

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проект РФФИ # 09-02-00503а

## Оптические методы генерации терагерцового излучения и субтерагерцовая акустика твердого тела

С. В. Сазонов<sup>1)</sup>

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 июля 2012 г.

Проведен анализ различных способов повышения эффективности генерации широкополосного терагерцового излучения на основе оптического выпрямления. Исследованы решения самосогласованных оптико-терагерцовых уравнений при использовании техники наклонных фронтов, влияния внедренных в кристалл резонансных симметричных и несимметричных примесных центров. Рассмотрены переходные и асимптотические стадии генерации. Основной акцент сделан на эволюции спектров как генерируемых терагерцовых, так и входных оптических сигналов. Обсуждаются одно- и двухчастотные режимы генерации. Проанализированы акустические аналоги, позволяющие говорить о возможности генерации гигагерцового акустического суперконтинуума с помощью субтерагерцовых упругих сигналов в твердом теле. Выявлены основные сходства и различия между терагерцовой оптикой и субтерагерцовой акустикой.

**1. Введение.** В настоящее время исследования, посвященные способам генерации излучения терагерцового диапазона, вызывают все возрастающий интерес. К данному диапазону принято относить электромагнитные частоты от 0.1 до 10 ТГц, что приблизительно соответствует длинам волн в интервале 1–0.01 мм. Чувствительность колебательных, вращательных, колебательно-вращательных, туннельных и других квантовых переходов к терагерцовому диапазону создает широкие перспективы развития терагерцовой спектроскопии. Сигналы терагерцового диапазона сегодня находят множество применений при обработке изображений, в системах безопасности, в астрономии, биологии и многих других областях [1–3]. Детальное описание различных их приложений содержится в тематическом выпуске [4].

Оптический метод генерации широкополосного терагерцового излучения в квадратично-нелинейных средах, основанный на эффекте оптического выпрямления [5, 6], является одним из наиболее эффективных. Суть его заключается в следующем. На нелинейную среду подаются два квазимонохроматических импульса с близкими несущими частотами. В результате поляризационного отклика среды генерируется сигнал на разностной частоте. Условие такой

генерации можно получить из законов сохранения импульса и энергии для элементарных актов рассеяния. Закон дисперсии света для кристалла имеет вид  $\omega = \omega(\mathbf{k})$ , где  $\omega$  – частота световой волны,  $\mathbf{k}$  – соответствующий данной частоте волновой вектор. Примем, что частота и волновой вектор генерируемого терагерцового сигнала равны  $\Omega$  и  $\mathbf{q}$  соответственно. Тогда закон сохранения энергии–импульса запишется в виде  $\omega(\mathbf{k}) = \omega(\mathbf{k} - \mathbf{q}) + \Omega(\mathbf{q})$ . Учитывая, что  $q \ll k$ , имеем  $\omega(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \approx \omega(\mathbf{k}) - \mathbf{q} \cdot \partial\omega / \partial\mathbf{k} = \omega(\mathbf{k}) - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}_{\mathbf{g}}$ , где  $\mathbf{v}_{\mathbf{g}}$  – вектор групповой скорости оптического импульса с волновым вектором  $\mathbf{k}$ . Введя угол  $\theta$  между  $\mathbf{v}_{\mathbf{g}}$  и  $\mathbf{q}$ , получим

$$\cos \theta = v_{ph} / v_g, \quad (1)$$

где  $v_{ph} = \Omega / q$  – фазовая скорость, соответствующая частоте  $\Omega$  терагерцового сигнала.

Из (1) следует, что оптическая групповая скорость должна превышать фазовую скорость в терагерцовом диапазоне, т.е. генерация имеет черенковскую природу.

Интерес к черенковскому механизму связан с появившейся возможностью использования фемтосекундных лазерных импульсов. Это позволяет упростить схему эксперимента. Теперь вместо двух близко расположенных по частоте квазимонохроматических импульсов достаточно использовать один широ-

<sup>1)</sup> e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

кополосный сигнал. Из-за большой спектральной ширины такой импульс содержит фурье-компоненты, на разности которых генерируется импульс терагерцового диапазона. Пусть длительность входного фемтосекундного импульса с несущей частотой  $\omega$  равна  $\tau_p$ . Тогда его спектральная ширина  $\delta\omega \sim 1/\tau_p$ . Эта величина имеет смысл расстояния по частоте между “крайними” фурье-компонентами спектра импульса или характерной частоты  $\Omega$  генерируемого сигнала. Таким образом, имеем  $\Omega\tau_p \sim 1$ . Понятно, что длительности входного оптического и генерируемого терагерцового импульсов одного порядка. Следовательно, терагерцовый сигнал содержит порядка одного периода колебаний. При этом его спектральная ширина того же порядка, что и центральная частота спектра, т.е. данный сигнал обладает свойствами суперконтинуума. Взяв  $\tau_p \sim 100$  фс, найдем для центральной частоты спектра генерируемого сигнала  $v \approx \delta\omega/2\pi \sim 1$  ТГц.

Впервые идея генерации терагерцового импульса длительностью порядка одного периода электромагнитных колебаний с помощью фемтосекундного оптического импульса была высказана в теоретической работе [7]. Через некоторое время черенковский импульс был зарегистрирован экспериментально [8, 9]. В [8] для этого использовались два оптических импульса длительностью  $\sim 80$  нс, разность несущих частот которых составляла 54.3 ТГц, что соответствовало длине волны 5.6 мм. В качестве нелинейного образца использовался полупроводниковый кристалл GaAs. Черенковский угол в данном случае составил  $22^\circ$ . В работе [9] применялся лазер на красителе, генерировавший возбуждающие сигналы длительностью 100 фс на длине волны 625 нм. Генерируемый терагерцовый импульс имел биполярную форму и распространялся под черенковским углом  $69^\circ$ . Его длительность соответствовала одному периоду колебаний с частотой 1.5 ТГц. В качестве нелинейной среды использовался кристалл танталата лития.

При неколлинеарном распространении из-за пространственного разделения фемтосекундного и генерируемого терагерцового импульсов эффективность генерации оказывается невысокой. Она составляет по энергии порядка  $10^{-5}$ – $10^{-6}$ . Поэтому возникает потребность в реализации коллинеарной геометрии. В этом случае условие (1) принимает вид

$$v_g(\omega) = v_{ph}(\Omega). \quad (2)$$

Здесь аргументы в скобках указаны с целью подчеркнуть, что групповая скорость относится к оптическому, а фазовая - к терагерцовому диапазону частот.

В теории нелинейных волн различной физической природы (2) называют условием резонанса Захарова–Бенни (РЗБ) [10–12].

Средами, где фазовая скорость терагерцового излучения незначительно отличается от групповой скорости в оптическом диапазоне, в большинстве случаев являются полупроводниковые кристаллы типа ZnTe, GaSe и т.п. Однако здесь существенны омические потери, значительно понижающие эффективность генерации.

Повысить эффективность генерации до  $10^{-4}$  по энергии для сред с сильно различающимися скоростями  $v_g(\omega)$  и  $v_{ph}(\Omega)$  в оптическом и терагерцовом диапазонах удалось путем использования оптических импульсов с наклонными волновыми фронтами [13]. В этом случае выполняется условие (1), где  $\theta$  имеет смысл угла между волновыми нормальными оптического импульса и направлением его распространения.

Во многих теоретических работах (см., например, [14, 15]) проводится исследование процесса генерации с использованием наклонных фронтов в приближении заданного поля оптического импульса. В то же время с повышением эффективности генерации проявляется обратное воздействие терагерцового импульса на оптический сигнал. Прежде всего это воздействие сказывается на смещении в красную область несущей частоты (или спектра как целого) оптического импульса. Соответствующая самосогласованная задача решалась теоретически как в коллинеарной [16–18], так и в неколлинеарной [19] геометрии распространения оптического и терагерцового импульсов (см. ниже).

Условию РЗБ (2) можно удовлетворить с помощью внедрения в кристалл резонансных примесей, которые способны существенно уменьшить групповую скорость оптического импульса [20, 21]. Это, в свою очередь, может привести к повышению эффективности генерации терагерцового излучения до  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  (см. ниже).

Обилие выходящих сегодня работ по оптическим методам генерации терагерцового излучения позволяет говорить о терагерцовой оптике как о выделенной области физической науки.

Нелинейная оптика и физическая акустика вот уже несколько десятилетий развиваются в параллельном режиме [22, 23]. Проводя и далее параллель между оптическими и акустическими эффектами, следует вести поиск возможностей генерации акустического суперконтинуума [24] на основе эффекта акустического выпрямления.

Начиная со второй половины прошлого столетия больших успехов достигло развитие физической акустики.

