

# Согласование групповых скоростей при генерации сверхкоротких световых импульсов в полом волноводе с комбинационно-активным газом\*

А.М.Жёлтиков, А.Н.Наумов

*Показано, что расстройка групповых скоростей импульса накачки и пробного импульса может накладывать существенные ограничения на предельную длительность сверхкоротких импульсов, получаемых путем генерации множественных стоковых и антистоковых компонент в комбинационно-активной среде, предварительно возбужденной коротким лазерным импульсом. Согласование групповых скоростей импульса накачки и зондирующего импульса может быть достигнуто при использовании наполненного газом полого волновода путем выбора его внутреннего диаметра, давления газа, а также волноводных мод излучения накачки и пробного излучения. Подобный подход позволяет существенно увеличить число стоковых и антистоковых компонент, генерируемых в предварительно возбужденной комбинационно-активной среде, и открывает возможности значительного сокращения длительности синтезируемых таким образом световых импульсов.*

**Ключевые слова:** сверхкороткие лазерные импульсы, групповая скорость, комбинационно-активная среда.

## 1. Введение

В настоящее время современная лазерная физика вплотную приблизилась к фемтосекундному рубежу длительностей лазерных импульсов, и созданы все предпосылки для прорыва в область аттосекундных импульсов. Световые импульсы длительностью менее 5 фс, полученные различными способами в [1, 2], позволяют исследовать быстротекающие процессы в веществе с уникально высоким временным разрешением, соответствующим двум периодам светового поля [3]. Импульсы длительностью менее 10 фс сейчас становятся повседневным средством лазерного эксперимента, используемым для целей спектроскопии высокого временного разрешения [4] и генерации излучения в широком спектральном диапазоне, включая область водяного окна прозрачности [5].

Активно обсуждаются несколько способов генерации субфемтосекундных и аттосекундных импульсов. Одна из возможностей выхода за пределы фемтосекундного диапазона основана на генерации гармоник высокого порядка в газовых струях [5–10] и в плазме, создаваемой на поверхности твердотельной мишени [11]. Спектр гармоник, генерируемых в интенсивном лазерном поле, содержит участок (плато), в пределах которого амплитуды гармоник различных порядков примерно равны друг другу. Фашировка этих гармоник, как показывает теоретический анализ, выполненный в работах [12–16], позволяет формировать последовательности аттосекундных импульсов.

\*По материалам доклада на семинаре «Сверхбыстрые процессы в веществах и лазерные фемтотехнологии» (Н.Новгород, Институт прикладной физики РАН, 7–8 декабря 2000 г.).

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; e-mail:zheltikov@top.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 1 марта 2001 г.

Пути решения ключевой для данного метода проблемы фазировки гармоник различных порядков в настоящее время широко обсуждаются в литературе [12–16]. Активно исследуются также пути выделения одиночных импульсов из последовательностей импульсов, формируемых при этих условиях [12, 13]. Авторами [17] указано на возможность формирования одиночных аттосекундных импульсов за счет использования свойств гармоник, излучаемых газовой средой под действием сверхкороткого (длительностью менее 5 фс) лазерного импульса.

Теоретический анализ и недавно выполненные экспериментальные исследования [18–20] свойств вынужденного комбинационного рассеяния и путей фазировки стоковых и антистоковых компонент, генерируемых в комбинационно-активных средах, показали, что для генерации аттосекундных импульсов не обязательно наличие сверхсильных световых полей. Высокие эффективности генерации стоковых и антистоковых компонент могут быть достигнуты при умеренных интенсивностях излучения накачки [20].

Путем надлежащего выбора условий возбуждения комбинационно-активных колебаний среды при этом удастся достигнуть фазовых соотношений между стоковыми и антистоковыми компонентами, позволяющими рассчитывать на возможность использования такого подхода для формирования субфемтосекундных и аттосекундных импульсов. Однако дисперсия групповой скорости, присущая любой реальной среде, и отсутствие методов регистрации субфемтосекундных и аттосекундных импульсов не позволили до настоящего времени зарегистрировать аттосекундные импульсы.

В настоящей работе мы остановимся на возможностях генерации сверхкоротких световых импульсов путем генерации множественных стоковых и антистоковых компонент в комбинационно-активной среде, предварительно возбужденной коротким лазерным импульсом. Данный метод генерации сверхкоротких импульсов

был предложен и экспериментально реализован в работах [21–24].

