

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ОПТИЧЕСКОГО ПРЕДВЕСТНИКА

Козлова Е.С., Котляр В.В.

Институт систем обработки изображений РАН

### Аннотация

Моделирование распространения коротких оптических импульсов в планарном волноводе из кварцевого стекла показало, что для начального прямоугольного импульса с несущей длиной волны  $\lambda_0=532$  нм (далеко от резонанса), на расстоянии десятка микрон интенсивность предвестников увеличивается на 2 порядка, если длительность импульса в длинах волн равна  $0,5\lambda_0(n+0,5)$ ,  $n$  – целое число. Хотя по сравнению с интенсивностью основного импульса интенсивность предвестников составляет около 1%. Но если выбрать длину волны импульса близкой к резонансу ( $\lambda_0=120$  нм), то интенсивность предвестников может превышать интенсивность основного импульса в 4 раза.

**Ключевые слова:** частотная дисперсия среды, модель Селлмейера, ультракороткий прямоугольный импульс, оптический предвестник.

### Введение

С появлением Ti:Sa лазеров стала возможна генерация импульсов длительностью менее десятка фемтосекунд, содержащих всего несколько колебаний светового поля [1, 2]. На данный момент такие ультракороткие импульсы (УКИ) получили широкое применение в волоконной оптике [3], микроскопии [4, 5], прецизионной обработке материалов [6, 7] и медицине. Фемтосекундные импульсы применяют для генерации ультрафиолетового света [9] и аттосекундных импульсов [10–13], в качестве «оптических пульс» [14].

Одним из фундаментальных свойств прямоугольных импульсов, распространяющихся в среде с частотной дисперсией, является феномен распространения волнового фронта в среде со скоростью света в вакууме. Данное явление было названо оптическим предвестником и предсказано Зоммерфельдом и Бриллюэном в 1914 году [15, 16]. Рассмотрев распространение синусоидального сигнала, умноженного на функцию Хевисайда, в среде с одним резонансом Лорентца, с помощью асимптотического метода седловой точки они показали, что в точку наблюдения последовательно придут: высокочастотный предвестник (предвестник Зоммерфельда – ПЗ), распространяющийся со скоростью света в вакууме; низкочастотный предвестник (предвестник Бриллюэна – ПБ) – с фазовой скоростью; несущий импульс (НИ) – с групповой скоростью. В [17] измерили скорость распространения в дисперсионной среде переднего фронта короткого импульса, которая отличалась от скорости света всего на 0,01%.

Как правило, исследование параметров и характеристик оптических предвестников проводится в однополосных средах (средах с одним резонансом) [18–21]. В [18] рассматривался 1D (FD)<sup>2</sup>TD-метод (FDTD-метод, обобщённый на случай частотной дисперсии) и моделировались предвестники в однополосной среде Лорентца. В [19] моделировались предвестники в промежуточном спектральном режиме: несущая частота импульса не была равна частоте резонанса и не была много меньше его, как в [18]. В [20–21] предвестники исследуются аналитически также для однополосной среды Лорентца. Показано, что амплитуда

ПЗ описывается функцией Бесселя первого порядка, а ПБ – функцией Эйри.

В работе [22] численное моделирование распространения фемтосекундного импульса с резким передним фронтом в планарном волноводе из материала, частотная дисперсия которого описывается на базе модели Селлмейера [23] с тремя резонансами, показало наличие разделённых во времени предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна, интенсивность которых в 100 раз меньше интенсивности основного импульса, а среднее квадратическое отклонение (СКО) времени появления предвестников, полученного с помощью теоретических формул, от времени, полученного при моделировании, составило для ПЗ и ПБ 20% и 3%.

В данной работе моделируется распространение ПЗ и ПБ в 2D волноводе из кварцевого стекла, модель которого также описывается трёхполосной моделью Селлмейера. Авторами проведено численное исследование зависимости формы оптического предвестника и его количественных характеристик от параметров входного излучения: длительности, несущей частоты, формы. Показано, что возможно увеличить интенсивность оптического предвестника вплоть до того, что его интенсивность станет величиной одного порядка с интенсивностью несущего импульса.

