

04:07

## Оптическая ректификация сильно сфокусированных импульсов ближнего инфракрасного диапазона в плазмонном волноводе

© В.А. Кукушкин

Институт прикладной физики РАН,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 8 ноября 2007 г.)

Рассмотрена генерация импульсов терагерцового (ТГц) диапазона в результате смешения фурье-гармоник одиночных накачивающих сильно сфокусированных лазерных импульсов ближней инфракрасной области в заполненном нелинейной средой плазмонном волноводе. При определенном выборе параметров такой волновод обеспечивает эффективное поперечное ограничение ТГц моды и малую дисперсию ее показателя преломления. В результате в данной системе становится возможной генерация коротких сравнительно мощных ТГц импульсов. По сравнению с традиционными (без волновода) схемами генерации ТГц импульсов из одиночных накачивающих импульсов (оптическая ректификация) предлагаемый метод позволяет значительно (в  $\sim 50$  раз) уменьшить мощность накачки, обеспечивая при этом ту же интенсивность выходного ТГц импульса и эффективность конверсии. Для частного примера структуры Ag/GaP/Ag найдены оптимальные параметры плазмонного волновода и импульса накачки и вычислены характеристики выходного ТГц импульса.

PACS: 42.65.Lm, 42.79.Gn

### Введение

В последнее время все большее внимание исследователей привлекает генерация электромагнитных полей терагерцового (ТГц) диапазона (как в непрерывном, так и в импульсном режимах), которые являются необходимым инструментом во многих фундаментальных и прикладных исследованиях, в том числе в медицине и биологии. Однако их использование в науке и технике ограничивается сравнительно низкой интенсивностью излучения, достигнутой в этой частотной области спектра. Хотя было предложено много методов генерации ТГц полей, оптическая ректификация (т.е. генерация импульса низкочастотного поля за счет биений фурье-компонент отдельного высокочастотного, типично относящегося к ближней инфракрасной (ИК) области, лазерного импульса накачки в среде с нелинейностью второго порядка) [1] остается одним из наиболее перспективных путей получения импульсного ТГц излучения. Однако даже для этого процесса эффективность конверсии  $\eta$  (т.е. отношение энергии выходного ТГц импульса к энергии входного накачивающего импульса), как правило, невысока. Очевидный путь увеличения  $\eta$  заключается в использовании импульсов накачки с большими интенсивностями, что позволяет усилить нелинейное взаимодействие их фурье-компонент.

Этот путь, однако, требует применения мощных фемтосекундных лазеров, которые являются сложными и дорогостоящими установками, часто доступными лишь в лабораторных условиях. В то же время, так как интенсивность выходного ТГц импульса и величина  $\eta$  зависят от интенсивности (а не от мощности) импульса накачки [1], можно, поддерживая неизменной интенсивность

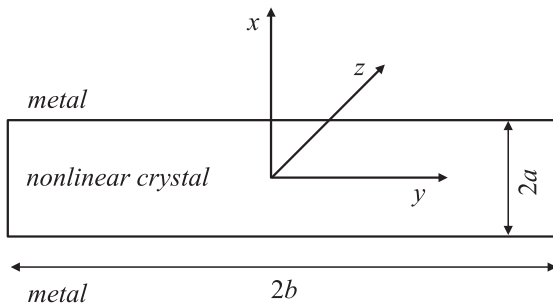
накачивающего излучения, значительно уменьшить его мощность и тем не менее получить те же значения для указанных двух величин. Это, очевидно, можно осуществить путем фокусировки накачивающего лазерного пучка в двух (или даже одном) поперечных направлениях до размера порядка нескольких микрон (так как типичная вакуумная длина волны импульса накачки для оптической ректификации составляет  $\sim 1 \mu\text{m}$  [2]), обеспечивая тем самым ту же интенсивность импульса накачки при уменьшении его мощности. В этом случае, однако, благодаря дифракции генерируемый ТГц пучок будет существенно уширяться на расстоянии, много меньшем нескольких миллиметров — характерной толщиной нелинейных кристаллов, используемых в экспериментах по оптической ректификации (ее значение определяется наименьшей из двух величин: длины линейного поглощения в ТГц диапазоне,  $L_a$ , и длины, на которой происходит заметное увеличение длительности импульса накачки за счет дисперсии групповой скорости (ДГС),  $L_{GVD}$  [3]). В результате практически на всем протяжении кристалла интеграл поперечного перекрытия этих пучков будет малым, а соответствующая эффективность преобразования низкой. Тем не менее в этом случае можно существенно увеличить  $\eta$  и интенсивность выходного ТГц импульса путем применения волноводящей структуры, обеспечивающей поперечное ограничение ТГц поля. Однако чтобы не уменьшить основные достоинства метода оптической ректификации, такой волновод, во-первых, должен вносить достаточно низкие потери как для накачивающего, так и для ТГц импульсов, так, чтобы результирующая длина поглощения в ТГц диапазоне была больше или порядка  $\min(L_a, L_{GVD})$ ; во-вторых, он должен характеризоваться низкой диспер-