Основная идея метода заключается в следующем. Комбинационно-активные колебательные моды молекул газа предварительно возбуждаются коротким лазерным импульсом накачки с длительностью менее периода колебаний молекул. Возбужденные таким образом комбинационно-активные молекулярные колебания модулируют пробный импульс, поступающий в среду с некоторой задержкой относительно импульса накачки, и приводят к генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент.

Амплитудные и фазовые соотношения между возникающими стоксовыми и антистоксовыми компонентами позволяют осуществить синтез сверхкоротких импульсов. Важные преимущества данного метода формирования сверхкоротких импульсов связаны с тем, что такой подход позволяет разнести во времени процесс приготовления среды мощным лазерным импульсом и процесс генерации стоксовых и антистоксовых компонент в поле пробного импульса умеренной интенсивности. При этом можно устранить влияние конкурирующих процессов, включая эффекты самовоздействия лазерных импульсов, ионизации среды, а также уширения и сдвига стоксовых и антистоксовых компонент, на процесс формирования короткого импульса.

Для увеличения длины взаимодействия импульсов накачки и пробного импульса с комбинационно-активной средой авторы работ [22–24] использовали полый волновод длиной 70–100 см. Расстройка групповых скоростей импульса накачки и пробного импульса может являться при этом одним из основных факторов, ограничивающих число возбуждаемых стоксовых и антистоксовых компонент, и, в конечном счете, не позволяет получить предельно короткие световые импульсы. Ниже показано, что разность групповых скоростей импульса накачки и пробного импульса в полном волноводе может быть существенно уменьшена за счет дисперсии волноводных мод путем правильного выбора давления газа, диаметра полого волновода и пары волноводных мод. Ослабление влияния эффектов группового запаздывания при этих условиях позволяет существенно увеличить число генерируемых стоксовых и антистоксовых компонент и значительно сократить длительность синтезируемых таким образом световых импульсов.

## 2. Влияние расстройки групповых скоростей на формирование сверхкоротких импульсов

Для анализа возможности синтеза сверхкоротких импульсов путем генерации большого числа стоксовых и антистоксовых компонент мы воспользуемся приближением медленно меняющихся амплитуд. Разумеется, такое приближение, строго говоря, неприменимо для описания эволюции сверхкоротких световых импульсов, однако оно представляется чрезвычайно полезным для выяснения основных тенденций эволюции спектра импульса, распространяющегося в комбинационно-активной среде, понимания роли эффектов группового запаздывания при синтезе сверхкоротких импульсов из большого числа стоксовых и антистоксовых компонент и иллюстрации путей уменьшения групповой расстройки за счет использования дисперсии волноводных мод.

Ограничивая для простоты записи наше рассмотре-

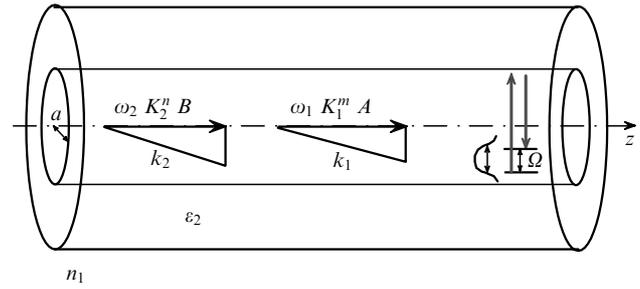


Рис.1. Распространение световых импульсов в полном волноводе. Первый импульс возбуждает комбинационно-активные моды молекул газа, заполняющего волновод, второй генерирует множественные стоксовы и антистоксовы компоненты в соответствии со схемой [21–24].

ние случаев  $EH_{1q}$ -мод полого волновода, запишем поля импульса накачки и пробного импульса, распространяющиеся вдоль оси  $z$  в полном волноводе (рис.1), в следующем виде:

$$E_1 = \frac{1}{2} f^m(\rho) A(t, z) \exp[-i(\omega_1 t - K_1^m z)] + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

$$E_2 = \frac{1}{2} f^n(\rho) B(t, z) \exp[-i(\omega_2 t - K_2^n z)] + \text{компл. сопр.}, \quad (2)$$

где  $\omega_1, \omega_2$  – центральные частоты импульса накачки и пробного импульса соответственно;  $f^m(\rho)$  – поперечное распределение поля моды  $EH_{1q}$  полого волновода;  $\rho$  – расстояние от оси полого волновода;  $K_1^m, K_2^n$  – константы распространения импульсов накачки и пробного импульса, соответствующие собственным модам полого волновода;  $A(t, z)$  – медленно меняющаяся амплитуда импульса накачки;  $B(t, z)$  – медленно меняющаяся амплитуда пробного импульса.