### Распространение импульса в волноводе из кварцевого стекла

Проведём моделирование процесса прохождения ультракороткого импульса света внутри планарного волновода из кварцевого стекла с оболочкой из идеально отражающего материала ( $n=100$ ) шириной  $l_x$  и длиной  $l_z$ . Для учёта зависимости диэлектрической проницаемости от частоты излучения воспользуемся моделью Селлмейера [23]:

$$\tilde{\epsilon}(x, z, \omega) = 1 + \sum_m \frac{\Delta\epsilon_m(x, z)\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2(x, z)}, \quad (1)$$

где  $\Delta\epsilon_m(x, z)$  – величина резонанса;  $\lambda_m(x, z)$  – резонансная длина волны.

Параметры модели Селлмейера для кварца представлены в таблице 1 [23]:

Таблица 1. Параметры модели Селлмейера для кварцевого стекла

m	$\Delta\epsilon_m$ , мкм	$\lambda_m$ , мкм
1	0,69616630	0,068404300
2	0,40794260	0,11624140
3	0,89747940	9,8961610

В работе [22] было показано, что в ходе распространения ультракороткого импульса с резким передним фронтом наблюдаются оптические предвестники. Проведём численное исследование зависимости формы оптического предвестника и его количественных характеристик от параметров входного излучения.

Зададим импульс в виде:

$$\psi(x, t) = \cos\left(\frac{\pi x}{l_x}\right) \text{rect}(t_s) \cdot \sin(\omega_0 t), \quad (2)$$

где  $t_s$  – время подачи сигнала;  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$  – центральная частота излучения,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\lambda_0$  – центральная длина волны.

Для расчётов использовались следующие параметры входного излучения:  $\lambda_0 = 532$  нм; волновода:  $l_x = 1$  мкм,  $l_z = 15$  мкм; и сетки:  $h_x = 0,004$  мкм,  $h_z = 0,002$  мкм,  $h_t = 0,001$  мкм. Длительность импульса  $t_s$  варьировалась от 1,775 фс до 7,098 фс (таблица 2). Значение диэлектрической проницаемости для выбранной длины волны (532 нм) равно 2,13.

Таблица 2. Длительность импульса

$t_s$ , мкм	$t_s$ , фс
$1 \cdot \lambda_0$	1,775
$1,25 \cdot \lambda_0$	2,218
$1,5 \cdot \lambda_0$	2,662
$1,75 \cdot \lambda_0$	3,105
$2 \cdot \lambda_0$	3,549
$2,25 \cdot \lambda_0$	3,993
$2,5 \cdot \lambda_0$	4,436
$2,75 \cdot \lambda_0$	4,880
$3 \cdot \lambda_0$	5,324
$3,25 \cdot \lambda_0$	5,767
$3,5 \cdot \lambda_0$	6,211
$3,75 \cdot \lambda_0$	6,655
$4 \cdot \lambda_0$	7,098

На рис. 1–3 приведены графики интенсивности и амплитуды спектров для выборочных входных импульсов. Отметим, что для импульсов, длительность которых представляет собой  $n \cdot \lambda_0$  (чётное количество пиков) или  $(n+0,5) \cdot \lambda_0$  (нечётное количество пиков), где  $n$  – целое число, кривая интенсивности, хоть и имеет «резкий» задний и передний фронт, но начинается и заканчивается нулевыми значениями, а импульсы длительностью  $0,5(n+0,5) \lambda_0$  обрываются на единичном значении амплитуды (рис. 2а).

Из рис. 1б–3б видно, что более короткие импульсы обладают более широким спектром. Также видно, что максимальные значения амплитуды спектра не совпадают с несущей частотой  $\omega_0$  и смещены в область более низких частот. Это отклонение частот для импульса длительностью  $\lambda_0$  составляет 15,84%, а для импульса длительностью  $4 \cdot \lambda_0$  составляет 0,3%.