сией показателя преломления,  $\bar{n}$ , в ТГц области, что необходимо для генерации коротких (и следовательно, достаточно мощных) ТГц импульсов длительностью порядка длительности импульсов накачки (подробности в разд. 2 статьи); в-третьих, должен обеспечивать выполнение условия фазового синхронизма, необходимого для эффективной оптической ректификации [4].

В настоящей статье, показано, что все эти требования удовлетворяются в двойном плазмонном волноводе (подобном используемому в квантовых каскадных лазерах [5]) с выбранными определенным образом параметрами. Такой волновод состоит из слоя нелинейного кристалла, помещенного между двумя слоями металла или сильно допированного полупроводника, обладающего высокой проводимостью. Физическая причина низкой дисперсии  $\bar{n}$  в ТГц диапазоне в такой системе заключается во взаимной компенсации отрицательной дисперсии высокопроводящих внешних слоев и положительной дисперсии нелинейного кристалла, а выполнение условия фазового синхронизма обеспечивается специальным выбором параметров волновода и несущей длины волны импульса накачки. Подробному рассмотрению этих вопросов посвящены два следующих раздела статьи, в которых приведены основные уравнения, описывающие распространение электромагнитных волн в двойном плазмонном волноводе (разд. 1) и для конкретного примера структуры Ag/GaP/Ag найдены его оптимальные параметры, а также вычислены характеристики выходного ТГц импульса (разд. 2). В заключение перечислены основные результаты работы, наиболее интересные с практической точки зрения.

### 1. Модель двойного плазмонного волновода

Рассмотрим пластинку нелинейного кристалла толщины  $2a$  и ширины  $2b \gg 2a$ , помещенную между двумя слоями металла или сильно допированного полупроводника (рис. 1). Вследствие условия  $2b \gg 2a$  ниже будет считаться, что данный волновод характеризуется той же системой мод, как если бы он имел бесконечное протяжение вдоль  $y$ . Частотная зависимость диэлектрических проницаемостей типичных нелинейных кристал-



**Рис. 1.** Двойной плазмонный волновод и система координат, используемая в тексте.

лов, применяемых для оптической ректификации,  $\epsilon_d$ , моделируется подгоночными функциями, согласно результатам работы [6], тогда как для описания частотной дисперсии диэлектрических проницаемостей металлов,  $\epsilon_m$ , используется модель Друде [7]:

$$\epsilon_m = 1 + 4\pi i\sigma(\omega)/\omega, \tag{1}$$

где  $\sigma(\omega) = \sigma_0/(1 - i\omega\tau)$  — проводимость металла,  $\tau$  — время релаксации импульсов электронов,  $\sigma_0 \equiv ne^2\tau/m$  — величина  $\sigma$  в статическом пределе,  $n$  — электронная концентрация,  $e$  — элементарный заряд,  $m$  — эффективная электронная масса.

Численный анализ данной системы с использованием приведенных ниже уравнений (3), (4) показывает, что коэффициенты линейного поглощения ближнего ИК и ТГц импульса минимальны, если они формируются модами ТЕ и ТМ соответственно. Поэтому в дальнейшем будет считаться, что накачивающий импульс образуется суперпозицией ТЕ-мод, а ТГц — ТМ, причем в обоих случаях все моды имеют одинаковый тип поперечной структуры (а именно являются низшими симметричными модами [8]) и различаются лишь частотами (и следовательно, волновыми числами вдоль  $z$ , а также количественными характеристиками поперечного распределения полей). Данная ситуация является оптимальной, так как параметры волновода подбираются таким образом, что только для этих двух мод выполняется условие фазового синхронизма и конверсия накачки в ТГц импульс оказывается эффективной, а распространение накачивающего поля также и в виде других мод привело бы к тому, что лишь часть его энергии могла бы эффективно преобразовываться в ТГц излучение. Однако так как при параметрах волновода, найденных ниже, в ближнем ИК-диапазоне в нем возможно распространение большого числа мод ТЕ и ТМ [8], для возбуждения лишь одной ближней ИК-моды необходимо применять особый способ ввода излучения накачки в волновод.