тики парамагнитных кристаллов [25–28]. Частоты  $\nu_0$  зеемановских расщеплений электронных уровней парамагнитных ионов обычно лежат в интервале 10–100 ГГц [25, 28]. С такими переходами за счет спин-фононной связи способны взаимодействовать акустические волны с длинами от 0.1 до 0.01 мкм, называемые гиперзвуком [28].

В последние десятилетия осваивается субтерагерцовый акустический диапазон с длинами волн порядка 1 нм [29], что вплотную приближается к пределу, при котором еще возможно распространение упругих волн в твердом теле. Поскольку межатомные расстояния в кристаллической решетке лежат в интервале 0.3–0.5 нм, здесь весьма существенна пространственная акустическая дисперсия, вызванная дискретной структурой кристалла. Длительность генерируемых акустических импульсов достигает нескольких пикосекунд [29]. Поэтому можно смело говорить о пикосекундной субтерагерцовой акустике твердого тела как о сформировавшемся направлении исследований.

Оптический суперконтинуум находит широкое применение в спектроскопии, импульсных лазерах с перестраиваемой частотой [3]. По-видимому, не меньшие приложения может найти и акустический суперконтинуум. В [30–32] были предложены теоретические и экспериментальные схемы квантовых акустических усилителей и генераторов – фононных мазеров. Использование здесь акустического суперконтинуума в качестве зондирующего импульса делает возможным создание фононных мазеров с перестраиваемой частотой. Может получить развитие и акустическая абсорбционная спектроскопия.

Таким образом, поиск оптических механизмов генерации терагерцового излучения и их акустических аналогов приобретает на сегодняшний день немалую актуальность.

**2. Самосогласованные оптико-терагерцовые уравнения.** Будем считать, что нелинейный одноосный кристалл в дополнение к нерезонансной квадратичной нелинейности содержит примесные резонансные центры. Данные центры, вообще говоря, являются несимметричными, т.е. их стационарные квантовые состояния не обладают определенной четностью. Вследствие этого отличны от нуля диагональные элементы оператора дипольного момента. В этих условиях центры (полярные молекулы [33], квантовые ямы [34] и т.п.) в стационарных состояниях обладают постоянными дипольными моментами (ПДМ). По сложившейся терминологии резонансные среды, обладающие ПДМ, называют штарковскими [35].

Пусть на входе лазерный импульс с наклонным фронтом поляризован в плоскости необыкновенной волны, а его распространение происходит вдоль оси  $z'$ , перпендикулярной к оптической оси  $x'$  одноосного кристалла (рис. 1). При такой геометрии в кристалле

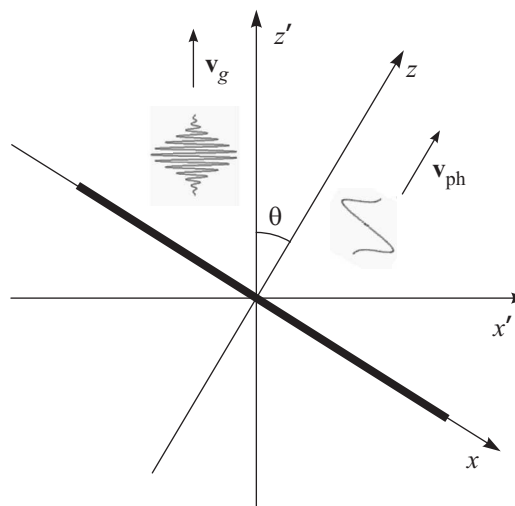


Рис. 1. Схема техники наклонных фронтов. Оптический импульс, поляризованный вдоль оси  $x'$ , распространяется параллельно оси  $z'$ . Распространение генерируемого терагерцового сигнала происходит вдоль оси  $z$ , под углом  $\theta$  к оси  $z'$

тале будет присутствовать только необыкновенная волна [36]. Генерируемый терагерцовый сигнал при этом распространяется вдоль оси  $z$ , а его электрическое поле  $E_T$ , как и поле оптического импульса, параллельно оси  $x$ . Штрихованные и нештрихованные координаты связаны между собой преобразованием поворота:  $z' = z \cos \theta + x \sin \theta$ ,  $x' = x \cos \theta - z \sin \theta$ .

Если выполнено условие (1), то доминирующим нелинейным процессом является оптическое выпрямление. Тогда электрическое поле импульса можно представить в виде

$$E = \psi(z', t) \exp[i(\omega t - kz')] + \text{c.c.} + E_T(z, t), \quad (3)$$

где  $\psi(z', t)$  – медленно меняющаяся огибающая (ММО) оптического импульса с несущей частотой  $\omega$  и волновым числом  $k$ , а  $E_T$  – поле генерируемого терагерцового сигнала.

Представим поляризационный отклик кристалла в виде суммы резонансной ( $P_{\text{res}}$ ) (создаваемой примесными центрами) и нерезонансной ( $P_{\text{non}}$ ) частей.

Нерезонансную часть отклика запишем, учтя квадратичную нелинейность:

$$P_{\text{non}} = \int_0^{\infty} \chi^{(1)}(t') E(t - t') dt' +$$

$$+ \int_0^{\infty} E(t-t') dt' \int_0^{\infty} \chi^{(2)}(t', t'') E(t-t'') dt'',$$

где  $\chi^{(1)}$  и  $\chi^{(2)}$  – зависящие от времени компоненты тензоров линейной и нелинейной восприимчивостей соответственно (в аргументе поля для краткости записи опущена координатная зависимость).

Резонансный поляризационный отклик создается дипольным моментом  $d$  резонансного квантового перехода и постоянным дипольным моментом  $D$  [21]:

$$P_{\text{res}}(z, t) = Nd[R(z, t)e^{i(\omega t - kz)} + \text{c.c.}] + N\frac{D}{2}W.$$

Здесь  $N$  – концентрация резонансных центров, а комплексная огибающая  $R$  и разность населенностей  $W$  возбужденного и основного квантовых состояний подчиняются уравнениям блоховского типа:

$$\frac{\partial R}{\partial t} = i \left( \Delta - \frac{D}{\hbar} E_T \right) R + 2i \frac{d}{\hbar} \psi W, \quad (4)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = i \frac{d}{\hbar} (\psi^* R - \psi R^*), \quad (5)$$

где  $\Delta = \omega_0 - \omega$  – отстройка частоты  $\omega$  оптического импульса от частоты  $\omega_0$  резонансного перехода примесных центров,  $\hbar$  – постоянная Планка.

Из (4) и (5) следует, что оптическая компонента импульса возбуждает квантовые переходы примесей, а терагерцовая составляющая динамически сдвигает частоты данных переходов. Это обстоятельство является решающим для резонансного механизма генерации терагерцового излучения (см. ниже).

Расщепление неоднородного волнового уравнения на уравнения для огибающей  $\psi$  и для терагерцового поля  $E_T$  в пренебрежении быстро осциллирующими относительно друг друга слагаемыми и дисперсией нелинейной части поляризационного отклика приводит к системе:

$$i \left( \cos \theta \frac{\partial \psi}{\partial z} - \sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial x} + \gamma \psi \right) - \alpha E_T \psi + k_{2\theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{c}{2n\omega \cos^2 \theta} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{2 \sin \theta}{v_g} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial \tau} \right) = qR, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial E_T}{\partial z} + \delta \frac{\partial E_T}{\partial \tau} + \\ & + \sigma \frac{\partial}{\partial \tau} \left[ \int_0^{\infty} \chi^{(1)}(\tau') E_T(\tau - \tau') d\tau' - \chi_1(0) E_T \right] + \\ & + \beta \frac{\partial}{\partial \tau} (|\psi|^2) - \frac{v_g \cos \theta}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\tau} E_T d\tau' = -q_T \frac{\partial W}{\partial \tau}. \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь локальное время  $\tau = t - z/(v_g \cos \theta)$ ,  $k_{2\theta} = k_2 - \frac{c}{\omega n v_g^2} \tan^2 \theta$ ,  $k_2 = \frac{\partial}{\partial \omega} \left( \frac{1}{v_g} \right)$  – коэффициент дисперсии групповой скорости  $v_g$  (ДГС) оптического импульса (как видно, наклон волновых фронтов эффективно изменяет ДГС, аддитивно добавляя к  $k_2$  аномальную часть, зависящую от  $\theta$ ),  $\gamma$  – коэффициент омических потерь,  $n = \sqrt{1 + 4\pi\chi_1(\omega)}$  и  $n_T = \sqrt{1 + 4\pi\chi_1(0)}$  – оптический и терагерцовый показатели преломления соответственно,  $\chi_1(\omega) = \int_0^{\infty} \chi_1(t) e^{-i\omega t} dt$  – линейная частотная восприимчивость (для восприимчивости терагерцового диапазона формально положено  $\omega = 0$ ),  $\delta = \frac{v_g \cos \theta}{2} \left( \frac{n_T^2}{c^2} - \frac{1}{v_g^2 \cos^2 \theta} \right)$ ,  $\sigma = \frac{2\pi}{cn_T} \cos \theta$ ,  $\alpha = \frac{4\pi\chi_2(\omega, 0)}{cn_T} \omega$ ,  $\beta = \frac{4\pi\chi_2(\omega, -\omega)}{cn_T}$ ,  $q = \frac{2\pi d N \omega}{cn}$ ,  $q_T = \frac{\pi D N}{cn_T}$ ,  $c$  – скорость света, нелинейная частотная восприимчивость  $\chi_2(\omega, \omega')$  представляет собой кратный фурье-образ соответствующей временной восприимчивости:  $\chi_2(\omega, \omega') = \int_0^{\infty} e^{-i\omega' t'} dt' \int_0^{\infty} \chi^{(2)}(t, t') e^{-i\omega t} dt$ .