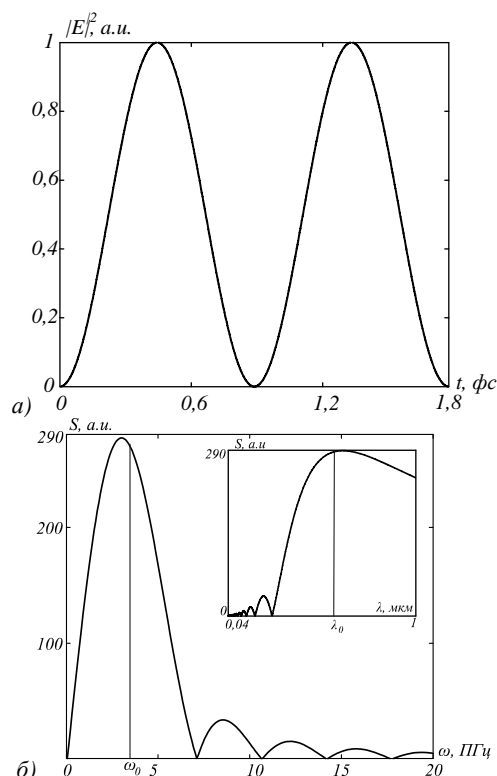


Рис. 1. Входящий импульс длительностью  $1 \cdot \lambda_0$  ( $\lambda_0 = 0,532$  нм): а) интенсивность; б) амплитуда спектра

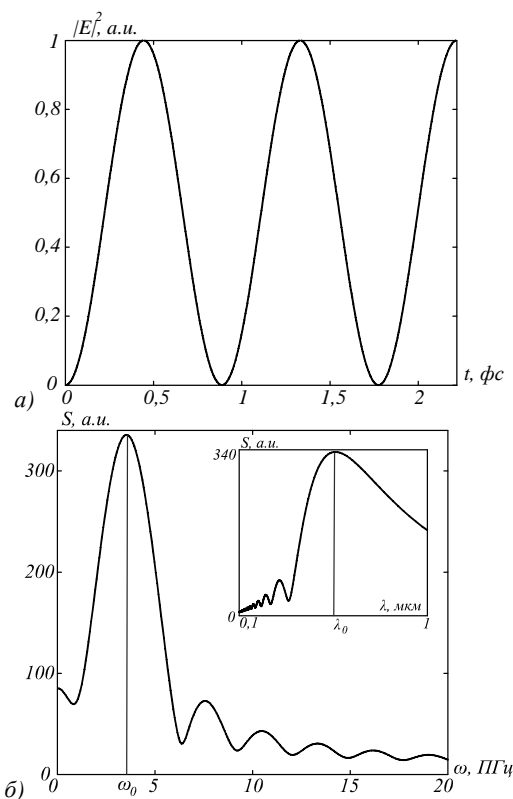


Рис. 2. Входящий импульс длительностью  $1,25 \lambda_0$  ( $\lambda_0 = 0,532$  нм): а) интенсивность; б) амплитуда спектра

Анализ результатов моделирования показал, что в ходе распространения вышеприведённых ультракоротких импульсов наблюдается появление оптических предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна.

При этом если импульс «обрывался» на максимальной амплитуде (как на рис. 2а), то интенсивность ПЗ возрастает в десятки и сотни раз по сравнению с импульсом, который имеет нулевое значение амплитуды в начальной и конечной точках. Так, для импульса длительностью  $\lambda_0$  (рис. 1а) на расстоянии  $z=15$  мкм оба предвестника имеют максимальную интенсивность  $|E|^2_{max}=0,409 \cdot 10^{-3}$  в относительных единицах, а для импульса длительностью  $1,25 \cdot \lambda_0$  (рис. 2а) аналогичная интенсивность  $|E|^2_{max}=46,861 \cdot 10^{-3}$ . При этом максимальная интенсивность НИ в обоих случаях отличается друг от друга незначительно: 2,672 для импульса длительностью  $\lambda_0$  и 3,605 – для  $1,25 \lambda_0$ .