Запишем комплексные амплитуды  $\vec{E}_{p,THz}$  и  $\vec{B}_{p,THz}$  электрического,  $\mathbf{E}_{p,THz}$ , и магнитного,  $\mathbf{B}_{p,THz}$ , полей накачивающего и ТГц импульсов в виде

$$\vec{E}_{p,THz} \equiv A_{p,THz} \mathbf{e}_{p,THz}, \quad \vec{B}_{p,THz} \equiv A_{p,THz} \mathbf{b}_{p,THz}, \tag{2}$$

где  $\mathbf{e}_{p,THz}$  и  $\mathbf{b}_{p,THz}$  — безразмерные комплексные векторы, определяющие структуры мод [8]. Пусть  $\omega$  — частоты фурье-компонент накачивающего и ТГц импульсов,  $h_{p,THz}(\omega) = -h_{p,THz}^*(-\omega)$  — их  $z$ -волновые числа в волноводе,  $\bar{n}_{p,THz} \equiv c \text{Re}(h_{p,THz})/\omega$  — соответствующие показатели преломления. Величины  $h_{p,THz}$ , а также  $g_{p,THz}$  и  $p_{p,THz}$ , определяющие поперечную структуру мод [8], находятся из систем уравнений [8]

$$\begin{aligned} g_p a &= \arctan(p_p/g_p), \\ h_p^2 + g_p^2 &= (\omega/c)^2 \epsilon_d, \\ h_p^2 - p_p^2 &= (\omega/c)^2 \epsilon_m, \end{aligned} \tag{3}$$

$$g_{\text{THz}}a = \arctan[\varepsilon_d p_{\text{THz}}/(\varepsilon_m g_{\text{THz}})],$$

$$h_{\text{THz}}^2 + g_{\text{THz}}^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon_d, \quad (4)$$

$$h_{\text{THz}}^2 - p_{\text{THz}}^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon_m.$$

Полное электрическое или магнитное поле накачивающего или ТГц импульсов определяется выражением

$$(\mathbf{E}, \mathbf{B})_{p, \text{THz}} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{B}})_{p, \text{THz}} \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (5)$$

Будем считать, что для импульса накачки частотная зависимость  $A_p$  имеет вид

$$A_p(\omega) = A_{p0}(\omega - \omega_p) + A_{p0}^*(-\omega - \omega_p),$$

где  $A_{p0}(\omega)$  есть узкая функция с шириной  $\sim 1/\tau_p \ll \omega_p$  вокруг нулевого значения ее аргумента, описывающая медленно меняющуюся огибающую импульса накачки с несущей частотой  $\omega_p$  и длительностью  $\sim \tau_p$ . Имея в виду типичную ситуацию, когда  $\omega_p \tau_p \gg 1$  и, следовательно, спектр накачивающего импульса узок, в дальнейших расчетах будет пренебрегаться небольшим различием поперечного распределения полей для его различных фурье-компонент.

## 2. Конверсия ближнего ИК-импульса в ТГц в двойном плазмонном волноводе

Распространяясь в волноводе, импульс накачки создает низкочастотную поляризацию с комплексной амплитудой [9]

$$\tilde{P}_i(\omega) = 2\chi_{i22} \cos^2(g_p x) \exp(i\omega \bar{n}_{pg} z/c)$$

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} A_{p0}(\omega') A_{p0}^*(\omega' - \omega) d\omega' / (2\pi), \quad (6)$$

где  $\bar{n}_{pg} \equiv c(\partial \text{Re}(h_p)/\partial \omega)_{\omega=\omega_p}$  — групповой индекс накачки в волноведущей структуре. Уравнение (6) написано в пренебрежении частотной зависимостью тензора нелинейной восприимчивости второго порядка,  $\chi_{ijk}$ , и увеличением длительности импульса накачки вследствие ДГС, поскольку считается, что длина волновода меньше, чем

$$L_{GVD} \equiv \tau_p^2 / |\partial^2 \text{Re}(h_p)/\partial \omega^2|_{\omega=\omega_p} \equiv c\tau_p^2 / (\partial \bar{n}_{pg}/\partial \omega)_{\omega=\omega_p}.$$

В уравнении (6) и ниже не учитывается также ослабление накачивающего излучения с увеличением  $z$  вследствие малости длины волновода по сравнению с  $1/\text{Im} h_p(\omega_p)$ . Это условие действительно выполняется для конкретных материалов, выбранных в данной статье для численных расчетов (см. ниже).