В правых частях (6) и (7) содержатся вклады примесных резонансных центров. При выполнении условия (1) отстройка  $\delta$  обращается в нуль.

Здесь следует особо подчеркнуть, что  $\psi$  есть огибающая поля оптического импульса, а  $E_T$  – само электрическое поле терагерцового сигнала. Оба нелинейных волновых уравнения (6) и (7) являются уравнениями первого порядка относительно производной по координате  $z$ , но физические причины этого различны. При получении (6) из неоднородного волнового уравнения второго порядка для  $\psi$  использовалось приближение ММО, что позволило пренебречь второй производной от  $\psi$  по  $z$ . При выводе же (7) соответствующая редукция проведена в предположении об учете только волны, распространяющейся вдоль оси  $z$ . В то же время пренебрегалось отраженной от нелинейных неоднородностей волной. Это составляет суть приближения однонаправленного распространения [10]. Данный подход позволяет описывать терагерцовый импульс, который может содержать сколь угодно мало электромагнитных колебаний или быть очень сильно промодулированным по фазе.

Слагаемое в квадратных скобках левой части (7) учитывает дисперсию в терагерцовом диапазоне. Конкретный вид зависимости  $\chi^{(1)}(\tau')$  определяется фурье-образом линейной частотной восприимчивости в терагерцовом диапазоне. Как правило, зависимость  $\chi_1(\Omega)$  с хорошей точностью аппроксимируется восприимчивостью лоренцовского типа, характерного для линий инфракрасного (ИК) поглощения:

$$\chi_1(\Omega) = \frac{\omega_p^2/4\pi}{\omega_i^2 + 2i\Gamma\Omega - \Omega^2},$$

где  $\omega_p$  – плазменная ионная частота,  $\omega_i$  – характерная собственная частота оптической ветви колебаний ионов в узлах кристаллической решетки,  $\Gamma$  – декремент затухания этих колебаний. Обычно  $\omega_p$ ,  $\omega_i \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $\Gamma \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Данному выражению при условии  $\omega_i \gg \Gamma$  соответствует фурье-образ

$$\chi^{(1)}(\tau') = \frac{\omega_p^2}{4\pi\omega_i} E^{-\Gamma\tau'} \sin\omega_i\tau'.$$

Если спектр терагерцового сигнала лежит вне полюса его резонансного поглощения, то дисперсия и затухание являются слабыми, а под интегралом в (7) справедливо разложение

$$E_T(\tau - \tau') \approx E_T(t) - \tau' \frac{\partial E_T}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \tau'^2 \frac{\partial^2 E_T}{\partial \tau^2}.$$

При этом уравнение (7) с учетом (1) принимает вид

$$\frac{\partial E_T}{\partial z} - \eta \frac{\partial^2 E_T}{\partial \tau^2} + \mu \frac{\partial^3 E_T}{\partial \tau^3} + \beta \frac{\partial}{\partial \tau} (|\psi|^2) = q_T \frac{\partial W}{\partial \tau}, \quad (7a)$$

где  $\eta = 2\Gamma\sigma/\omega_i^3$ ,  $\mu = 2\sigma/\omega_i^3$ .

Система (4)–(7) (или (4)–(6), (7a)) описывает процесс генерации широкополосного электромагнитного излучения за счет резонансного и нерезонансного механизмов оптического выпрямления.

**3. Нерезонансный режим генерации.** Рассмотрим вначале ситуацию, когда резонансные центры и наклон волновых фронтов отсутствуют ( $\theta = 0$ ). В этом случае правые части (6) и (7), (7a) обращаются в нуль. Пусть, кроме того, спектр генерируемого терагерцового сигнала лежит вдали от линий ИК-поглощения среды. Тогда можно пренебречь дисперсией терагерцового сигнала, т.е. положить выражение в квадратных скобках (7) равным нулю. Пренебрежем также зависимостью обеих компонент от поперечной координаты  $x$ . В такой ситуации уравнения (6), (7) переходят в интегрируемую систему Ядзимы–Ойкавы (ЯО) [37], обладающую решениями солитонного типа и представляющую собой редуцированную к ОР систему Захарова [11]. Односолитонное решение при условии (2) имеет вид [16, 17]

$$\psi = \frac{|k_2|}{\tau_p} \sqrt{\frac{\Omega}{\alpha\beta}} \exp\left(i \left\{ \left[ \frac{k_2}{2} (\tau_p^{-2} - \Omega^2) + \frac{\Omega}{v_g} \right] z - \Omega t \right\}\right) \times \text{sech}\left(\frac{t - z/v}{\tau_p}\right), \quad (8)$$

$$E_T = -\frac{k_2}{\alpha\tau_p^2} \text{sech}^2\left(\frac{t - z/v}{\tau_p}\right), \quad (9)$$

где скорость солитона  $v$  определяется выражением

$$1/v = 1/v_g - k_2\Omega, \quad (10)$$

а свободные параметры  $\tau_p$  и  $\Omega$  имеют, соответственно, смысл его длительности и сдвига несущей частоты входного оптического импульса:  $\omega \rightarrow \omega - \Omega$  (см. (8) и (3)).

Из (8) и выражений для  $\alpha$  и  $\beta$  следует, что  $\Omega > 0$ . Следовательно, по мере распространения в нелинейном кристалле в режиме генерации терагерцовой составляющей частота оптического импульса смещается в красную область. При этом, как видно из (8), величина данного смещения пропорциональна интенсивности оптического импульса  $I_0 \sim |\psi|^2$ . В [17] данный эффект назван саморассеянием оптического импульса на порождаемом им же терагерцовом сигнале по аналогии с вынужденным комбинационным саморассеянием [38, 39]. Описанное явление было зарегистрировано экспериментально в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  толщиной 2 мм [40]. При этом использовались фемтосекундные импульсы с наклонными фронтами, а оптический и терагерцовый сигналы были поляризованы в плоскости необыкновенной волны.

Решение (8)–(10) описывает асимптотическую стадию генерации терагерцового излучения на дистанциях, значительно превышающих дисперсионную длину  $l_d = 2\tau_p^2/|k_2|$ . Взяв  $|k_2| \sim (\omega c)^{-1}$ , получим  $l_d \sim (\omega\tau_p) c\tau_p$ . Полагая  $\tau_p \sim 100 \text{ фс}$  и  $\omega \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , найдем  $l_d \sim 1 \text{ мм}$ . В связи с этим заметим, что в [40] наблюдалась переходная стадия генерации терагерцового излучения, т.к. толщина кристалла составляла всего 2 мм и солитон не успевал сформироваться. Терагерцовый сигнал в данном эксперименте представлял собой двухполярный однопериодный электромагнитный импульс. Его можно описать, используя приближение заданного поля оптического импульса. Тогда из (7) при  $\delta = \sigma = q_T = \partial/\partial x = 0$  и при условии, что оптический импульс движется равномерно со скоростью  $v_g$ , следует

$$E_T = -\beta z \frac{\partial}{\partial \tau} |\psi|^2. \quad (11)$$

Если, как обычно и бывает, профиль интенсивности оптического импульса представляет собой волновой пакет с одним центральным максимумом, то профиль  $E_T$  оказывается двухполярным, а его амплитуда на начальной стадии растет пропорционально пройденной дистанции.

В [41] теоретически рассматривалась переходная стадия генерации терагерцового сигнала на основе решения самосогласованной задачи. В качестве конкретного кристалла был выбран  $\text{ZnTe}$  толщиной 5 мм.

С помощью численных экспериментов снова было зафиксировано смещение несущей частоты оптического импульса в красную область. При этом возрастание амплитуды терагерцового импульса пропорционально пройденной дистанции  $z$  сопровождалось увеличением красного частотного сдвига оптического сигнала пропорционально  $z^2$ . Исследованные в [41] малые дистанции распространения не позволили проследить формирование оптико-терагерцового солитона, рассмотренного в [16, 17]. С другой стороны, в [16, 17] не рассмотрен переходный процесс такого формирования.