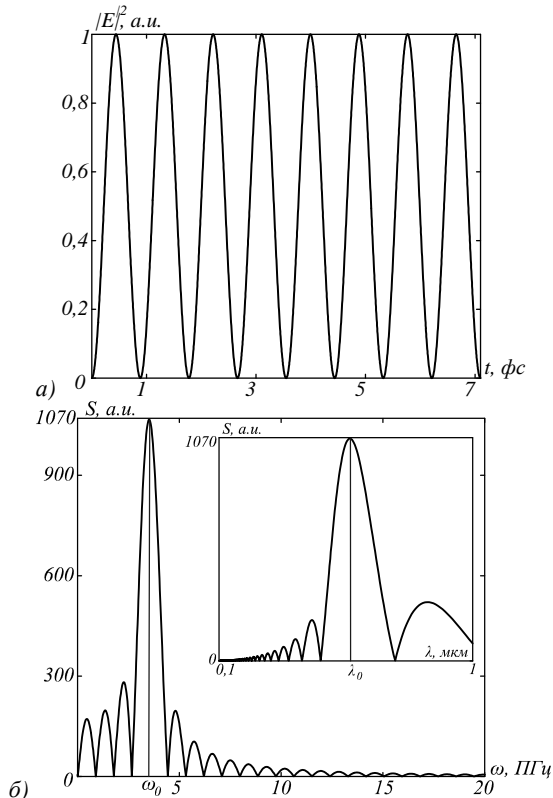


Рис. 3. Входной импульс длительностью  $4 \cdot \lambda_0$  ( $\lambda_0=0,532$  нм): а) интенсивность; б) амплитуда спектра

На рис. 4 показана интенсивность импульса длительности  $t_S=1,75 \lambda_0$  на расстоянии  $z=15$  мкм и амплитуда его спектра. На рис. 4а вертикальными линиями отмечены границы временных отрезков, соответствующих временам появления ПЗ ( $t_Z$ ), ПБ ( $t_B$ ) и НИ ( $t_{GR}$ ). Линия для ПЗ совпадает с левой границей рис. 4а. Для рис. 4 максимальная интенсивность ПЗ составляет 1% от максимальной интенсивности НИ.

По результатам моделирования были рассчитаны усреднённые значения частот (длин волн) предвестников и НИ, и входящего импульса (ВИ) (таблица 3).

Таблица 3. Спектральные параметры импульсов

Тип излучения	$\omega$ , ПГц	$\lambda$ , нм
ПЗ	107,64	18
ПБ	49,18	38
НИ	3,31	570
ВИ	3,54	532

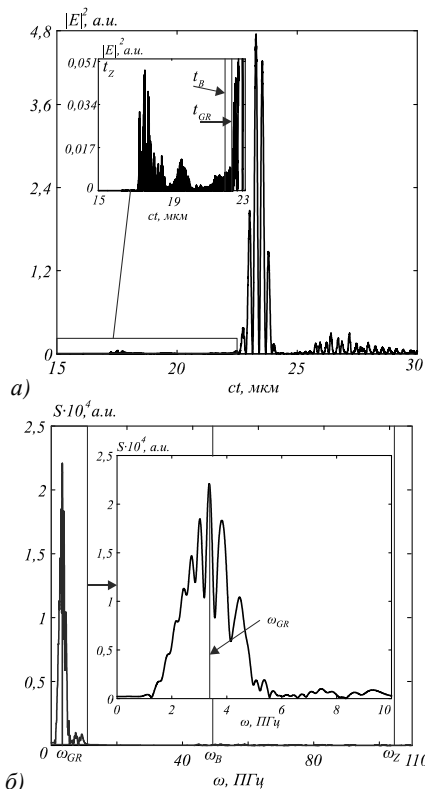


Рис. 4. Результат моделирования при  $z=15$  мкм для импульса длительностью  $1,75 \cdot \lambda_0$  ( $\lambda_0=532$  нм): а) интенсивность (вертикальные линии соответствуют времени прибытия ПЗ ( $t_Z$ ), ПБ ( $t_B$ ) и НИ ( $t_{GR}$ )); б) амплитуда спектра (вертикальные линии соответствуют времени частотам ПЗ ( $\omega_Z$ ), ПБ ( $\omega_B$ ) и НИ ( $\omega_{GR}$ ))

Необходимо отметить, что предвестник Бриллюэна накладывается на импульс, а предвестник Зоммерфельда имеет структуру повторяющихся «импульсов», первые по времени из которых имеют достаточно низкую интенсивность ( $3 \cdot 10^{-7}$ ).

Моделирование распространения коротких прямоугольных импульсов с другой длительностью также показало, что интенсивность предвестников мала в сравнении с интенсивностью основного импульса. Выберем длину волны, которая будет близка к одной из резонансных длин волн (таблица 4). Так как первый и третий резонансы находятся в области экстремального ультрафиолета и инфракрасного излучения соответственно, то наиболее интересным представляется второй резонанс с длиной волны 120 нм. На рис. 5 приведены графики интенсивности и амплитуды спектра для входного импульса длительностью  $1,75 \lambda_0$ .