Импульс накачки (1) возбуждает в среде комбинационно-активные моды  $Q$ , свободное затухание которых описывается следующим выражением [23]:

$$Q(t) = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \sin\left[\left(\Omega^2 - \frac{1}{T_2^2}\right)^{1/2} t\right], \quad (3)$$

где  $Q_0$  – амплитуда колебаний, пропорциональная энергии импульса накачки;  $T_2$  – время дефазировки молекулярных колебаний;  $\Omega$  – собственная частота молекулярных колебаний.

Решение уравнения эволюции комплексной огибающей пробного импульса, поступающего в среду с некоторой задержкой относительно импульса накачки, для случая плоских волн в условиях, когда время дефазировки  $T_2$  значительно превышает период молекулярных колебаний и длительности световых импульсов, найдено в работе [23]. В рассматриваемом случае комбинационного взаимодействия в собственных модах полого волновода решение имеет полностью аналогичный вид:

$$B(\tau, z) = B(\tau, 0) \exp\left[-i\gamma \frac{\sin(\Delta K_{mm} z)}{\Delta K_{mm}} \sin(\Omega \tau + \Delta K_{mm} z)\right]. \quad (4)$$

Здесь  $\tau = t - z/v_2^n$ ;  $B(\tau, 0)$  – начальная огибающая пробного импульса;

$$\Delta K_{mm} = \Omega \frac{1/v_2^n - 1/v_1^m}{2} \quad (5)$$

– параметр, характеризующий расстройку групповых скоростей;

$$\gamma = \frac{2\pi}{c} \omega_2 N Q_0 \frac{\partial \alpha}{\partial Q}; \quad (6)$$

$N$  – концентрация комбинационно-активных молекул в газе;  $\partial \alpha / \partial Q$  – производная поляризуемости молекул газа по колебательной координате. Выражение (4) учитывает влияние волноводных эффектов через групповые скорости импульсов в волноводе и через коэффициент  $\gamma$ , нормированный с учетом поперечного распределения полей в волноводных модах.

Спектр пробного импульса при этом представляет собой суперпозицию эквидистантных спектральных компонент  $\omega_s = \omega_2 + s\Omega$  ( $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ), отстоящих друг от друга на частоту молекулярных колебаний  $\Omega$ . Число стоксовых и антистоксовых компонент в спектре пробного импульса растет по мере увеличения длины взаимодействия. Для многих газов серьезной проблемой при этом может являться расстройка групповых скоростей импульсов накачки и пробного импульса (штриховые линии на рис.2), ограничивающая увеличение длины взаимодействия характерной длиной группового разбега  $l_{mn}^g = \pi / (2\Delta K_{mn})$ , на которой групповая задержка импульсов накачки и пробного импульса становится равной половине периода молекулярных колебаний.

