

Параметрическое обращение нелинейных акустических волн

А. П. Брысев¹⁾, В. Г. Михалевич, В. Н. Стрельцов

Научный центр волновых исследований института общей физики РАН,
119991 ГСП-1, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 апреля 2002 г.

Предложен и исследован механизм параметрического обращения ультразвукового поля квазимонохроматического излучателя, помещенного в нелинейную акустическую среду, основанный на фонон-плазмонном взаимодействии в полупроводниках с высокой концентрацией электронных ловушек при облучении образца периодической последовательностью коротких лазерных импульсов. Исследован спектр выходного сигнала и, соответственно, временной профиль пространственно обращенной волны в зависимости от интенсивности и длительности импульсов лазерной накачки. Показано, что за счет подбора параметров лазерной накачки можно осуществлять управление спектром обращенной волны и, в частности, добиваться высокой степени репродуцирования пространственно-временной структуры исходной волны. Частотное согласование гармоник нелинейной ультразвуковой волны и фурье-частот накачки при определенном выборе частоты следования лазерных импульсов в рассматриваемой схеме происходит автоматически.

PACS: 43.25.Jh, 42.65.Hw

Проблема обращения волнового фронта (ОВФ) ультразвуковых пучков является одной из актуальных задач современной физической акустики. Наиболее эффективным механизмом ОВФ звука является взаимодействие акустических колебаний с коллективными нефононными модами в твердых телах во внешних переменных силовых полях [1]. Внешнее поле, модулируя параметры лабильной неакустической подсистемы, приводит к временной модуляции эффективных звуковых констант среды и, тем самым, к генерации обращенной звуковой волны.

К настоящему времени экспериментально реализован закритический режим ОВФ монохроматической ультразвуковой волны при фонон-магнотронном взаимодействии в магнитострикционной керамике в переменном магнитном поле и коэффициентом усиления свыше 80 дБ [1].

Следует отметить, что в физически и практически интересном случае обращения интенсивных ультразвуковых пучков обращаемая волна существенно нелинейна и полное обращение, понимаемое как восстановление пространственно-временного распределения акустического поля на источнике, предусматривает синхронизованное ОВФ всех ее гармоник, формируемых в процессе распространения падающей волны в нелинейной акустической среде. В этом отношении ситуация в акустике отличается от оптики, где задача обращения исчерпывается обращением монохроматических волн.

ОВФ нелинейных волн в настоящее время не может быть осуществлено с помощью многоканальных аналогово-цифровых систем [2]. Использование для этой цели физических механизмов параметрического типа требует, очевидно, применения источников когерентной широкополосной модулирующей накачки. При накачке образца магнитным или электрическим полем создание таких источников трудноосуществимо.

В настоящей работе предложен и исследован механизм параметрического обращения ультразвукового поля квазимонохроматического излучателя, помещенного в нелинейную акустическую среду, основанный на фонон-плазмонном взаимодействии в полупроводниках с высокой концентрацией электронных ловушек при облучении образца периодической последовательностью коротких лазерных импульсов. Исследован спектр выходного сигнала и, соответственно, временной профиль пространственно обращенной волны в зависимости от интенсивности и длительности импульсов лазерной накачки. Показано, что за счет подбора параметров лазерной накачки можно осуществлять управление спектром обращенной волны и, в частности, добиваться высокой степени репродуцирования пространственно-временной структуры исходной волны. Частотное согласование гармоник нелинейной ультразвуковой волны и частот ОВФ-накачки при определенном выборе частоты следования лазерных импульсов в рассматриваемой схеме происходит автоматически.

¹⁾e-mail: brysev@orc.ru

В работах [3,4] был предложен и подробно исследован механизм ОВФ монохроматических (с частотой ω) ультразвуковых пучков при фонон-плазмонном взаимодействии в полупроводниках в условиях модуляции концентрации электронов проводимости при облучении образца последовательностью (с периодом $T = \pi/\omega$) коротких лазерных импульсов длительностью τ_i . При малых временах релаксации τ_{rel} , отвечающих в практически реализуемых условиях высокой концентрации электронных ловушек, такой механизм обеспечивает ОВФ интенсивной звуковой волны начальной частоты ω , распространяющейся в среде с обычной акустической нелинейностью.