Моделирование показало, что для короткого импульса с несущей длиной волны  $\lambda_0=120$  нм, близкой к резонансу дисперсионной кривой ( $\lambda_m=116,2414$  нм), предвестники по интенсивности оказываются сравнимы и даже превышают интенсивность НИ. Так, например, интенсивность  $|E|^2_{max}$  такого «резонансного» импульса длительностью  $1,25 \lambda_0$  на расстоянии  $z=15$  мкм равна 0,109 в относительных единицах, а интенсивность несущего импульса в 4 раза меньше ( $|E|^2_{max}=0,027$ ).

Таблица 4. Длительность импульса

$t_s$ , МКМ	$t_s$ , фс
$1 \cdot \lambda_0$	0,400
$1,25 \cdot \lambda_0$	0,500
$1,5 \cdot \lambda_0$	0,600
$1,75 \cdot \lambda_0$	0,700
$2 \cdot \lambda_0$	0,801
$2,25 \cdot \lambda_0$	0,901
$2,5 \cdot \lambda_0$	1,001
$2,75 \cdot \lambda_0$	1,101
$3 \cdot \lambda_0$	1,201
$3,25 \cdot \lambda_0$	1,301
$3,5 \cdot \lambda_0$	1,401
$3,75 \cdot \lambda_0$	1,501
$4 \cdot \lambda_0$	1,601

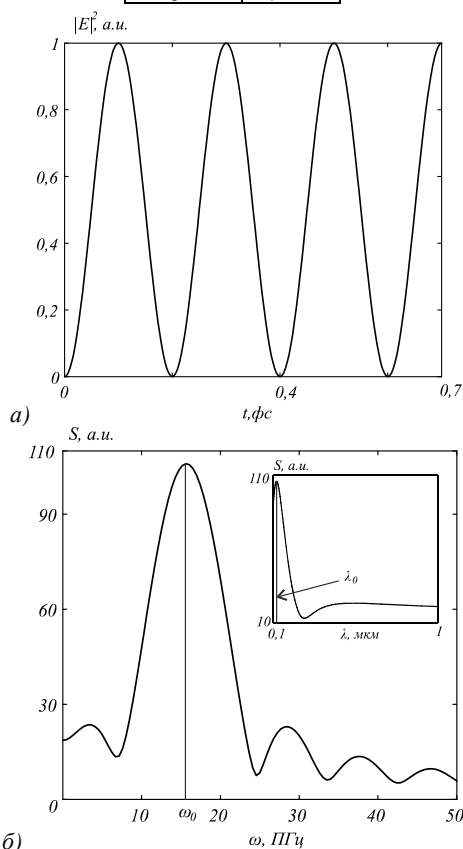


Рис.5. Входящий импульс длительностью  $1,75 \cdot \lambda_0$ : а) интенсивность; б) амплитуда спектра (вертикальные линии соответствуют несущей частоте и длине волны)

На рис. 6 показана интенсивность импульса с резонансной несущей частотой (несущая длина волны  $\lambda_0=120$  нм) и длительностью  $1,75\lambda_0$  на расстоянии  $z=15$  мкм и амплитуда его спектра. На рис. 6а вертикальными линиями отмечены границы временных отрезков, соответствующих временам появления ПЗ ( $t_z$ ), ПБ ( $t_B$ ) и НИ ( $t_{GR}$ ). Линия для ПЗ совпадает с левой границей рис. 6а. Из рис. 6 видно, что максимальная интенсивность ПЗ в 4 раза больше максимальной интенсивности НИ.

По результатам моделирования были рассчитаны усреднённые значения частот (длин волн) предвестников и НИ, и ВИ (таблица 5).