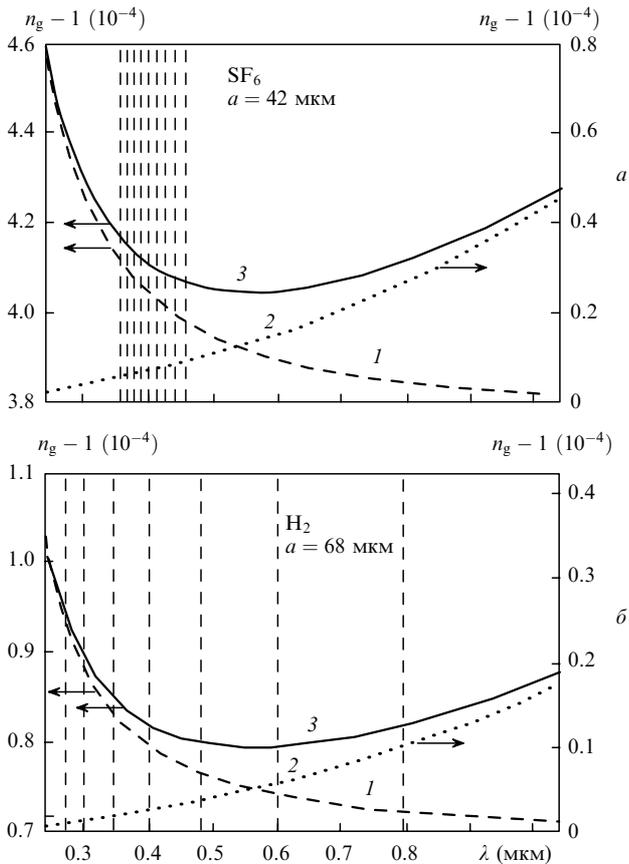


Рис.2. Зависимости группового показателя преломления  $n_g = c/v_g$  в свободных газах  $\text{SF}_6$  (а) и  $\text{H}_2$  (б) от длины волны на основе данных работы [25] (1), для моды  $\text{EH}_{11}$  пустого полого волновода (2) и для моды  $\text{EH}_{11}$  наполненного газом полого волновода (3) при давлении газа 0.5 атм и разных внутренних радиусах волновода  $a$ . На рис.2 и 3 вертикальными штриховыми линиями показаны длины волн пробного импульса (0.4 мкм) и стоксовых и антистоксовых компонент.

Табл.1.

Газ	$\Delta k$ (см <sup>-1</sup> )	$\Delta K_0$ (см <sup>-1</sup> )	$a$ (мкм)	$L_a$	$N$
SF <sub>6</sub>	775	0.049	42	30	22
N <sub>2</sub>	2330	0.087	54	63	8
O <sub>2</sub>	1555	0.07	49	45	11
CO <sub>2</sub>	1388	0.094	40	25	12
H <sub>2</sub>	4160	0.1	68	115	4

Примечания:  $\Delta k$  – частота комбинационно-активных колебаний (из [25]);  $\Delta K_0$  – групповые расстройки для импульсов излучения с  $\lambda = 800$  и  $400$  нм в отсутствие волновода, рассчитанные для давления газа 0.5 атм на основе данных из [25];  $a$  – оптимальные внутренние радиусы полых волноводов, позволяющие достичь группового синхронизма для импульсов излучения с  $\lambda = 800$  и  $400$  нм в основной волноводной моде при давлении газа 0.5 атм;  $L_a$  – длина затухания излучения с  $\lambda = 800$  нм в основной волноводной моде, соответствующая радиусу полого волновода  $a$ , при котором выполнено условие группового синхронизма;  $N = (2c\Delta k\tau')^{-1}$  – минимальное число стоксовых и антистоксовых компонент, необходимое для генерации импульса короче 1 фс ( $\tau' = 1$  фс).

В частности, для импульсов излучения с  $\lambda = 800$  и  $400$  нм, распространяющихся в газе  $\text{SF}_6$  при давлении 0.5 атм, групповая задержка без учета волноводной дисперсии  $\Delta K_0$  (табл.1), вычисленная на основе данных работы [25], составляет по абсолютной величине примерно  $0.049 \text{ см}^{-1}$ . Эффекты групповой задержки при этом могут оказаться основным фактором, который ограничивает длительность импульса, в схемах синтеза субфемтосекундных и аттосекундных импульсов, основанных на использовании высокочастотных комбинационно-активных колебаний (см. данные, приведенные в табл.1, и рис. 2,б). Использование двух-трех подобных высокочастотных колебаний, как показано в работе [24], достаточно для преодоления фемтосекундного рубежа длительностей импульсов.

### 3. Пути уменьшения групповой расстройки в полых волноводах

Проблема групповой расстройки при описанных экспериментальных условиях может быть решена за счет использования дисперсии волноводных мод. С физической точки зрения эта возможность связана с тем, что групповая скорость светового импульса в наполненном газом полом волноводе (сплошные линии на рис.2), определяемая выражением

$$v_{pq} = \left( \frac{\partial K_{pq}}{\partial \omega} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где  $K_{pq}$  – постоянная распространения, соответствующая собственной моде полого волновода с индексами  $p$  и  $q$ , отличается от групповой скорости импульса в этом же газе в отсутствие волновода (штриховые кривые на рис.2),

$$v = \left( \frac{\partial k}{\partial \omega} \right)^{-1} = c \left[ n \left( 1 + \frac{\omega}{n} \frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

где  $k = n\omega/c$ ;  $n$  – показатель преломления газа. Это отличие связано с тем, что волновое число  $k$  в свободном газе отличается от постоянной распространения для собственной моды полого волновода  $K_{pq} = (k^2 - h_{pq}^2)^{1/2}$ , где  $h_{pq}$  находится из характеристического уравнения для

собственной моды волновода (диаграмма соответствующих волновых векторов представлена на рис.1).