Переход от (11) к (8)–(10) прослеживался в [18] на основе численных экспериментов с системой (6), (7) при  $\theta = q = q_T = \partial/\partial x = 0$ . В качестве конкретного кристалла был взят ZnTe. Частота оптического импульса соответствовала длине волны 800 нм. В таком случае условие (2) удовлетворяется для частоты генерируемого сигнала, равной 2 ТГц [22]. Численные эксперименты [18] показали, что на начальной (переходной) стадии при дистанциях порядка нескольких миллиметров действительно справедливо выражение (11) (рис. 2). При этом спектр терагерцового сигнала

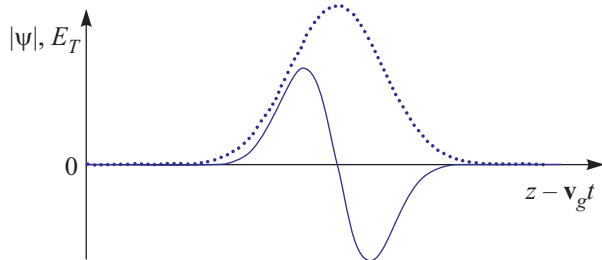


Рис. 2. Характерные профили огибающей оптического импульса (пунктирная линия) и электрического поля терагерцового сигнала (сплошная линия) на начальной (переходной) стадии (в акустике пунктирная линия соответствует огибающей субтерагерцового импульса, сплошная – профилю относительной деформации гигагерцового сигнала; см. п. 5). Здесь и на других рисунках  $\psi$  и  $E_T$  нормированы на разные величины. В реальности характерное отношение  $|E_T/\psi| \sim 10^{-2}$

ла имеет вид, приведенный на рис. 3, а спектр оптического импульса на несколько терагерц смещается в красную область (рис. 4). По мере уширения терагерцового спектра происходит его резкое выедание на частоте резонансной фоновой моды  $\omega_i$  (рис. 5). На основе такого анализа могут быть определены резонансные частоты среды в терагерцовом диапазоне.

На дистанциях в несколько сантиметров одна полуволна терагерцового импульса захватывается оптическим сигналом и распространяется с ним в син-

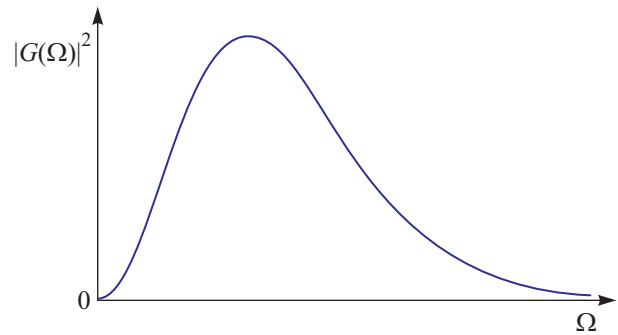


Рис. 3. Характерный профиль спектральной плотности электромагнитного терагерцового (акустического гигагерцового; см. п. 5) сигнала на переходной стадии генерации. Здесь и на рис. 5, 7  $G(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_T e^{-i\Omega t} dt$

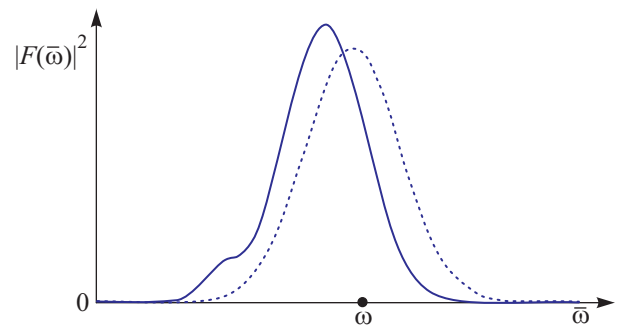


Рис. 4. Схематическое изображение спектральных плотностей входного оптического импульса (пунктирная кривая) и спектра этого же импульса после генерации терагерцового суперконтинуума (сплошная кривая). Здесь и на рис. 8  $F(\bar{\omega}) = \int_{-\infty}^{+\infty} (\psi e^{i(\omega t - k z')} + \text{с.с.}) e^{-i\bar{\omega} t} dt$ . Сходная ситуация имеет место для спектров субтерагерцовых акустических импульсов на начальной стадии генерации гигагерцового акустического суперконтинуума (см. п. 5)

хронном режиме, что соответствует солитону (8)–(10). Другая же полуволна противоположной поляр-

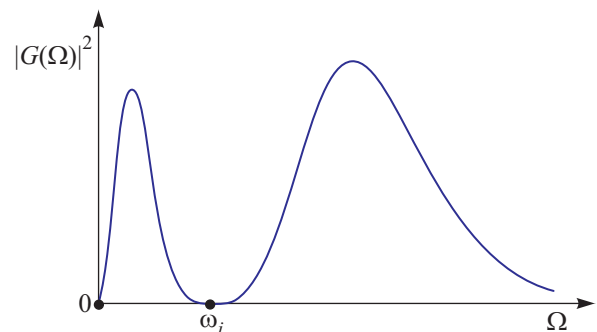


Рис. 5. Выедание спектра терагерцового суперконтинуума на частоте  $\omega_i$  резонансного ИК-поглощения

ности, отделяясь от данного связанного состояния, распространяется со скоростью  $v_g = c/n_T$ . При нормальной ДГС ( $k_2 > 0$ ) она отстает от связанного состояния, в случае же аномальной ДГС ( $k_2 < 0$ ) уходит вперед (см. (10)). Данная несолитонная часть сильно промодулирована по фазе, а ее спектр обладает свойствами суперконтинуума [18].

Формирование солитона (8)–(10) происходит в коллективном режиме распада оптических фотонов, описанного во введении при выводе условия (1). При этом имеет место покраснение данных фотонов, достигающее своего насыщения на асимптотической стадии, что и описывается решением (8)–(10). Эффект насыщения объясняется тем, что уменьшение несущей частоты оптического импульса способствует изменению его групповой скорости. Это приводит к нарушению условия (2) и, как следствие, к резкому падению эффективности генерации терагерцовых фотонов.

В [42] рассмотрена задача распространения двухчастотного циркулярно поляризованного оптического импульса в трехуровневой системе квазирезонансных ( $\Delta\tau_p \gg 1$ )  $V$ -переходов, созданных зеемановским расщеплением и обладающих ПДМ. Ввиду выделенной роли, которую играет соответствующая система уравнений не только в терагерцовой оптике, но и в субтерагерцовой акустике (см. п. 5), выпишем ее здесь в явном виде:

$$i \left( \frac{\partial \psi_j}{\partial z} + \gamma_j \psi_j \right) = -\frac{k_2^{(j)}}{2} \frac{\partial^2 \psi_j}{\partial \tau^2} + \alpha_j E_T \psi_j \quad (j = 1, 2),$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial z} = -\beta \frac{\partial}{\partial \tau} \sum_{j=1}^2 |\psi_j|^2 + \eta \frac{\partial^2 E_T}{\partial \tau^2} + \mu \frac{\partial^3 E_T}{\partial \tau^3}. \quad (12)$$

При одинаковых отстройках  $\Delta$  от резонансов условие (2) выполняется сразу для обеих оптических компонент. Кроме того, в этих условиях обе компоненты обладают одинаковыми значениями ДГС ( $k_2^{(1)} = k_2^{(2)}$ ) и нелинейной восприимчивости ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ). Это обстоятельство приводит к интегрируемости (12) в пренебрежении омическими потерями, а также затуханием и дисперсией терагерцовой компоненты ( $\gamma_j = \eta = \mu = 0$ ) [42]. В этом случае (12) представляет собой векторное (двухкомпонентное) обобщение системы ЯО. Анализ соответствующего солитонного решения показал, что процесс генерации терагерцового всплеска, как и в однокомпонентном случае, сопровождается смещением спектров оптических компонент в красную область. Солитонное решение совпадает с (8)–(10) с точностью до множителей  $q_1$  и  $q_2$  у соответствующих оптических компонент, удовлетворяющих условию  $q_1^2 + q_2^2 = 1$ .

Таким образом, существует принципиальная возможность генерации терагерцового излучения с помощью двухчастотного оптического воздействия на нелинейный кристалл с одновременным выполнением условия РЗБ (2) для обеих оптических компонент. Это может повысить эффективность генерации по сравнению с одночастотным воздействием.