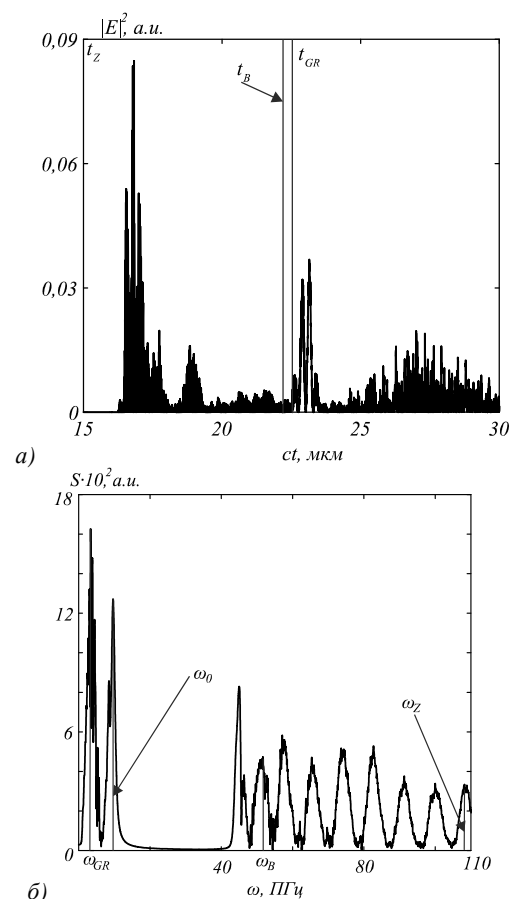


Рис.6. Результат моделирования при  $z=15$  мкм для импульса длительностью  $1,75 \cdot \lambda_0$  ( $\lambda_0=120$  нм): а) интенсивность (вертикальные линии соответствуют времени прибытия ПЗ ( $t_z$ ), ПБ ( $t_B$ ) и НИ ( $t_{GR}$ )); б) амплитуда спектра (вертикальные линии соответствуют частотам ПЗ ( $\omega_z$ ), ПБ ( $\omega_B$ ), НИ ( $\omega_{GR}$ ) и несущей ( $\omega_0$ ))

Таблица 5. Спектральные параметры импульсов

Тип излучения	$\omega$ , ПГц	$\lambda$ , нм
ПЗ	107,64	18
ПБ	49,18	38
НИ	3,49	540
ВИ	15,7	120

Для сравнения также было проведено моделирование распространения непрерывного электромагнитного излучения с рассматриваемыми длинами волн  $\lambda_0=532$  нм и  $\lambda_0=120$  нм и резким передним фронтом (2). Для расчётов использовались следующие параметры волновода:  $l_x=1$  мкм,  $l_z=15$  мкм; и сетки:  $h_x=0,004$  мкм,  $h_z=0,002$  мкм,  $h_\tau=0,001$  мкм.

В таблицах 6-7 приведена максимальная интенсивность основного импульса и предвестников.

Таблица 6. Максимум интенсивности предвестников

$\lambda_0$ , нм	$ E ^2$ , а.у. ( $z=3$ МКМ)	$ E ^2$ , а.у. ( $z=7$ МКМ)	$ E ^2$ , а.у. ( $z=11$ МКМ)	$ E ^2$ , а.у. ( $z=15$ МКМ)
532	$8,527 \cdot 10^{-5}$	$6,977 \cdot 10^{-5}$	$1,189 \cdot 10^{-4}$	$1,705 \cdot 10^{-4}$
120	0,008	0,006	0,012	0,016

Таблица 7. Максимум интенсивности несущего излучения

$\lambda_0$ , нм	$ E ^2$ , а.у. ( $z=3$ мкм)	$ E ^2$ , а.у. ( $z=7$ мкм)	$ E ^2$ , а.у. ( $z=11$ мкм)	$ E ^2$ , а.у. ( $z=15$ мкм)
532	2,339	1,847	2,729	4,373
120	0,051	0,034	0,029	0,042

На рис. 7 приведены графики результатов моделирования для распространения входного импульса длительностью, соответствующей максимальному значению отношения максимальных интенсивностей предвестника и несущего импульса. На рис. 7 вертикальными линиями отмечены границы временных отрезков, соответствующих временам появления ПЗ ( $t_z$ ), ПБ ( $t_B$ ) и НИ ( $t_{GR}$ ). Линия для ПЗ совпадает с левой границей рис. 7а и рис. 7б.

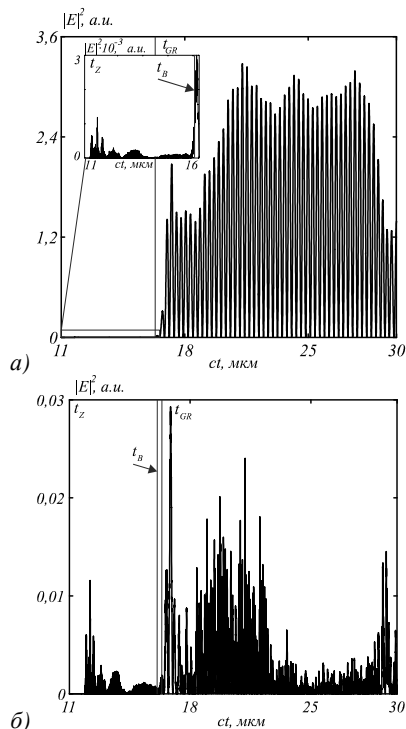


Рис. 7. Интенсивность непрерывного излучения с резким передним фронтом при  $z=11$  мкм и несущей длиной волны, находящейся: а) далеко от резонанса ( $\lambda_0=532$  нм); б) близко к резонансу ( $\lambda_0=120$  нм); (вертикальные линии соответствуют времени прибытия ПЗ, ПБ и НИ)