В частности, для постоянной распространения моды  $EH_{1m}$  полого волновода имеем [26]

$$K_l^{1m} \equiv K_l^m \approx \frac{\omega m_1(\omega_l)}{c} \left\{ 1 - \left[ \frac{u_l^m c}{a \omega m_1(\omega_l)} \right]^2 \right. \\ \left. \left[ \frac{1}{2} + \frac{\text{Im} \mu(\omega_l)}{a \omega_l} c \right] \right\}, \quad (9)$$

где  $u_l^m$  – собственное значение моды  $EH_{1m}$ ;  $a$  – внутренний радиус полого волновода;

$$\mu(\omega_l) = \frac{\varepsilon_2(\omega_l) + n_1^2(\omega_l)}{2n_1^2(\omega_l)[\varepsilon_2(\omega_l) - n_1^2(\omega_l)]^{1/2}}; \quad (10)$$

$\varepsilon_2(\omega_l)$  – диэлектрическая проницаемость стенок волновода на частоте  $\omega_l$  ( $l = 1, 2$ ).

Продифференцировав выражение (9), получим следующее выражение для групповой скорости светового импульса с поперечным распределением поля, соответствующим моде  $EH_{1m}$  полого волновода:

$$(v_l^m)^{-1} = (v_l)^{-1} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[ \frac{u_l^m c}{a \omega m_1(\omega_l)} \right]^2 \right\}, \quad (11)$$

где

$$v_l = c \left\{ n(\omega_l) \left[ 1 + \frac{\omega_l}{n(\omega_l)} \frac{\partial n}{\partial \omega} \Big|_{\omega_l} \right] \right\}^{-1}$$

– групповая скорость в свободном газе.

Расстройка групповых скоростей может быть представлена в виде суммы двух составляющих:

$$\Delta K_{mn} = \Delta K_0 + \Delta K_{mn}^w, \quad (12)$$

где  $\Delta K_0$ ,  $\Delta K_{mn}^w$  – компоненты групповой расстройки за счет дисперсии газа и волновода соответственно.

Таким образом, представив расстройку групповых скоростей распространяющихся в полом волноводе коротких световых импульсов в виде суммы составляющих групповой расстройки, связанных с дисперсией газа и дисперсией волноводных мод (12), мы показали, что влияние групповой задержки в полом волноводе может быть существенно ослаблено при правильном выборе сорта и давления газа, внутреннего радиуса волновода и пары взаимодействующих мод. В частности, как следует из выражений (11) и (12), волноводная составляющая групповой расстройки уменьшается обратно пропорционально квадрату внутреннего радиуса волновода,  $\Delta K_{mn}^w \propto a^{-2}$ . Физически данное обстоятельство означает возможность более эффективной компенсации групповых расстроек в полых волноводах с меньшими внутренними радиусами.

Дисперсионные кривые для групповых показателей преломления комбинационно-активных газов  $SF_6$  и  $H_2$  при давлении 0.5 атм представлены штриховыми кривыми на рис.2. Там же пунктиром показаны дисперсионные зависимости для групповых показателей преломления мод  $EH_{11}$  полого волновода с внутренним радиусом 42 мкм (рис.2,а) и 68 мкм (рис.2,б). Результирующие кривые дисперсии групповых показателей преломления

с учетом волноводной дисперсии показаны сплошными линиями. Как видно из приведенных зависимостей, при правильном выборе параметров волновода удается достичь компенсации дисперсии групповой скорости в достаточно широком спектральном диапазоне.

В табл.1 приведены групповые расстройки  $\Delta K_0$  световых импульсов с  $\lambda = 800$  и 400 нм для ряда газов, обладающих интенсивными комбинационно-активными модами, при давлении газа  $p = 0.5$  атм. В частности, длина группового разбегания импульсов с  $\lambda = 800$  и 400 нм для газа  $SF_6$  при давлении 0.4 атм, использовавшегося в экспериментах [22 – 24], составляет при этих условиях примерно 40 см. Такая групповая расстройка может существенно влиять на генерацию стоковых и антистоковых компонент и существенно ограничивать длительность синтезируемых импульсов. Однако групповая расстройка может быть полностью компенсирована для основных волноводных мод излучения основной частоты и второй гармоники при внутреннем радиусе волновода  $a = 47$  мкм (для сравнения внутренний диаметр полого волновода, используемого в экспериментах [22], составлял 250 мкм). Аналогичная ситуация наблюдается и для других газов (см. табл.1).