Пусть на вход плоскопараллельного полупроводникового ОВФ-слоя, толщиной l , падает нелинейная²⁾ поперечная акустическая волна частоты ω со смещением $U^+(0)$:

$$U^+(0) = \sum U_s^+(0) \exp(is\omega t).$$

Будем предполагать, что фонон-электронная связь реализуется за счет пьезоэффекта, а коэффициент преобразования акустических гармоник за счет собственной акустической нелинейности полупроводника меньше коэффициента параметрического преобразования в системе. Тогда для кристаллической структуры полупроводника и геометрии распространения, принятых в [4], полная система уравнений для акустического смещения U , плотности n колебаний электронов в ленгмюровской волне (дырочной компонентой плазмы мы пренебрегаем, считая $m_e < m_p$, где m_e, m_p – эффективные массы электронов и дырок соответственно), внутреннего электрического поля E и скорости электронов V имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{N - n_0}{\tau_{rel}} &= \gamma I(t); \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n}{\tau_{rel}} + N \frac{\partial V}{\partial z} = 0; \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \nu V &= -\frac{e}{m_e} E; \\ \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} &= C \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \bar{\epsilon} \frac{\partial E}{\partial z}; \quad \epsilon \frac{\partial E}{\partial z} + \bar{\epsilon} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -4\pi en. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ – плотность полупроводника; $C, \bar{\epsilon}, \epsilon$ – модуль упругости, пьезомодуль и диэлектрическая проницаемость образца, ν – частота рассеяния электронов, N – равновесная концентрация электронов в зоне проводимости во внешнем лазерном поле интенсивности $I(t)$, γ – коэффициент поглощения света, n_0 – темновая концентрация электронов.

²⁾ Подразумевается, что образования разрыва в волне не произошло.

В соответствии с вышесказанным $I(t)$ можно разложить в ряд Фурье:

$$I(t) = I_0 + \sum_{s \neq 0} I_s e^{2is\omega t}.$$

Из (1) в одномерном приближении в стационарном режиме полное акустическое поле в среде можно представить в виде

$$U = 0.5 \left[\sum_s U_s^+(z) \exp[-is(\omega t - kz)] + \sum_s U_s^-(z) \exp[-is(\omega t + kz)] + \text{c.c.} \right],$$

где $U(z)$ – медленные амплитуды, $\omega = kV_s$, V_s – скорость звука в среде, k – волновой вектор. Тогда, аналогично [3,4], при $\omega\tau_{rel} < 1$, $n_0 < N$ для компонент U_s^\pm получаем систему независимых парных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dU_s^{+*}}{dz} &= -isq(I_s/I_0)^2 \frac{1}{(\epsilon + q)^2 - q^2(I_s/I_0)^4} U_s^-, \\ \frac{dU_s^-}{dz} &= -isq(I_s/I_0)^2 \frac{1}{(\epsilon + q)^2 - q^2(I_s/I_0)^4} U_s^{+*}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $q = \omega_{p0}^2 \tau_{rel} / \nu$, ω_{p0}^2 – плазменная частота, определяемая постоянной составляющей $I(t)$: $\omega_{p0}^2 = 4\pi e^2 \gamma \tau_{rel} I_0 / m_e$. При выводе (2) мы перешли к безразмерной переменной

$$\bar{z} = z \frac{4\pi \bar{\epsilon}^2 k}{2\rho V_s^2}.$$

Общее решение (2) для выходной компоненты $U_s^-(0)$ амплитуды акустического поля дает

$$U_s^-(0) = -iU_s^{+*}(0) \operatorname{tg} \left[\frac{sq(I_s/I_0)^2}{(\epsilon + q)^2 - q^2(I_s/I_0)^4} L \right],$$

где L – безразмерная толщина ОВФ-слоя. Таким образом, U_s^- сопряжена к входной компоненте U_s^+ , что и означает пространственное (ОВФ) обращение компоненты, а коэффициент преобразования существенно определяется интенсивностью засветки (величиной q) и соотношением амплитуд ее фурье-компонент. Согласование фаз компонент обращенной волны отвечает их согласованию в падающей.

Рассмотрим два наиболее интересных случая, демонстрирующие общие закономерности процесса.