В диэлектрических кристаллах, таких, как КДР, ниобат и танталат лития и т.д., групповые скорости в оптическом диапазоне примерно в два раза выше фазовых скоростей на терагерцовых частотах. Вследствие этого можно удовлетворить условию (1). Однако терагерцовое излучение при этом распределено в черенковском конусе, что приводит к невысокой эффективности генерации. Для ее повышения, как было сказано выше, используется техника наклонных фронтов оптических сигналов. В [19] рассмотрен процесс генерации терагерцового сигнала в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  на основе самосогласованной системы (6), (7) при  $q = q_T = 0$ . Чтобы удовлетворить условию (1), в соответствии с числовыми данными для рассматриваемого кристалла [43] угол наклона был принят равным  $\theta \approx 64.46^\circ$ . Входной оптический импульс считался центрированным на частоте  $\omega = 2.36 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , что соответствует длине волны  $\lambda = 800 \text{ нм}$ . Длительность импульса принималась равной 100 фс при энергии 70 мкДж. При поперечном диаметре 0.5 мм интенсивность такого импульса  $I_0 \sim 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ .

Максимальная эффективность преобразования оптического импульса в терагерцовый по энергии составила  $\sim 10^{-4}$  при абсолютной энергии терагерцового сигнала 11.5 нДж на дистанции пробега  $z = 0.3 \text{ мм}$ . На большей дистанции оптический импульс накачки и терагерцовый сигнал заметно расходятся в пространстве. Был отчетливо замечен красный сдвиг спектра оптического импульса, достигающий в центре его поперечного сечения  $\sim 2.5 \text{ ТГц}$  и плавно спадающий к периферийным участкам импульса. Спектр терагерцового сигнала при этом сдвигался в область более низких частот.

Кроме того, был проведен анализ генерации для входного оптического импульса длительности 150 фс и поперечного размера 1 мм с целью сравнения с данными соответствующих экспериментов [44]. Численные расчеты предсказали несколько большую эффективность генерации, чем наблюдавшуюся в экспериментальных условиях. По всей видимости, это связано с тем, что в рамках нашего теоретического рассмотрения не учитывались потери, связанные с выходом излучения из кристалла.

**4. Влияние резонансных примесей.** Известно, что уменьшение скорости световых импульсов

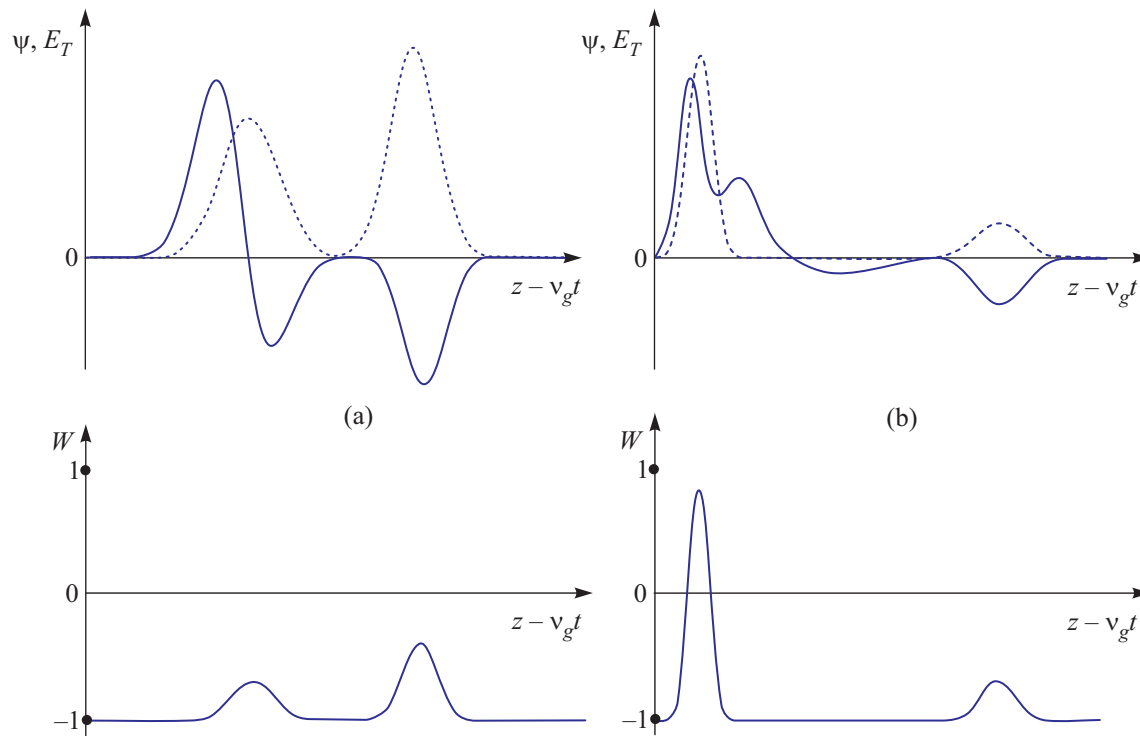


Рис. 6. (а) – Профили огибающей оптического импульса (пунктирная кривая) и электрического поля терагерцового сигнала (сплошная кривая) на начальной стадии генерации терагерцового излучения ( $z < l_d$ ) (вверху); сопутствующие профили изменения разности населенностей резонансных центров (внизу); (б) – То же самое на асимптотической стадии ( $z \gg l_d$ )

может быть достигнуто, например, вследствие их взаимодействия с резонансными квантовыми переходами в режиме самоиндуцированной прозрачности (СИП) [45]. При этом существует порог на значение “площади”  $A$  входного оптического импульса:  $A \equiv \frac{2d}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi| dt > \pi$ . В отсутствие нерезонансной квадратичной нелинейности в среде формируется солитон СИП с площадью, равной  $2\pi$ . По этой причине данный солитон еще называют  $2\pi$ -импульсом [45]. Групповая скорость  $v$   $2\pi$ -импульса определяется выражением

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{v_g} \left[ 1 + \frac{\omega_{co} \omega \tau_p^2}{1 + (\Delta \tau_p)^2} \right], \quad (13)$$

где  $\omega_{co} = 4\pi d^2 N / \hbar$  – коллективная оптическая частота.

Подбирая должным образом длительность  $\tau_p$  оптического импульса, можно добиться выполнения условия (2) при замене в нем  $v_g \rightarrow v$  для случая коллинеарного распространения оптического и терагерцового сигналов. Таким образом можно повысить эффективность генерации терагерцового излучения.

Полагая в (4)–(6), (7а)  $\theta = D = \partial/\partial x = q_T = 0$  и  $q \neq 0$ , имеем случай симметричных резонансных примесей, рассмотренный в [20, 46]. Наибольшей эффективности генерации можно достичь при отрицательной начальной отстройке оптического импульса от резонанса с примесными центрами, когда  $\omega > \omega_0$ . Если данная отстройка относительно невелика (порядка десятых долей процента от  $\omega_0$ ), то в процессе генерации терагерцового излучения на начальном этапе происходит смещение несущей частоты в красную область. Как результат происходит вхождение в резонанс оптического импульса с примесными центрами, сопровождаемый резким уменьшением групповой скорости импульса. Длительность оптического сигнала изменяется так, чтобы был обеспечен захват в РЗБ (2). Это обеспечивает значительное повышение эффективности генерации терагерцового излучения. Численные эксперименты показывают, что при входной площади  $A \approx 2\pi$  и длине волны 700 нм оптический импульс распадается на две солитоноподобные части, каждую из которых сопровождает однополярный всплеск терагерцового сигнала (рис. 6а). При описанных выше условиях сначала впереди оказывается более короткий и мощный солитон, кото-



рый сильно возбуждает примесные центры. По своим свойствам он ближе к  $2\pi$ -солитону СИП. Поэтому мы назвали его резонансным. Позади этого солитона формируется оптико-терагерцовый солитон, близкий по свойствам к солитону ЯО (8)–(10). Он относительно слабо возбуждает примесные центры. Мы назвали его нерезонансным. Данную стадию все еще можно считать переходной. При  $d \approx 10^{-18}$  СГСЕ и  $N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в кристалле ниобата лития такое разделение импульса наступает на дистанциях в несколько миллиметров [20, 46]. При длине волны 700 нм коэффициент ДГС  $k_2 > 0$ . Поэтому скорость нерезонансного солитона превышает  $v_g$  (см. (10)). В то же время в соответствии с (13) для резонансного солитона  $v < v_g$ . Поэтому в дальнейшем нерезонансный солитон ЯО нагоняет резонансный солитон СИП. При их наложении друг на друга генерация терагерцового излучения происходит наиболее интенсивно, после чего импульсы расходятся так, что впереди распространяется нерезонансный солитон (рис. 6b). Спектры оптических компонент обоих солитонов смещаются в красную область на несколько терагерц. Спектр терагерцового излучения приобретает вид, схематически показанный на рис. 7 с главным максимумом

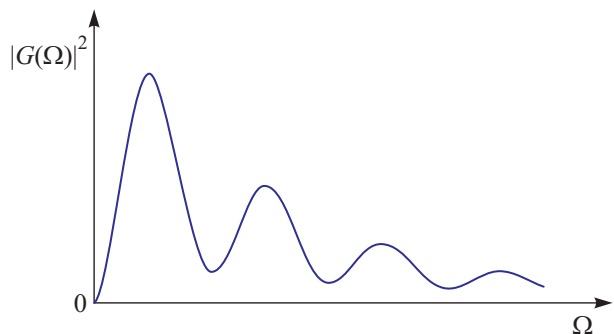


Рис. 7. Характерный спектр электромагнитного терагерцового (акустического гигагерцового; см. п. 5) сигнала на асимптотической стадии генерации

на частоте порядка 1 ТГц. Эффективность генерации по энергии достигает  $\sim 10^{-4}$ . При нулевой начальной отстройке резонансный солитон уже в стадии формирования оказывается позади нерезонансного солитона. Поэтому эффективность генерации в данном случае оказывается несколько ниже [46].