#### 4. Генерация множественных стоковых и антистоковых компонент и синтез сверхкоротких импульсов в отсутствие групповой расстройки

При малых групповых расстройках  $\Delta K_{mn}$  выражение (4) для огибающей пробного импульса может быть записано в следующем виде:

$$B(\tau, z) = B(\tau, 0) \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(\gamma z) \exp(-is\Omega\tau), \quad (13)$$

где  $J_s(x)$  – функция Бесселя порядка  $s$ .

Как видно из выражения (13), поле пробного импульса представляет собой суперпозицию стоковых и антистоковых компонент, число которых растет с увеличением энергии накачки (приводящим к росту параметра  $\gamma$ ) и длины взаимодействия. Минимальная длительность импульса, которая может быть получена путем компенсации чирпа импульса (13), определяется числом  $M$  стоковых и антистоковых компонент, генерируемых в процессе распространения импульса через среду:  $\tau \approx (2c\Delta k M)^{-1}$  (см. также табл.1). С учетом свойств функций Бесселя максимальное  $M$ , в свою очередь, определяется параметром  $\gamma L$  (где  $L$  – длина комбинационно-активной среды):  $M \approx \gamma L$ .

Увеличение длины взаимодействия, таким образом, является ключевым условием синтеза предельно коротких световых импульсов. Увеличение длины среды ограничено групповым запаздыванием (рис.2) и дисперсией групповой скорости (рис.3). Однако, как видно из рис. 2 и 3, при правильном выборе параметров волновода волноводная составляющая дисперсии уменьшает групповую задержку и дисперсию групповых скоростей для стоковых и антистоковых компонент. Данное обстоятельство играет особенно важную роль для газов с высокочастотными комбинационно-активными колебаниями. В частности, в случае молекулярного водорода длина группового разбегания стоковых компонент и пробного импульса с  $\lambda = 400$  нм на половину периода молекулярного колебания в свободном газе при давлении 0.5 атм

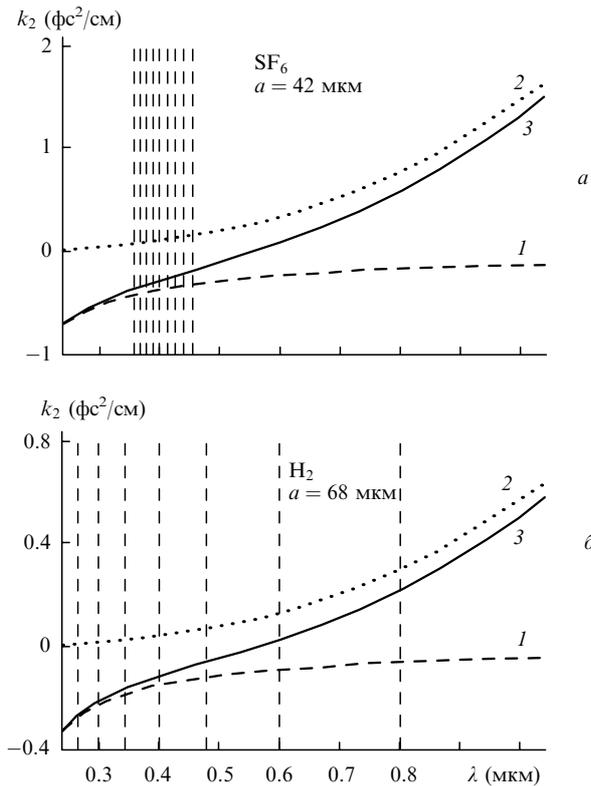


Рис.3. Зависимости дисперсии групповой скорости в свободных газах SF<sub>6</sub> (а) и H<sub>2</sub> (б) от длины волны на основе данных работы [25] (1), для моды EH<sub>11</sub> пустого полого волновода (2) и моды EH<sub>11</sub> наполненного соответствующим газом полого волновода (3) при давлении газа 0.5 атм и разных внутренних радиусах волновода  $a$ .