1. Засветка типа меандра:

$$\frac{I_s}{I_0} = \frac{1}{s} \frac{\sin(s\omega\tau_i)}{\omega\tau_i}.$$

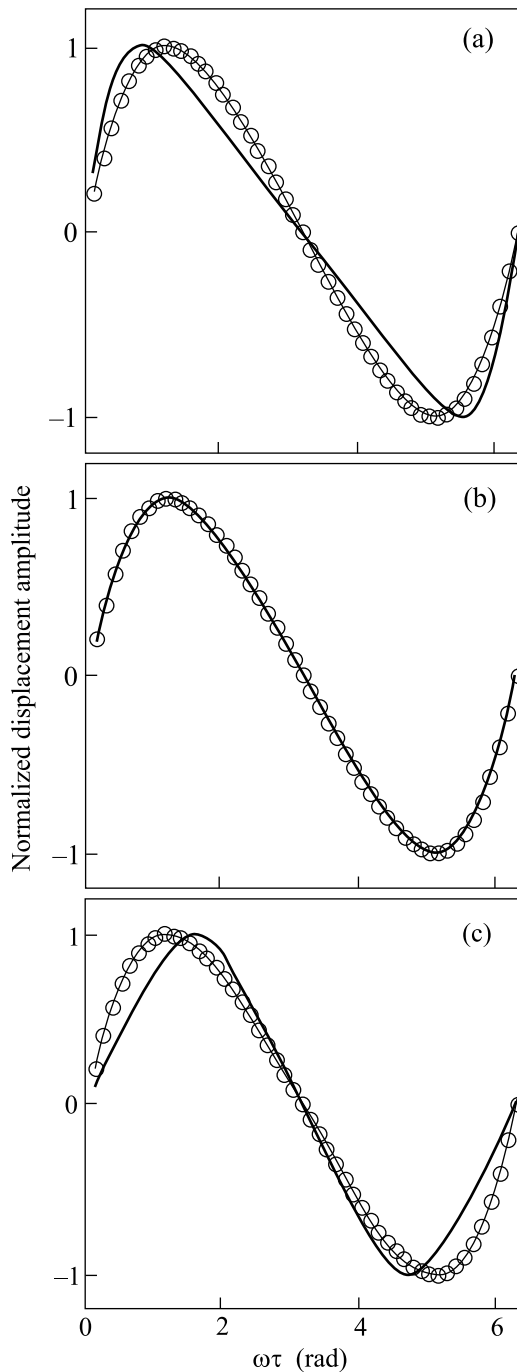


Рис.1. Нормированные временные профили падающей волны (линия с кружками) и отраженной волны (сплошная линия) при накачке последовательностью лазерных импульсов в форме меандра ($q \approx \varepsilon$) и различных значениях $\omega\tau_i$: (а) $\omega\tau_i \ll 1$, (б) $\omega\tau_i = 0.9$, (с) $\omega\tau_i \approx \pi/2$

Нетрудно видеть, что при достаточно коротких импульсах накачки $N_{\text{eff}}\omega\tau_i < 1$, где N_{eff} – эффективное

число гармоник входной ультразвуковой волны, и не слишком высоких уровнях накачки $q \leq \varepsilon$

$$U_s^-(0) = -iU_s^{+*}(0)\text{tg}(sL/3\varepsilon).$$

На рис.1 приведены нормированные временные профили входной и выходной отраженной волн при $q \approx \varepsilon$ и различных значениях $\omega\tau_i$ в порядке их возрастания. Для фурье-компонент $U_s(0)$ взято обычное модельное распределение Бесселя–Фубини. Из рис.1а видно, что за счет роста коэффициента преобразования с частотой удельный вклад высших гармоник возрастает, поэтому отраженная волна оказывается искажена сильнее, чем падающая. Увеличение длительности лазерных импульсов при сохранении уровня накачки $q \approx \varepsilon$ приводит к снижению коэффициента преобразования амплитуды U_s для высших гармоник и, тем самым, к выравниванию коэффициентов преобразования гармоник акустического поля с соответствующим повышением уровня воспроизведения пространственно-временного профиля падающей волны (рис.1б). Полное воспроизведение с учетом нелинейного преобразования волны на обратном проходе отвечает, очевидно, коэффициенту преобразования гармоник ~ 1 , что регулируется при заданном уровне накачки длиной активной зоны преобразования. На рис.1с приведен случай, когда $\omega\tau_i \approx \pi/2$, при котором происходит преобразование гармоник только с четными номерами, что приводит к представленной деформации волнового профиля.

Отметим, что при толщине слоя $l \sim 0.3$ см, $q \approx \varepsilon \approx 10$, $\tau_{\text{rel}} \sim 10^{-9}$ с, $\omega \sim 10^8$ рад, коэффициенте поглощения света $\gamma \sim 10^1$ см $^{-1}$ и типичных значениях остальных параметров полупроводника 100%-ное преобразование падающей волны в отраженную достигается при интенсивности засветки $I \sim 10$ Вт/см 2 .