По результатам моделирования были рассчитаны усреднённые значения частот (длин волн) предвестников. Частота ПЗ равна 107,54 ПГц (18 нм), ПБ – 49,18 ПГц (38 нм).

В ходе моделирования получено, что максимальной интенсивностью предвестников обладают импульсы с длительностью  $(0,5n+0,25)\lambda_0$ ,  $n$  – целое число, у которых входящая интенсивность обрывается на максимальном значении. Интенсивность предвестников таких импульсов увеличивается в среднем в 230 раз для  $\lambda_0=532$  нм (далеко от резонанса) и в среднем в 10 раз для  $\lambda_0=120$  нм (близко к резонансу). Наибольшее отношение максимальных интенсивностей предвестников и несущего излучения также характерна для импульсов длительностью  $(0,5n+0,25)\lambda_0$ .

Из приведённых результатов численного моделирования видно, что при выборе несущей длины волны входящего излучения, близкой к резонансной длине волны, возможно получить предвестники, по интенсивности сравнимые с НИ или даже превосходящие его (в 2–4 раза), вне зависимости от типа излучения: полубесконечное или импульсное, а относительная интенсивность предвестника (по сравнению с несущим излучением) увеличивается в среднем в 2500 раз по сравнению со случаем выбора несущей длины волны вдали от резонанса.

Также необходимо отметить, что в ходе распространения импульсного излучения в волноводе предвестники увеличивают свою максимальную интенсивность в среднем в 200 раз для  $\lambda_0=532$  нм (далеко от резонанса) и в среднем в 2 раза для  $\lambda_0=120$  нм (близко к резонансу).

Из таблиц 3–5 и результатов моделирования для «полубесконечного» импульса видно, что параметры входного излучения не влияют на частоту (длину волны) ПЗ и ПБ.

Увеличение амплитуды ПЗ по отношению к амплитуде НИ можно объяснить следующим образом: выбор несущей частоты  $\omega_0$  вблизи резонанса приводит к тому, что НИ, который распространяется с групповой скоростью, «теряет» большую часть своей начальной энергии, т.к. групповая скорость вблизи резонанса во много раз меньше, чем групповая скорость вдали от резонанса. То есть не ПЗ возрастает по амплитуде, а амплитуда НИ уменьшается из-за того, что его частоты вблизи несущей частоты «выходят из игры» из-за своего медленного распространения.

### Заключение

В ходе выполнения работы были получены следующие результаты:

- численное моделирование предсказывает появление оптического предвестника как в случае импульсного излучения, так и в случае полубесконечной волны с резким передним фронтом (передний фронт всегда начинается с нулевой интенсивности);
- в случае «обрыва» заднего фронта входящего излучения на ненулевом значении интенсивности, интенсивность предвестника увеличивается в среднем в 230 раз для  $\lambda_0=532$  нм (далеко от резонанса) и в среднем в 10 раз для  $\lambda_0=120$  нм (близко к резонансу);
- в случае выбора несущей длины волны близко к резонансу дисперсионной кривой относительная интенсивность предвестника (по сравнению с НИ) увеличивается в среднем в 2500 раз, предвестники становятся сравнимы по интенсивности с НИ, а в некоторых случаях даже превосходят его в 2-4 раза;
- при удалении точки наблюдения от источника (начала координат) интенсивность предвестников увеличивается в среднем в 200 раз для  $\lambda_0=532$  нм (далеко от резонанса) и в среднем в 2 раза для  $\lambda_0=120$  нм (близко к резонансу);
- параметры входного излучения (длительность, несущая длина волны, задний фронт) не влияют на частоту (длину волны) ПЗ и ПБ, которые для кварца равны 107,54 ПГц (18 нм) и 49,18 ПГц (38 нм) соответственно.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и гранта РФФИ (13-07-97008).