равна 37 см для первой стоксовой компоненты, 21 см – для второй и 16 см – для третьей. Использование полого волновода с внутренним радиусом  $a = 68$  мкм (рис.2,б, 3,б) позволяет существенно увеличить эти характерные длины и довести их до 57 см для первой стоксовой компоненты, 47 см – для второй и  $5 \cdot 10^3$  см – для третьей.

Таким образом, устранение групповой расстройки импульса накачки и пробного импульса за счет использования волноводной дисперсии полых волокон позволяет добиться оптимальных условий для синтеза сверхкоротких импульсов путем генерации большого числа стоксовых и антистоксовых компонент в комбинационно-активной среде. Необходимо отметить, что моды полых волнопроводов являются вытекающими и характеризуются отличными от нуля коэффициентами затухания. Увеличение длины волновода при этом неизбежно приводит к росту оптических потерь (характерные длины затухания  $L_a$  приведены в табл.1). Один из перспективных путей решения этой проблемы может быть связан с использованием полых волнопроводов с оболочкой, имеющей структуру двумерного фотонного кристалла – так называемых дырчатых (или фотонно-кристаллических) волокон [27–31]. Наличие фотонной запрещенной зоны в спектре пропускания оболочки в подобных волокнах позволяет существенно снизить оптические потери, характерные для собственных мод полых волнопроводов [32, 33].

## 5. Заключение

Анализ, выполненный в настоящей работе, показывает, что расстройка групповых скоростей импульса накачки и пробного импульса может накладывать существ-

венные ограничения на предельную длительность сверхкоротких импульсов, получаемых путем генерации множественных стоксовых и антистоксовых компонент в комбинационно-активной среде, предварительно возбужденной коротким лазерным импульсом. Использование полых волнопроводов в этих условиях позволяет существенно повысить эффективность синтеза сверхкоротких световых импульсов не только за счет увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов в газе, но и за счет возможности использования волноводной дисперсии для уменьшения групповой расстройки световых импульсов. Последняя в полом волноводе может быть существенно уменьшена правильным выбором сорта и давления газа, диаметра полого волновода и пары волноводных мод. Ослабление влияния эффектов группового запаздывания при этих условиях позволяет существенно увеличить число генерируемых стоксовых и антистоксовых компонент и открывает возможность значительного сокращения длительности синтезируемых таким образом световых импульсов.

Авторы благодарны А.М.Сергееву за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта № 00-15-99304 Президента Российской Федерации, гранта РФФИ № 00-02-17567, гранта CRDF № RP2-2266 и гранта Volkswagen Foundation (I/76 869).

1. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O., Szpoc R., Ferencz K., Spielmann Ch., Sartania S., Krausz F. *Optics Letts*, **22**, 522 (1997).
2. Baltuska A., Wei Z., Pshenichnikov M.S., Wiersma D.A. *Optics Letts*, **22**, 102 (1997).
3. Pshenichnikov M.S., Baltuska A., Wiersma D.A. In: *2000 Conference on Lasers Electro-Optics Europe. Conf. Digest* (Nice, 2000, p.CMB7).
4. Cerullo G., Nisoli M., Stagira S., de Silvestri S., Svelto O. In: *Proc. of the Second Italian Russian Symposium on Ultrafast Optical Physics* (Ed. by Ferrante G., Vaselli M., Zheltikov A.M.) (Moscow, Intellect Center, 2000, p. 141); de Silvestri S. *Plenary lecture at LPHYS'2000*.
5. Spielmann Ch., Burnett N.H., Sartania S., Koppitsch R., Schnurer M., Kan C., Lenzner M., Wobrauschek P., Krausz F. *Science*, **278**, 661 (1997).
6. Balcou Ph., Gomes A.S.L., Coruaggia C., Lompre L.A., L'Huillier A. *J.Phys.B*, **25**, 4467 (1992).
7. Macklin J.J., Kmetec J.D., Gordon III C.L. *Phys.Rev.Letts*, **70**, 766 (1993).
8. Bellini M., Lyng C., Gaarde M.B., Hansch T.W., L'Huillier A., Wahlstrom C.-G. *Phys.Rev.Letts*, **81**, 297 (1998); Zerneck R., Altucci C., Bellini M., Gaarde M.B., Haensch T.W., L'Huillier A., Lyng C., Wahlstrom C.-G. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 1006 (1997); Ditmire T., Gumbrell E.T., Smith R.A., Tisch J.W.G., Meyerhofer D.D. *Hutchinson M.H.R. Phys.Rev.Letts*, **77**, 4756 (1996).
9. Chang Z., Rundquist A., Wang H., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Phys.Rev.Letts*, **79**, 2967 (1997).
10. Villorosi P., Ceccherini P., Poletto L., Tondello G., Altucci C., Bruzese R., de Lisio C., Nisoli M., Sagira S., Cerullo G., de Silvestri S., Svelto O. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 2494 (2000); Altucci C., Bruzese R., de Lisio C., Nisoli M., Cerullo G., Stagira S., de Silvestri S., Svelto O., Boscolo A., Ceccherini P., Poletto L., Tondello G., Villorosi P. *J.Opt.A: Pure Appl.Optics*, **2**, 289 (2000).
11. Von der Linde D., Engers T., Jenke G., Agostini P., Grillon G., Nibbering E., Mysyrowicz A., Antonetti A. *Phys.Rev.A*, **52**, R25 (1995).
12. Corkum P.B., Burnett N.H., Ivanov M.Yu. *Optics Letts*, **19**, 1870 (1994).
13. Ivanov M.Yu., Corkum P.B., Zuo T., Bandrauk A. *Phys.Rev.Letts*, **74**, 2933 (1995).
14. Antoine Ph., L'Huillier A., Lewenstein M. *Phys.Rev.Letts*, **77**, 1234 (1996).
15. Antoine P., Milosevic D.B., L'Huillier A., Gaarde M.B., Salieres P., Lewenstein M. *Phys.Rev.A*, **56**, 4960 (1997).
16. Von der Linde D. *Appl.Phys.B*, **68**, 315 (1999).

17. Christov I.P., Murnane M.M., Kapteyn H.C., *Phys.Rev.Letts*, **78**, 1251 (1997)
18. Harris S.E., Sokolov A.V. *Phys.Rev.Letts*, **81**, 2894 (1998).
19. Sokolov A.V., Yavuz D.D., Harris S.E. *Optics Letts*, **24**, 557 (1999).
20. Sokolov A.V., Walker D.R., Yavuz D.D., Yin G.Y., Harris S.E. *Phys.Rev.Letts*, **85**, 562 (2000).
21. Nazarkin A., Korn G. *Phys.Rev.A*, **58**, R61 (1998).
22. Korn G., Duhr O., Nazarkin A. *Phys.Rev.Letts*, **81**, 1215 (1998).
23. Nazarkin A., Korn G., Wittmann M., Elsaesser T. *Phys.Rev.Letts*, **83**, 2560 (1999).
24. Wittmann M., Nazarkin A., Korn G. *Phys.Rev.Letts*, **24**, 5508 (2000).
25. Carman R.L., Mack M.E. *Phys.Rev.A*, **5**, 341 (1972).
26. Marcatili E.A.J. Schmelzter R.A. *Bell Syst.Techn.J.*, **43**, 1783 (1964).
27. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Optics Letts*, **21**, 1547 (1996); Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St.J. *Optics Letts*, **22**, 961 (1997); Knight J.C., Broeng J., Birks T.A., Russell P.St.J. *Science*, **282**, 1476 (1998); Knight J.C., Birks T.A., Cregan R.F., Russell P.St.J., De Sandro J.-P. *Opt.Mater.*, **11**, 143 (1999); Cregan R.F., Mangan B.J., Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Roberts P.J., Allan D.C. *Science*, **285**, 1537 (1999).
28. Broderick N.G.R., Monro T.M., Bennett P.J., Richardson D.J. *Optics Letts*, **24**, 1395 (1999); Monro T.M., Bennett P.J., Broderick N.G.R., Richardson D.J. *Optics Letts*, **25**, 206 (2000).
29. Федотов А.Б., Желтиков А.М., Мельников Л.А., Тарасевич А.П., фон дер Линде Д. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 407 (2000); Алфимов М.В., Желтиков А.М., Иванов А.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 714 (2000).
30. Ranka J.K., Windeler R., Stentz A.J. *Optics Letts*, **25**, 25 (2000).
31. Желтиков А.М. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
32. Yariv A. Yeh P. *Optical Waves in Crystals* (N.Y., Wiley, 1984).
33. Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **11**, N. 3 (2001) (in press).