2. Накачка импульсами, формируемыми при синхронизации лазерных мод с частотным сдвигом 2ω . Если амплитуды и фазы синхронизированных мод одинаковы, то

$$I(t) = I_L \left[\sum_{s=0}^{2N_L} (2N_L - s) \exp(2is\omega t) + \sum_{s=-1}^{-2N_L} (2N_L + s) \exp(2is\omega t) \right],$$

где N_L – число синхронизированных мод, $I_L = |E_s|^2$. Для компонент отраженной волны тогда имеем:

$$U_s^-(0) = -iU_s^+(0)\text{tg} \left[\frac{sq(1 - s/2N_L)^2}{(\varepsilon + q)^2 - q^2(1 - s/2N_L)^4} \right].$$

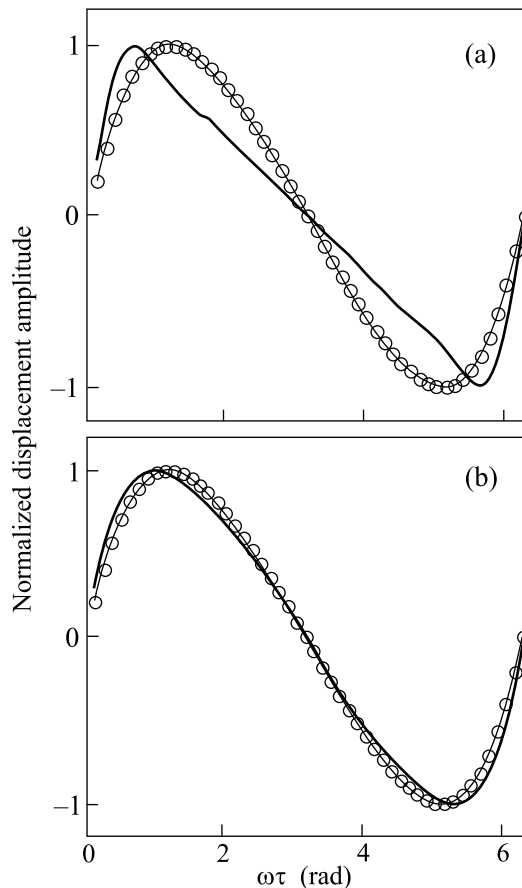


Рис.2. Нормированные временные профили падающей волны (кривая с кружками) и отраженной волны (сплошная линия) при накачке импульсами, формируемыми при синхронизации лазерных мод с частотным сдвигом 2ω : (a) $q \approx \varepsilon/2$ и $N/2N_L = 1$, (b) $q \gg \varepsilon/2$ и $N/2N_L = 0.33$

На рис.2а приведены выходной и входной профили соответственно отраженной и падающей волн при

$q \approx \varepsilon/2$ и $N_{\text{эф}}/2N_L \approx 1$. В противоположном случае интенсивной накачки, $q \gg \varepsilon/2$, характер преобразования имеет вид, приведенный на рис.2b, демонстрирующем хорошее воспроизведение временного профиля падающей волны.

В заключение отметим, что предложенный механизм обращения нелинейных волн позволяет эффективно управлять спектральной структурой акустического пучка при автофокусировке на источнике, что представляет интерес в различных практических приложениях, особенно при силовых акустических воздействиях. Отметим также, что за счет выбора частоты следования импульсов лазерной накачки можно селективно обращать требуемые гармоники падающей волны. Физическая картина рассмотренного явления будет сохраняться, очевидно, и в закритическом режиме обращения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Американского фонда гражданских исследований и разработок для независимых государств бывшего Советского Союза (Civilian Research and Development Foundation грант # RP2-2367-MO-02), а также Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 00-15-96636, # 01-02-16242, # 02-02-16916) и российско-французской программы PAI-RUSSIER (грант # 04585TK).

1. А. П. Брысев, Л. М. Крутянский, В. Л. Преображенский, УФН **168**, 878 (1998).
2. M. Tanter, J.-L. Thomas, F. Coulouvrat et al., Phys. Rev. **E64**, 016602-1 (2001).
3. В. Н. Стрельцов, Квантовая электроника **13**, 2144 (1986).
4. А. П. Брысев, В. Н. Стрельцов, Акуст. журн. **32**, 564 (1986).