Поляризация (6) создает плотность тока с комплексной амплитудой  $\tilde{j}_i(\omega) = -i\omega \tilde{P}_i(\omega)$ , которая служит источником, возбуждающим ТГц импульс. Согласно стандартной теории возбуждения волноводов [8], величина  $A_{\text{THz}}(\omega, z)$  задается формулой

$$A_{\text{THz}}(\omega, z) \equiv 2b \int_{-a}^a \int_0^z \tilde{j}_x e_{\text{THz}x}(-z') dx dz' / N_{\text{THz}}$$

$$= -8iab\omega \chi_{122} M z (2\pi N_{\text{THz}})^{-1} \sin c \left\{ \frac{\omega[\bar{n}_{pg} - \bar{n}_{\text{THz}}(\omega)]z}{2c} \right\}$$

$$\times \exp \left\{ i \frac{\omega[\bar{n}_{pg} + \bar{n}_{\text{THz}}(\omega)]z}{2c} \right\} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{p0}(\omega') A_{p0}^*(\omega' - \omega) d\omega'. \quad (7)$$

Здесь  $\sin c(x) \equiv \sin(x)/x$ ,

$$M \equiv \int_{-a}^a e_{py}^2|_{z=0} e_{\text{THz}x}|_{z=0} dx / (2a)$$

$$= -\bar{n}_{\text{THz}} \left\{ \sin(g_{\text{THz}}a) / g_{\text{THz}} + [2g_p \sin(2g_p a) \cos(g_{\text{THz}}a) - g_{\text{THz}} \cos(2g_p a) \sin(g_{\text{THz}}a)] / (4g_p^2 - g_{\text{THz}}^2) \right\} / (2a) \quad (8)$$

— интеграл перекрытия накачивающей и ТГц мод,

$$N_{\text{THz}} \equiv -(c/2\pi) 2b \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{e}_{\text{THz}} \mathbf{b}_{\text{THz}}]_{z=0} \mathbf{z}^0 dx$$

$$= -(bc\bar{n}_{\text{THz}}/\pi) \{ \varepsilon_d [a + \sin(2g_{\text{THz}}a)] / (2g_{\text{THz}}) \}$$

$$+ \varepsilon_m g_{\text{THz}}^2 \sin^2(g_{\text{THz}}a) / p_{\text{THz}}^3 \} \quad (9)$$

— комплексная норма ТГц моды, и член, пропорциональный  $\chi_{322}$ , исчезает вследствие антисимметрии произведения  $\cos^2(g_p x) \sin(g_{\text{THz}}x)$  по отношению к замене  $x \rightarrow -x$ . В (7) не учитывается поглощение ТГц импульса, так как даже для максимального  $z$  (равного длине волновода)  $z \text{Im} h_{\text{THz}} \lesssim 1$  (см. ниже).

Величина  $\chi_{122}$  в (7) зависит от ориентации волновода по отношению к кристаллографическим осям нелинейного кристалла. Простой численный анализ показывает, что в кристаллах со структурой цинковой обманки (например, GaAs, GaP, InP и др.)  $\chi_{122}$  имеет максимум  $\simeq 0.58\chi_{123}^0$  (где  $\chi_{123}^0$  — элемент тензора нелинейной восприимчивости второго порядка в системе координат с осями вдоль осей простой кубической ячейки [7]), если на рис. 1 ось  $z$  близка к направлению  $\langle 413 \rangle$ , а  $y$  — к  $\langle 111 \rangle$ .