Пусть теперь резонансные примеси обладают ПДМ. Данная ситуация соответствует  $\theta = \partial/\partial x = 0$  в системе (4)–(6), (7a). Она рассмотрена в [21]. На переходной стадии ( $z < l_d$ ) процесс генерации происходит так, как это показано на рис. 2. При этом амплитуда  $E_m$  двухполярного терагерцового сигнала растет пропорционально пройденной

дистанции  $z$  (см. (11) с точностью до замены  $\beta|\psi|^2 \rightarrow \beta|\psi|^2 + q_T W$ ). Спектр терагерцового излучения качественно согласуется с изображенным на рис. 3. Если  $\psi_m$  – амплитуда входного оптического импульса, то на данной стадии [21]

$$E_m = \frac{8\pi}{n_T^2} \psi_m^2 [\chi_2(\omega, -\omega) + \chi_2^{\text{res}}], \quad (14)$$

где резонансная нелинейная восприимчивость второго порядка определяется выражением

$$\chi_2^{\text{res}} = \frac{D}{2\hbar^2} \frac{d^2 N \tau_p^2}{1 + (\Delta\tau_p)^2}. \quad (15)$$

Первое слагаемое в квадратных скобках правой части (14) соответствует нерезонансному механизму оптического выпрямления, а второе – резонансному. Отсюда следует, что вклад обоих механизмов в интенсивность  $\sim E_m^2$  генерируемого терагерцового сигнала не является аддитивным.

Резонансные примеси, обладающие ПДМ, играют двойную роль в генерации терагерцового излучения. Во-первых, подобно симметричным примесям они замедляют групповую скорость оптического импульса, способствуя выполнению условия (2). Во-вторых, согласно (14) и (15) они за счет ПДМ способны непосредственно генерировать излучение терагерцового диапазона.

Влияние ПДМ на процесс рассматриваемой генерации наиболее значительно в полупроводниковых наноструктурах и в системах органических молекул. Здесь эффективная величина анизотропии  $D/d$  может достигать значений порядка 10. При концентрации центров  $N \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и длительности оптического импульса  $\tau_p \sim 150$  фс имеем  $\chi_2^{\text{res}}/\chi_2(\omega, -\omega) \sim 10$  [21]. Таким образом, основной вклад в генерацию дает резонансный механизм оптического выпрямления. Этот же механизм вносит определяющий вклад в сопровождающее процесс генерации красное смещение спектра оптического импульса [21, 47, 48]. Эффективность генерации по энергии за счет резонансных примесей с ПДМ способна достигать значений  $\sim 10^{-3}$  [21].

**5. Субтерагерцовая акустика.** Как видно из вышеизложенного, сейчас выходит немало работ, посвященных генерации и приложениям терагерцового электромагнитного суперконтинуума. Этого нельзя сказать об акустическом суперконтинууме. На сегодняшний день практически отсутствуют экспериментальные работы в данном направлении. Однако акустический суперконтинуум, по-видимому, может найти не меньше приложений, чем оптический. Данные приложения могли бы оказаться особенно эффек-

тивными там, где оптико-терагерцовая спектроскопия является малоэффективной. В связи с этим следует говорить о спектроскопии проводящих сред, например металлов.

В акустике твердого тела из всех типов нелинейностей доминирующую роль играет квадратичная нелинейность, обусловленная агармонизмом колебаний узлов кристаллической решетки. Поэтому имеет смысл поиск акустических аналогов рассмотренных в предыдущих пунктах оптических механизмов генерации терагерцового излучения. Возможен ли черенковский механизм генерации относительно низкочастотного акустического суперконтинуума с помощью высокочастотного субтерагерцового гиперзвука? Из (1) и (2) видно, что для этого необходимо выполнение условия  $v_g(\omega) \geq v_{ph}(\Omega)$ . В области низких частот, когда длина акустической волны значительно превосходит расстояние  $l$  между ближайшими соседями в кристаллической решетке, можно пренебречь пространственной дисперсией. Тогда выполняется равенство (2). При переходе же к субтерагерцовому диапазону акустических частот пространственная дисперсия начинает играть все более важную роль. С приближением к границе первой зоны Бриллюэна величина групповой скорости уменьшается, обращаясь в нуль на ее границе [49]. Поэтому в общем случае  $v_g(\omega) < v_{ph}(\Omega)$ , что вступает в противоречие с (1). Таким образом, пространственная дисперсия, обусловленная дискретной структурой кристалла, только препятствует генерации низкочастотного акустического суперконтинуума за счет механизма акустического выпрямления. Из вышеизложенного видно, что в оптике ситуация является противоположной: групповая скорость в оптическом диапазоне превышает фазовую скорость терагерцовых волн.

Дополнительную акустическую дисперсию может вызвать спин-фононное взаимодействие поля упругого импульса с парамагнитными ионами, внедренными в кристалл, который помещен во внешнее магнитное поле [23–28]. Если несущая частота входного импульса находится недалеко от характерной частоты  $\omega_Z$  зеемановского расщепления спектральных линий парамагнитных примесей, то существенную роль может играть временная дисперсия, обусловленная спин-фононным взаимодействием.

Для эффективного спин-фононного взаимодействия должна быть заметной разность населенностей зеемановских подуровней. Это возможно, если зеемановская энергия  $2\pi\hbar\nu_0 = \hbar\omega_0$  превышает тепловую энергию  $k_B T$  (здесь  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура). Взяв  $\omega_0 \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , найдем  $T \sim 1 \text{ К}$ . По этой причине в экспериментах па-

рамагнитные кристаллы помещают в жидкий гелий. Кроме того, при данных температурах можно пренебречь затуханием гиперзвука, вызванным фононофононным взаимодействием, рассеянием на дефектах и т.д. [28].

Весьма заметное взаимодействие с колебаниями кристаллической решетки испытывают, например, парамагнитные ионы  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Ni}^{2+}$  [25, 28], внедренные в кристалл  $\text{MgO}$ . Обычно спин-фононное взаимодействие осуществляется за счет механизма Ван-Флека [28]: акустическая волна, распространяясь в кристалле, вызывает в нем локальные деформации, которые модулируют градиенты внутрикристаллического электрического поля. Последние способны как вызывать электрические квадрупольные переходы между квантовыми зеемановскими подуровнями парамагнитных примесей, так и динамически смещать за счет квадрупольного эффекта Штарка частоты данных переходов. И так, возникает акустический аналог оптических штарковских сред [50].

Анализ показывает [24], что в присутствии временной и пространственной дисперсии условие (2) может быть удовлетворено для несущих частот гиперзвукового импульса, лежащих выше  $\omega_Z$  и одновременно удовлетворяющих условиям  $\omega < \omega_1$  и  $\omega > \omega_2$ , где характерные частоты

$$\omega_{1,2} = \omega_Z [1 + 4\Lambda \mp 4\sqrt{\Lambda(\Lambda - 1)}]^{1/2} > \omega_Z, \quad (16)$$

$\Lambda = \omega_{ca}\omega_D^2/2\omega_Z^3$ ,  $\omega_D = 2a/l$  – дебаевская частота,  $a$  – скорость продольного низкочастотного звука в отсутствие парамагнитных ионов,  $\omega_{ca}$  – коллективная акустическая частота, характеризующая интенсивность спин-фононного взаимодействия (данная частота аналогична коллективной оптической частоте).

Видно, что условием существования двух характерных частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  является доминирование временной спин-фононной дисперсии над пространственной:  $\Lambda > 1$ . Если же  $\Lambda < 1$ , то в данном кристалле всегда  $v_g(\omega) < v_{ph}(\Omega)$ , поэтому нельзя говорить об эффективной генерации акустического суперконтинуума за счет механизма акустического выпрямления.

