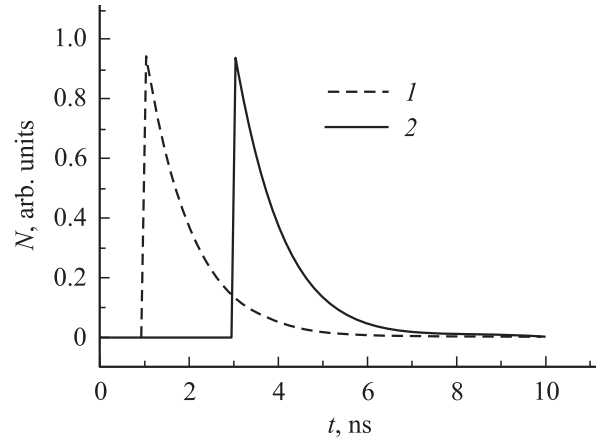


Рис. 1. Динамика плотности ЭДП.  $x$ ,  $\mu\text{m}$ : 1 — 10, 2 — 12.

уравнением с источниками звука  $G(t, x)$  в правой части

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial G}{\partial x}, \quad (4)$$

где  $c_a$  — скорость звука,  $\rho$  — плотность массы образца. Пусть фотоиндуцированные свободные носители заряда, сконцентрированные в приповерхностном слое полупроводника, обеспечивают переход полупроводника в ферромагнитное состояние в этом слое.

Источники звука в этом случае определяются соотношением для объемной плотности энергии магнитного поля в веществе

$$G(t, x) = \frac{\mu(t, x)\mu_0 H^2}{2}, \quad (5)$$

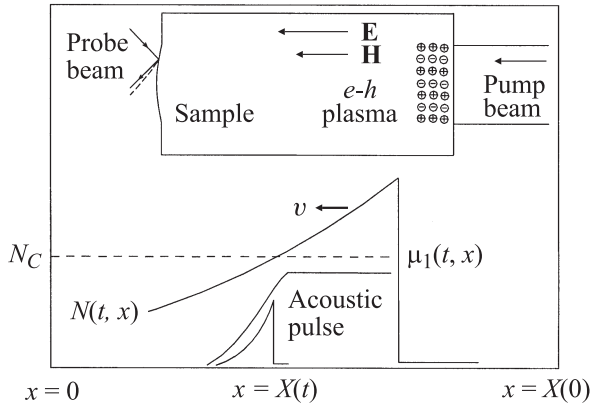
где  $\mu(t, x)$  — магнитная восприимчивость вещества, которая зависит от плотности распределения свободных носителей заряда. Существенным для возбуждения акустических импульсов является наличие переходного слоя в окрестности с некоторым критическим значением концентрации ЭДП  $N_C$ , где  $\mu$  меняется от минимального до максимального значения. Эта область может являться источником звука (рис. 2).

Оценим эффективность генерации звука при изменении  $\mu$ . Для напряженности насыщающего магнитного поля  $H \sim 10 \text{ kOe}$  и изменения магнитной восприимчивости при фазовом переходе  $\Delta\mu \sim 1$ , типичных для экспериментов с полупроводниковыми материалами [7], плотность энергии, переходящей в акустическое колебание,  $\Delta G_M \approx 5 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ .

Сравним энергетику генерации указанного механизма и электронно-деформационного механизма, исследованного в [4] на субнаносекундной временной шкале. Эффективность последнего оценивается из следующего соотношения:

$$G_E \approx -dN \frac{\alpha^{-1}}{\lambda_a},$$

где  $d$  — деформационный потенциал ЭДП,  $\lambda_a \approx 50 \mu\text{m}$  — характерная длина волны генерируемого



**Рис. 2.** Качественная картина распределения плотности ЭДП  $N(x)$  и магнитной восприимчивости  $\mu_1(x)$  в момент времени  $t$ . Направление магнитного  $\mathbf{H}$  и электрического  $\mathbf{E}$  полей указано.  $X(t)$  — положение спада  $\mu_1(x)$  определяется критическим значением концентрации ЭДП  $N_C$ , при которой происходит фазовый переход полупроводника в ферромагнитное состояние.

акустического импульса, генерируемого в процессе диффузии ЭДП. Фотовозбуждение импульсов гиперзвука в кристаллическом германии осуществлялось лазером с длиной волны  $1.06 \mu\text{m}$ , импульсом длительностью  $\approx 100 \text{ ps}$ , частотой повторения импульсов  $100 \text{ MHz}$ , плотностью энергии импульса возбуждения  $w \approx 10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  [3]. Исходя из этих параметров, плотность ЭДП оценивается как  $N \approx w\alpha/hv \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  для глубины поглощения света в германии  $\alpha^{-1} \approx 1 \mu\text{m}$ . Соответственно для  $|d| \approx 7 \text{ eV}$  в германии плотность энергии электронно-деформационного механизма составляет  $|G_E| \approx 1.4 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ . Таким образом, рассмотренный механизм генерации звука в магнитном поле при определенных условиях по эффективности может быть сравним с электронно-деформационным.

Коэффициент преобразования энергии импульса возбуждения в звук в наших экспериментах с кристаллическим германием составляет

$$k_E = \frac{|G_E|}{w\alpha} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \approx 1.5 \cdot 10^{-7}.$$

В то же время длительность генерируемого акустического импульса при имеющихся плотностях возбуждения определяется процессом диффузии ЭДП и составляет  $\sim 1 \text{ ns}$ , что существенно превышает предельную длительность импульса звука  $\sim 1 \text{ ps}$  [1].