Определим интенсивности накачивающего и ТГц импульсов,  $I_{p, \text{THz}}$ , как  $z$ -проекции соответствующих векторов Пойнтинга (в случае импульса накачки усредненного

также по периоду осцилляций несущей  $2\pi/\omega_p$ , т. е.

$$I_{p,\text{THz}} = (c/4\pi) [\mathbf{E}_{p,\text{THz}}(\mathbf{r}, t) \mathbf{B}_{p,\text{THz}}(\mathbf{r}, t)] \mathbf{z}^0 \quad (10)$$

для обсуждаемых здесь немагнитных сред. Для гауссово-го импульса накачки

$$I_p = -\frac{I_{p\text{max}} \text{Re}(e_{py} b_{px})}{\bar{n}_p} \exp\left[-\frac{2(t - \bar{n}_{pg}z/c)^2}{\tau_p^2}\right], \quad (11)$$

где  $I_{p\text{max}}$  — максимальная интенсивность, достигаемая при  $t = \bar{n}_{pg}z/c$  в плоскости  $x = 0$ , и поэтому

$$A_{p0}(\omega) = \pi\tau_p \sqrt{2I_{p\text{max}}/(c\bar{n}_p)} \exp(-\tau_p^2\omega^2/4). \quad (12)$$

Используя (7), (2), (5) и (10), можно найти  $I_{\text{THz}}$  и мощность ТГц импульса  $P_{\text{THz}}$

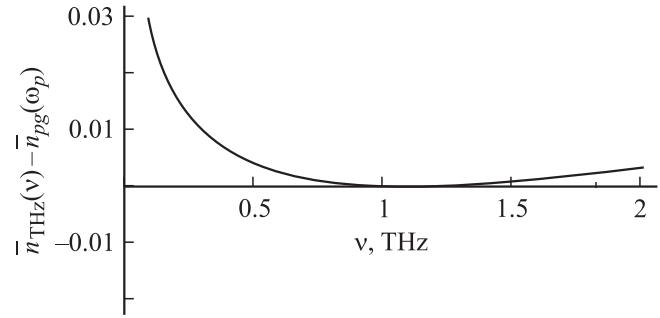
$$P_{\text{THz}} \equiv 2b \int_{-\infty}^{+\infty} I_{\text{THz}} dx. \quad (13)$$

При выполнении этой процедуры будем считать, что для центральной частоты спектра ТГц импульса  $\omega_{\text{THz}}$  выполняется условие фазового синхронизма, необходимое для эффективной оптической ректификации [4], т. е.  $\bar{n}_{pg} = \bar{n}_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}})$ , и для всего спектра ТГц импульса  $\omega[\bar{n}_{pg} - \bar{n}_{\text{THz}}(\omega)]l/(2c) \ll 1$ , где  $l$  — оптимальная длина волновода, определяемая ниже. В результате в (7) можно положить

$$\begin{aligned} & \sin c\{\omega[\bar{n}_{pg} - \bar{n}_{\text{THz}}(\omega)]z/(2c)\} \\ & \times \exp\{i\omega[\bar{n}_{pg} - \bar{n}_{\text{THz}}(\omega)]z/(2c)\} \simeq 1. \end{aligned}$$

Численное решение (3), (4) с  $\varepsilon_d(\omega)$  и  $\varepsilon_m(\omega)$ , взятыми из [6,7], показывает, что для конкретного состава двойного плазмонного волновода такая ситуация может быть действительно реализована с помощью определенного выбора толщины нелинейного кристалла  $2a$  (рис. 1) и несущей длины волны накачки. Так, для кристалла GaP, помещенного между двумя слоями из Ag разность  $\omega[\bar{n}_{pg} - \bar{n}_{\text{THz}}(\omega)]l/(2c)$  при  $2a = 6.4 \mu\text{m}$  и  $\lambda_p \equiv 2\pi c/\omega_p = 1.013 \mu\text{m}$  оказывается меньше единицы практически для всего спектра ТГц импульса (для оптимальной длины волновода  $l \simeq 2 \text{mm}$ , найденной ниже), и, более того,  $\bar{n}_{\text{THz}}(\omega)$  имеет почти нулевую производную при центральной частоте ТГц импульса  $\nu = 1 \text{THz}$  (рис. 2).

Физическая причина такой частотной зависимости  $\bar{n}_{\text{THz}}(\omega)$  состоит в том, что эта величина определяется показателями преломления как кристалла, так и металла, куда частично проникает ТГц мода. Величина  $\text{Re}\sqrt{\varepsilon_d}$  характеризуется положительной дисперсией в ТГц области [6], а  $\text{Re}\sqrt{\varepsilon_m} \simeq \sqrt{2\pi\sigma_0/\omega}$  — отрицательной. Взаимная компенсация этих двух вкладов в  $\bar{n}_{\text{THz}}(\omega)$  и приводит к практической нулевой дисперсии  $\bar{n}_{\text{THz}}(\omega)$  вблизи  $\nu = 1 \text{THz}$ .