При выполнении условия  $\Lambda > 1$  центральная частота  $\Omega$  спектра генерируемого акустического суперконтинуума определяется выражением

$$\Omega = \omega_Z \left[ \frac{(\omega^2 - \omega_Z^2)^2 + 8\Lambda\omega_Z^2(3\omega_Z^2 - \omega^2)}{(\omega^2 - \omega_Z^2)^2 + 8\Lambda\omega_Z^4(\omega_Z^2/\omega^2 + 1)} \right]^{1/2} < \omega_Z. \quad (17)$$

Выражения для  $\omega_{1,2}$  получаются из (17) при обращении в нуль его правой части. Важно, что несущие частоты входных гиперзвуковых импульсов ле-

жат выше линии резонансного спин-фононного поглощения, а  $\Omega$  – ниже данной линии. При  $\omega_{1,2} \gg \Omega$  частота входного акустического сигнала должна быть либо чуть меньше  $\omega_1$ , либо чуть больше  $\omega_2$ .

Из (16), (17) следует, что выполнение условия (2) существенно зависит от зеемановской частоты  $\omega_Z$ , которая, в свою очередь, определяется величиной внешнего магнитного поля. Варьируя его значение, можно в широких пределах изменять частоту  $\omega_Z$  резонансного поглощения гиперзвука. Заметим, что в соответствующих оптических экспериментах такая возможность отсутствует.

Обычно  $\omega_Z \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$  [25, 28], а  $\omega_D \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$  [49]. Тогда неравенству  $\Lambda > 1$  можно удовлетворить при  $\omega_{ca} \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ , что достижимо для концентраций парамагнитных ионов  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [24]. В этих условиях несущие частоты входных импульсов  $\omega_{1,2} \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , т.е. лежат на границе субтерагерцового и терагерцового диапазонов. Тогда спектр генерируемого акустического суперконтинуума должен принадлежать области гигагерцовых частот.

Система уравнений, описывающая исследуемый процесс, формально совпадает с (12). Теперь в ней  $\psi_1$  и  $\psi_2$  имеют смысл огибающих входных акустических сигналов, а  $E_T$  – поля деформации генерируемого акустического суперконтинуума. При этом нелинейность является следствием ангармонизма колебаний узлов кристалла и определяется параметром Грюнайзена [49]. Затухание и временная дисперсия всех компонент обусловлены спин-фононным взаимодействием.

В описанных выше условиях знаки ДГС входных терагерцовых сигналов противоположны друг другу:  $k_2^{(1)} < 0$ ,  $k_2^{(2)} > 0$  [24]. Данное обстоятельство является причиной того, что в случае акустики (в отличие от оптики) отсутствует интегрируемый двухчастотный вариант системы (12), порождающий солитонные решения.

При выбранных типичных параметрах кристалла MgO с примесными парамагнитными ионами  $\text{Fe}^{2+}$  и длительностях входных импульсов  $\tau_p \sim 0.1 \text{ нс}$  для дисперсионных длин  $l_d$  и длин поглощения  $l_{abs}$  имеем [24]  $l_d(\omega_1) = 2\tau_p^2/|k_2^{(1)}| \sim l_{abs}(\omega_1) = 1/\gamma_1 \approx 3 \text{ см}$ ,  $L_d(\omega_2) = 2\tau_p^2/|k_2^{(2)}| \approx 15 \text{ см}$  и  $L_{abs}(\omega_1) = 1/\gamma_1 \approx \approx 5 \cdot 10^2 \text{ см}$ . Для аналогичных параметров акустического суперконтинуума справедливы оценки [29]:  $l_d = \tau_p^3/\mu \sim 10^2 \text{ см}$  и  $L_{abs} = \tau_p^2/\eta \sim 10^3 \text{ см}$ . Численный эксперимент показал, что в соответствии с данными оценками на дистанциях распространения  $\sim 1 \text{ см}$  при подаче на кристалл по отдельности импульсов с несущими частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  двухполярные

профили генерируемых сигналов хорошо описываются выражением (11). В этом смысле процесс аналогичен начальной стадии генерации терагерцового излучения (см. рис. 2). Поэтому спектр акустического суперконтинуума качественно схож с изображенным на рис. 3. Спектры обоих высокочастотных импульсов смещаются в красную область на несколько гигагерц (рис. 4). При дальнейшем распространении происходит резкое затухание импульса на частоте  $\omega_1$ , а спектр суперконтинуума остается практически таким же, как и на начальной стадии (рис. 3), с максимумом на частоте  $\sim 1/\tau_p \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Входной импульс на частоте  $\omega_2$  до дистанций распространения  $\sim 10 \text{ см}$  не испытывает заметного затухания. Спектр генерируемого им акустического суперконтинуума принимает вид, качественно схожий с изображенным на рис. 7, имея выраженные локальные постепенно спадающие максимумы на кратных частотах  $1/\tau_p$ ,  $2/\tau_p$  и т.д. Спектр же самого входного сигнала заметно деформируется, испытывая смещение преимущественно в красную область.

На основе численного исследования (12) был рассмотрен двухчастотный режим генерации акустического суперконтинуума. Переходная стадия ( $z \sim 1 \text{ см}$ ) практически не отличается от соответствующих стадий при одночастотной генерации, а спектр генерируемого суперконтинуума является простым наложением спектров, генерируемых импульсами с несущими частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Поскольку  $l_{abs}(\omega_1) \ll l_{abs}(\omega_2)$ , в дальнейшем импульс на частоте  $\omega_1$  испытывает сильное поглощение. При этом происходит перекрестное рассеяние импульса с несущей частотой  $\omega_2$  на суперконтинууме, порожденном затухшим сигналом частоты  $\omega_1$ . Как результат, спектр рассеянного сигнала сильно искажается, простираясь в красную и в фиолетовую области относительно входной частоты  $\omega_2$  и приобретая вид акустического терагерцового суперконтинуума (рис. 8). Происхождение фиолетовой части данного спектра можно объяснить процессами слияния генерируемых низкочастотных фононов с высокочастотными фононами входного сигнала. Спектр же генерируемого гигагерцового диапазона качественно совпадает с изображенным на рис. 7. Таким образом, двухчастотный режим позволяет одновременно генерировать акустический суперконтинуум как в гигагерцовой, так и в терагерцовой областях. Эффективность генерации по энергии гигагерцового суперконтинуума способна достигать величины порядка  $10^{-2}$  [24].

Выше было сказано, что существует акустический аналог оптических штарковских сред. Генерация низкочастотного широкополосного гиперзву-

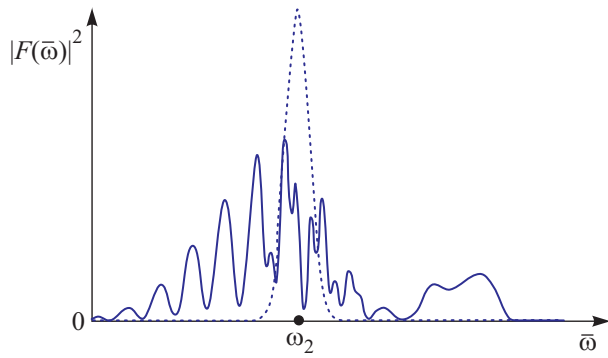


Рис. 8. Спектр акустического импульса, центрированного на частоте, близкой к  $\omega_2$ , при входе в кристалл (пунктирная кривая) и его же спектр после двухчастотного режима генерации гигагерцового акустического суперконтинуума (сплошная кривая)

ка за счет динамического сдвига резонансной зеемановской частоты была рассмотрена в [51, 52] с позиций анализа соответствующих интегрируемых систем материальных и волновых уравнений. Исследовано распространение трехкомпонентного продольно-поперечного гиперзвука в системе электронных и ядерных спинов. Роль электронных спинов сводится к уравниванию скоростей поперечных и продольных упругих волн. В геометрии Фохта, когда распространение происходит перпендикулярно магнитному полю, необыкновенная поперечная компонента, поляризованная вдоль магнитного поля, динамически смещает резонансную частоту зеемановского перехода ядерных спинов. Нормальная к ней обыкновенная поперечная компонента совместно с продольной составляющей возбуждает данный переход. В результате нелинейного взаимодействия в среде могут формироваться продольно-поперечные упругие солитоны. Продольная и обыкновенная поперечная компоненты солитона обладают несущей частотой, находясь в резонансе с ядерными зеемановскими переходами. Необыкновенная же поперечная составляющая обладает широким спектром, проявляющим свойства низкочастотного суперконтинуума.