### 3. Моделирование генерации звука

Возьмем в качестве функции, моделирующей пространственное распределение магнитной проницаемости полупроводника  $\mu(t, x)$  на спаде распределения  $N(t, x)$ ,

следующую (рис. 2):

$$\mu(t, x) = \begin{cases} \mu_1, & x \leq X(t) \\ \mu_1 \cdot \exp\left(-\frac{x-X(t)}{\delta}\right), & x > X(t), \end{cases}$$

где  $\delta$  — толщина переходного слоя,  $\mu_1$  — магнитная восприимчивость полупроводника в ферромагнитном состоянии. Точка перехода  $X(t)$  определяется критическим значением концентрации ЭДП  $N \approx N_C$ , при котором происходит переход полупроводника из неферромагнитного в ферромагнитное состояние.

Часто в эксперименте акустический импульс фотовозбуждается на одной из граней образца, а зондируется на другой (рис. 2) [4]. Предположим, что фронт намагниченности движется с постоянной скоростью  $v < c_a$  по направлению к началу координат  $x = 0$  в соответствии с движением ЭДП. Поскольку звуковой импульс генерируется только в области градиента  $\mu(t, x)$ , для дальнейшего анализа предположим выражение для источника звукового импульса.

$$G(t, x) = \begin{cases} 0, & x \leq X(0) - vt \\ G_0 \cdot \exp\left(-\frac{x+vt-X(0)}{\delta}\right), & x > X(0) - vt, \end{cases} \quad (6)$$

где  $G_0 = \mu_1\mu_0 H^2/2$  — амплитудное значение плотности энергии (5).

В результате применения преобразования Фурье по  $t$  и преобразования Лапласа по  $x$  к выражению (6) имеем

$$\hat{G}(\omega, p) = \frac{G_0}{\left(i\omega + \frac{v}{\delta}\right) \left(p - \frac{i\omega}{v}\right)}. \quad (7)$$

В (7) исключен множитель  $\exp(-i\omega X(0)/v)$ , отвечающий сдвигу профиля акустического импульса вдоль оси  $t$ . Спектр смещения поверхности находится соответствующими преобразованиями Лапласа и Фурье волнового уравнения (4) и имеет вид [9]

$$\hat{u}(\omega) = \frac{-i\omega}{\rho c_a^3} \left( \hat{G}\left(\omega, i\frac{\omega}{c_a}\right) - \hat{G}\left(\omega, -i\frac{\omega}{c_a}\right) \right). \quad (8)$$

Из (8) имеем выражение для деформации поверхности полупроводника  $x = 0$

$$u(t) = \frac{2G_0}{\rho c_a^2 \left(\frac{c_a^2}{v^2} - 1\right)} \exp\left(-\frac{vt}{\delta}\right).$$

Таким образом, длительность генерируемого при перемагничивании акустического импульса может быть оценена соотношением  $\delta/v \approx 10 \text{ ps}$ , для толщины слоя  $\delta \approx 10 \text{ nm}$  (несколько межатомных расстояний), скорости дрейфа пакета носителей  $\approx 10^5 \text{ cm/s}$ .

В эксперименте скорость движения фронта перемагничивания может меняться со временем и определяется динамикой ЭДП, на которую влияют различные процессы. Из исследования профиля генерируемых за

счет рассматриваемого механизма акустических импульсов можно определить ряд важных параметров, таких как толщина слоя, в котором происходят процессы перемагничивания образца  $\delta$ , скорость движения фронта перемагничивания  $v$ . Отметим, что экспериментально наблюдалось сверхзвуковое расширение ЭДП при комнатной температуре, которое влияло на динамику генерируемых звуковых импульсов [4]. Также весьма привлекательно выглядят низкотемпературные эксперименты с полупроводниками в магнитном поле по усилению гиперзвуковых импульсов. Подобные эксперименты проводились ранее, когда наблюдалась перекачка энергии от спиновой системы к кристаллической решетке граната, сопровождавшаяся усилением ультразвуковых импульсов [11].

## Список литературы

- [1] В.Э. Гусев, А.А. Карабутов. Лазерная оптоакустика. Наука, М. (1991). 34 с.
- [2] S.M. Avanesyan, V.E. Gusev, N.I. Zheludev. *Appl. Phys.* **A 40**, 163 (1986).
- [3] Н.В. Чигарев, Д.Ю. Парашук, Ю.С. Пан, В.Э. Гусев. *ЖЭТФ* **121**, 728 (2002).
- [4] N.V. Chigarev, D.Yu. Paraschuk, X.Y. Pan, V.E. Gusev. *Phys. Rev.* **B 61**, 15 837 (2000).
- [5] N.V. Chigarev, D.Yu. Paraschuk. *Proc. SPIE* **4749**, 167 (2002).
- [6] O.B. Wright, B. Perrin, O. Matsuda, V.E. Gusev. *Phys. Rev.* **B 64**, 81 202 (2001).
- [7] И.О. Троянчук, Д.А. Ефимов, Д.Д. Халявин, Н.В. Пушкарев, Р. Шимчак. *ФТТ* **42**, 1, 81 (2000).
- [8] S. Cho, S. Choi, G. Cha, S. Hong, Y. Kim, Y. Zhao, A.J. Freeman, J.B. Ketterson, B.J. Kim, Y.C. Kim, B. Choi. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 257 203 (2002).
- [9] С.А. Ахманов, В.Э. Гусев. *УФН* **162**, 3, 3 (1992).
- [10] T. Story, R.R. Gatazka, R.B. Frankel, P.A. Wolff. *Phys. Rev. Lett.* **56**, 777 (1986).
- [11] E.B. Tucker. *Phys. Rev. Lett.* **6**, 547 (1961).