**Рис. 2.** Фазовый синхронизм в двойном плазмонном волноводе: разность между  $\bar{n}_{pg}$  и  $\bar{n}_{\text{THz}}(\nu)$  как функция  $\nu$  вблизи центральной частоты ТГц импульса 1 THz для кристалла GaP, помещенного между двумя слоями Ag;  $a = 3.2 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_p \equiv 2\pi c/\omega_p = 1.013 \mu\text{m}$ .

Оптимальная величина  $I_{p\text{max}}$  для рассматриваемой структуры равна  $10^{10} \text{W/cm}^2$  и определяется следующими двумя факторами. Во-первых, так как  $P_{\text{THz}} \propto I_{p\text{max}}^2$  [1], выгодно повышать  $I_{p\text{max}}$ . Во-вторых,  $I_{p\text{max}}$  не должна быть слишком высокой, чтобы 3-фотонное поглощение накачки (которое в широкозонных полупроводниковых кристаллах типа GaP при длине волны накачки  $\sim 1 \mu\text{m}$  значительно сильнее 2-фотонного) и поглощение ТГц импульса на свободных электронах и дырках, генерируемых импульсом накачки, было пренебрежимо мало на длине волновода. Согласно [3], для  $l = 2 \text{mm}$  это ведет к данной оценке  $I_{p\text{max}}$ . Что касается определения оптимальной длины волновода, то очевидно, что рост  $l$  благоприятствует генерации ТГц излучения, так как это означает увеличение дистанции нелинейного взаимодействия накачки с ТГц полем и поэтому приводит к возрастанию выходной мощности ТГц импульса. Однако, с другой стороны,  $l$  не должна быть больше меньшей одной из следующих двух величин: длины поглощения ТГц импульса в волноводе,  $1/(2 \text{Im} h_{\text{THz}})$  (согласно численному решению (4) с указанными выше параметрами, равному  $\simeq 2 \text{mm}$ ), и  $L_{\text{GVD}} (\simeq 8 \text{mm}$  [3]), и поэтому оптимальное значение  $l = 1/(2 \text{Im} h_{\text{THz}}) \simeq 2 \text{mm}$ . В связи с этим необходимо отметить, что для чистого кристалла GaP длина поглощения ТГц излучения  $L_a \simeq 6 \text{mm}$  [3], так что максимально возможная толщина этого материала в традиционной (без волновода) схеме оптической ректификации  $\min(L_a, L_{\text{GVD}}) = L_a \simeq 6 \text{mm}$ . В случае рассматриваемой здесь оптической ректификации в волноводе максимальная длина волновода, допускаемая поглощением ТГц излучения, составляет, как было сказано выше, примерно 2 mm. Таким образом, введение волновода не очень сильно уменьшает максимально возможную длину нелинейного взаимодействия волн.

Что касается поглощения накачки, численное решение (3) для указанных выше параметров дает для  $\text{Im} h_p$  величину  $4 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$ , так что ее ослаблением в волноводе с длиной  $l \simeq 2 \text{mm}$  можно пренебречь. Мож-

но также не учитывать истощение импульса накачки вследствие его преобразования в ТГц импульс, так как соответствующая степень конверсии оказывается  $\ll 1$  (см. ниже).

Благодаря отмеченной выше слабой дисперсии  $\bar{n}_{\text{THz}}(\omega)$  вблизи  $\nu = 1$  ТГц, как показывают численные расчеты, выходной ТГц импульс состоит лишь из одной осцилляции поля и имеет примерно ту же длительность, что и импульс накачки. Это позволяет значительно увеличить пиковую мощность и интенсивность ТГц импульса по сравнению со случаем сильной дисперсии  $\bar{n}_{\text{THz}}(\omega)$  в ТГц области, когда длительность генерируемого ТГц импульса оказывается значительно большей длительности импульса накачки [3].