**6. Заключение.** Таким образом, можно сказать, что нелинейные методы оптического и акустического выпрямления являются эффективным инструментом для генерации широкополосного излучения соответствующей физической природы. Основной задачей на этом пути является удовлетворение условиям синхронизма (1) или (2). Рассмотренный здесь прием использования техники наклонных оптических фронтов, по-видимому, не может найти применения в акустике. Групповая скорость  $v_g(\omega)$  в оптическом диапазоне, как правило, выше фазовой скорости  $v_{ph}(\Omega)$  на терагерцовых частотах. Поэтому, подобрав

должным образом угол наклона  $\theta$ , можно удовлетворить условию (1). В акустике ситуация прямо противоположна: в силу пространственной дисперсии групповая скорость высокочастотного (терагерцового и субтерагерцового) гиперзвука ниже фазовой скорости гиперзвука в области низких (гигагерцовых) частот. При оптическом методе генерации терагерцового суперконтинуума допирование кристалла резонансными примесями приводит из-за их нелинейного возбуждения к снижению  $v_g(\omega)$  и практически никак не сказывается на  $v_{ph}(\Omega)$ . В акустике введенные в кристалл парамагнитные ионы приводят к одновременному снижению  $v_g(\omega)$  и  $v_{ph}(\Omega)$ . При этом спин-фононные переходы не захватываются спектрами входных и генерируемых импульсов. Поэтому их возбуждение оказывается относительно слабым. Как результат спин-фононные переходы в большей степени снижают  $v_{ph}(\Omega)$ , нежели  $v_g(\omega)$ , чем и достигается выполнение условия (2).

Если несущая частота входного акустического импульса лежит внутри контура резонансного спин-фононного поглощения, возникает эффект акустической СИП [25–27, 53], при котором происходит замедление групповой скорости. Это также приводит к нарушению условия РЗБ в противовес тому, что имеет место в терагерцовой оптике.

Более близки друг к другу оптический и акустический механизмы генерации низкочастотных суперконтинуумов за счет динамического штарк-эффекта. С другой стороны, оптические импульсы сугубо поперечны, а акустические сигналы в твердом теле могут обладать ярко выраженной продольно-поперечной структурой [51, 52]. Таким образом, несмотря на внешнюю схожесть, между терагерцовой оптикой и субтерагерцовой акустикой имеются принципиальные различия.

Существует как минимум еще один не затронутый в настоящем обзоре механизм замедления групповой скорости света, связанный с электромагнитно индуцированной прозрачностью (ЭИП) [54]. Если групповую скорость оптического импульса с помощью ЭИП замедлить до фазовой скорости звука в среде, то становится возможным запрещенное в обычных условиях мандельштам-бриллюэновское рассеяние вперед [55]. При этом можно добиться выполнения РЗБ для коллинеарного распространения замедленного оптического импульса и порождаемого им широкополосного акустического сигнала [56]. Следовательно, можно говорить об оптическом методе генерации гиперзвука.

Эффект ЭИП накладывает довольно жесткое ограничение на длительность оптического импульса [54]:

замедление  $v_g(\omega)$  заметно для наносекундных импульсов и становится практически невозможным для пикосекундных, и тем более для фемтосекундных импульсов. Поэтому вряд ли возможно использование данного эффекта для повышения эффективности оптического метода генерации терагерцового излучения.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-00503а. Благодарю моих коллег, в особенности А.Н. Бугая и Н.В. Устинова, за непосредственное сотрудничество и за многочисленные плодотворные дискуссии.

1. P. Y. Han and X.-C. Zhang, Meas. Sci. Tech. **12**, 1747 (2001).
2. B. Fergusson and X.-C. Zhang, Natures Materials **1**, 26 (2002).
3. П. Г. Крюков, *Фемтосекундные импульсы*, М.: Физматлит, 2008.
4. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology **1**(2) (2011).
5. G. Kh. Kitaeva, Laser Phys. Lett. **5**, 559 (2008).
6. А. Н. Тучак, Г. Н. Гольцман, Г. Х. Китаева и др., Письма в ЖЭТФ **96**, 97 (2012).
7. У. А. Абдуллин, Г. А. Ляхов, О. В. Руденко, А. С. Чиркин, ЖЭТФ **66**, 1295 (1974).
8. Д. А. Багдасарян, А. О. Макарян, П. С. Погосян, Письма в ЖЭТФ **37**, 498 (1983).
9. D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman, Phys. Rev. Lett. **53**, 1555 (1984).
10. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, М.: Мир, 1988 [R. K. Dodd, J. C. Eilbeck, J. D. Gibbon, and H. C. Morris, *Solitons and Nonlinear Wave Equations*, Academic Press, Inc., London-Tokyo, 1984].
11. В. Е. Захаров, ЖЭТФ **62**, 1745 (1972).
12. D. J. Benney, Studies in Appl. Math. **56**, 81 (1977).
13. J. Hebling, G. Almasi, and I. Z. Cosma, Optics Express **10**, 1161 (2002).
14. А. В. Шуваев, М. М. Назаров, А. П. Шкуринов, А. С. Чиркин, Изв. Вузов. Радиофизика **L**, 1020 (2008).
15. M. I. Vakunov, S. B. Vodrov, and V. V. Tsarev, J. Appl. Phys. **104**, 073105 (2008).
16. С. В. Сазонов, А. Ф. Соболевский, Письма в ЖЭТФ **75**, 746 (2002).
17. С. В. Сазонов, А. Ф. Соболевский, Квант. электрон. **35**, 1019 (2005).
18. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **87**, 470 (2008).
19. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, Изв. РАН. Сер. физическая **73**, 1686 (2009).
20. A. N. Bugay and S. V. Sazonov, Phys. Lett. A **374**, 1093 (2010).
21. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **92**, 260 (2010).
22. Ф. В. Бункин, Ю. А. Кравцов, Г. А. Ляхов, УФН **149**, 391 (1986).
23. В. А. Голенищев-Кутузов, В. В. Самарцев, Н. К. Соловаров, Б. М. Хабибуллин, *Магнитная квантовая акустика*, М.: Наука, 1977.
24. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, ЖЭТФ **139**, 464 (2011).
25. N. S. Shiren, Phys. Rev. B **2**, 2471 (1970).
26. Г. А. Денисенко, ЖЭТФ **60**, 2270 (1971).
27. В. В. Самарцев, Б. П. Смоляков, Р. З. Шарипов, Письма в ЖЭТФ **20**, 644 (1974).
28. Дж. Такер, Р. Рэмpton, *Гиперзвук в физике твердого тела*, М.: Мир, 1975 [J. W. Tucker and V. W. Rampton, *Microwave ultrasonics in solid state physics*, North Holland Publishing company, Amsterdam, 1972].
29. С. А. Ахманов, В. Э. Гусев, УФН **162**, 3 (1992).
30. E. B. Tucker, Phys. Rev. Lett. **6**, 183 (1961).
31. C. Kittel, Phys. Rev. Lett. **6**, 449 (1961).
32. У. Х. Копвиллем, В. Д. Корепанов, ФТТ **3**, 2014 (1961).
33. W. Yang, S. Gong, R. Li, and Z. Xu, Phys. Rev. A **74**, 013407 (2006).
34. L. Liang-shi and A. P. Alivisatos, Phys. Rev. Lett. **90**, 097402 (2003).
35. А. И. Маймистов, Дж.-Ги Капуто, Оптика и спектроскопия **94**, 275 (2003).
36. С. В. Сазонов, А. Ф. Соболевский, ЖЭТФ **123**, 1160 (2003).
37. N. Yajima and M. Oikawa, Progr. Theor. Phys. **56**, 1719 (1976).
38. Е. М. Дианов, А. Я. Карасик, П. В. Мамышев и др., Письма в ЖЭТФ **41**, 242 (1985).
39. F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, Opt. Lett. **11**, 659 (1986).
40. А. Г. Степанов, А. А. Мельников, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, Письма в ЖЭТФ **85**, 279 (2007).
41. T. Hattori and K. Takeuchi, Optics Express **15**, 8076 (2007).
42. С. В. Сазонов, Н. В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **94**, 651 (2011).
43. D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*, Springer, N. Y., 2005.
44. M. C. Hoffman, K.-L. Yeh, J. Hebling, and K. A. Nelson, Optics Express **15**, 11706 (2007).
45. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. **183**, 457 (1969).
46. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, Оптика и спектроскопия **109**, 7 (2010).
47. С. В. Сазонов, Н. В. Устинов, ЖЭТФ **127**, 289 (2005).

48. С. В. Сазонов, Н. В. Устинов, *Оптика и спектроскопия* **106**, 467 (2009).
49. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, М.: Физматлит, 1963 [Charles Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, N.Y., John Wiley & Sons. Inc., 1956].
50. С. В. Воронков, С. В. Сазонов, *ЖЭТФ* **120**, 269 (2001).
51. С. В. Сазонов, Н. В. Устинов, *ТМФ* **164**, 222 (2010).
52. С. В. Сазонов, Н. В. Устинов, *ЖЭТФ* **141**, 738 (2012).
53. С. В. Сазонов, *ЖЭТФ* **136**, 67 (2009).
54. S. E. Harris, *Phys. Today* **July**, 36 (1997).
55. A. B. Matsko, Yu. V. Rostovtsev, M. Fleishhauer, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2006 (2001).
56. С. В. Сазонов, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 259 (2005).