Для импульса накачки длительностью  $\tau_p = 318$  fs, принимая, что в случае GaP  $\chi_{123}^0 \simeq 1.7 \cdot 10^7$  cm/statV ( $1 \text{ cm/statV} = 4.189 \cdot 10^{-4} \text{ m/V}$ )  $\omega_{\text{THz}}$  [10], численные расчеты приводят к пиковым интенсивности и мощности ТГц импульса  $I_{\text{THz max}} \simeq 8 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$  и  $P_{\text{THz}} \simeq 30 \text{ W}$ . Эффективность конверсии  $\eta$ , согласно ее определению, дается формулой

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} P_{\text{THz}} dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} P_p dt} \quad (14)$$

и при данных параметрах  $\simeq 10^{-4}$ . В связи с этими оценками необходимо отметить, что, поскольку  $I_{\text{THz max}}$  и  $\eta$  зависят от интенсивности (а не мощности) накачки, в традиционной схеме оптической ректификации без применения волновода те же  $I_{\text{THz max}}$  и  $\eta$  достигаются при пиковой мощности накачивающего излучения в  $S/(4ab)$  раз больше, чем в настоящем методе. Здесь  $S$  — площадь поперечного сечения накачивающего пучка в фокусе, и ее минимально возможное значение может быть оценено из условия, чтобы дифракционное расхождение ТГц излучения на расстоянии в несколько миллиметров (характерная длина поглощения в нелинейных кристаллах [11]), определяющая верхний предел на толщину кристалла, используемого в традиционной схеме оптической ректификации) было пренебрежимо мало. Это дает  $S_{\text{min}} \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$ . Следовательно, без волновода те же  $I_{\text{THz max}}$  и  $\eta$  были бы достигнуты при пиковой мощности импульса накачки, в  $\sim 50$  раз большей, чем в настоящем методе. В результате применение описанной волноведущей структуры позволяет существенно понизить требования на мощность фемтосекундного лазера, необходимую для достижения высокой интенсивности выходного ТГц импульса и большой степени конверсии  $\eta$ .

## Заключение

Таким образом, в данной работе показано, что применение достаточно простой двойной плазмонной волноведущей структуры для оптической ректификации позволяет работать с сильно сфокусированными (с размерами

поперечного сечения в несколько микрон) накачивающими пучками. Это, в свою очередь, дает возможность значительно (в  $\sim 50$  раз) уменьшить мощность импульса накачки по сравнению с традиционной (без волновода) схемой оптической ректификации и в то же время получить те же пиковую интенсивность ТГц импульса и степень конверсии. Последнее значение в данном методе может быть достаточно высоким для оптической ректификации (в частности, благодаря эффективному поперечному ограничению ТГц поля в рассматриваемой волноведущей структуре) и достигать 0.01% в рассмотренном частном примере системы Ag/GaP/Ag. Необходимо отметить также, что дисперсия показателя преломления ТГц моды в рассмотренном волноводе весьма мала, что позволяет генерировать короткие (содержащие всего одну осцилляцию поля) и поэтому достаточно мощные ТГц импульсы длительностью порядка нескольких сотен фемтосекунд, т.е. близкими к длительностям импульсов накачки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17525 и 07-02-00486) и Совета по поддержке ведущих научных школ России (грант № 4588.2006.2).

## Список литературы

- [1] *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. С. 129.
- [2] *Sakai K., Tani M.* Terahertz Optoelectronics / Ed. by K. Sakai. Berlin: Springer, 2005. P. 11.
- [3] *Kukushkin V.A.* // JOSA B. 2006. Vol. 23. N 12. P. 2528–2534.
- [4] *Kaindl R., Eickemeyer F., Woerner M., Elsaesser T.* // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. N 8. P. 1060–1062.
- [5] *Rochat M., Ajili L., Willenberg H., Faist J., Beere H., Davies G., Linfield E., Ritchie D.* // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. N 8. P. 1381–1383.
- [6] *Пухтин А.Н., Яськов А.Д.* // ФТП. 1978. Т. 12. Вып. 6. С. 1047–1053.
- [7] *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела. М.: Мир, 1979. Т. 1. С. 31, 101. (Ashcroft N.W. and Mermin N.D. Solid State Physics. N.Y.: Holt, Rinehart and Winston, 1976).
- [8] *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1988. С. 220.
- [9] *Гурзadyн Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н.* Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. М.: Радио и связь, 1991. С. 4.
- [10] *Flytzanis C.* // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. N 4. P. 1264–1290.
- [11] *Palik E.D.* Handbook of Optical Constants of Solids. N.Y.: Academic, 1985.