**Литература**

1. **Hecht, J.** Spectral Broadening Advances Quest for Single-Cycle Pulses / J. Hecht // *Laser Focus World*. – 2011. – Vol. 47(8). – P. 65-70.
2. **Fourmaux, S.** Laser Pulse Contrast Ratio Cleaning in 100 TW Scale Ti: Sapphire Laser Systems / S. Fourmaux, S. Payeur, Ph. Lassonde, J.C. Kieffer and F. Martin // *Laser Systems for Applications*. – 2011. – P. 139–154.
3. **Block, M.** Few-cycle high-contrast vortex pulses / M. Block, J. Jahns, and R. Grunwald // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37(18). – P. 3804-3806.
4. **Povolotskiy, A.** 2D and 3D laser writing for integrated optical elements creation / A. Povolotskiy, A. Shimko, A. Manshina // *Mondello Proceedings of WFOPC2005: Eliotines Service Point srl, 2005*. – Vol 4. – P. 196–202.
5. **Cheng, Ya.** Microfabrication of 3D hollow structures embedded in glass by femtosecond laser for Lab-on-a-chip applications / Ya. Cheng, K. Sugioka, K. Midorikawa // *Applied Surface Science*. – 2005. – Vol. 248 – P. 172–176.
6. **Liu, X.** Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses / X. Liu, D. Du, G. Mourou // *IEEE Quantum Electron* – 1997. – Vol 38. – P. 1706.
7. **Крюков, П.Г.** Лазеры ультракоротких импульсов и их применения / П.Г. Крюков. – Долгопрудный, 2012. – 248 с.
8. **Бочкарёв, Н.Н.** Взаимодействие фемтосекундных лазерных импульсов с биологическим веществом / Н.Н. Бочкарёв [и др.]. – Томск, 2007. – 122 с.
9. **Liu, Z.** Ultraviolet conical emission produced by high-power femtosecond laser pulse in transparent media / Z. Liu, X. Lu, Q. Liu, S. Sun, L. Li, X. Liu, B. Ding, B. Hu // *Appl. Phys. B*. – 2012. – Vol. 108 – P. 493-500.
10. **Krebs, M.** Towards isolated attosecond pulses at megahertz repetition rates / M. Krebs, S. Hadrlich, S. Demmler, J. Rothhardt, A. Zair, L. Chipperfield, J. Limpert, A. Tunnermann // *Nature Photonics*. – 2013. – Vol. 7. – P. 555-559.
11. **Zhao, K.** Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch / K. Zhao, Q. Zhang, M. Chini, Y. Wu, X. Wang, Z. Chang // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37(18). – P. 3891 – 3893.
12. **Sansone, G.** Isolated Single-Cycle Attosecond Pulses / G. Sansone, E. Benedetti, F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci, R. Velotta, S. Stagira, S. De Silvestri, M. Nisoli // *Science*. – 2006. – Vol. 314. – P. 443-445.
13. **Pfeifer, T.** Single attosecond pulse generation in the multi-cycle driver regime by adding a weak second-harmonic field / T. Pfeifer, L. Gallmann, M.J. Abel, D.M. Neumark, S.R. Leone // *Optics Letters*. – 2005. – Vol. 31(7). – P. 975-977.
14. **Piglosiewicz, B.** Ultrasmall bullets of light - focusing few-cycle light pulses to the diffraction limit / B. Piglosiewicz, D. Sadiq, M. Mascheck, S. Schmidt, M. Silies, P. Vasa, C. Lienau // *Optics Express*. – 2011. – Vol. 19(15) – P. 14451-14463.
15. **Ахманов, С.А.** Оптика фемтосекундных лазерных импульсов / С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин. – М.: Наука, – 1988. – 312 с.
16. **Oughstun, K.E.** Electromagnetic pulse propagation in causal dielectrics / K.E. Oughstun, G.C. Sherman. – Springer-Verlag, 1994.
17. **Li, C.** Approach to accurately measuring the speed of optical precursors / C. Li, Z. Zhou, H. Jeong, G. Guo // *Phys. Rev. A*. – 2011. – V. 84 – P. 043803.
18. **Safian, R.** Joint time-frequency and FDTD analysis of precursor fields in dispersive media / R. Safian, C.D. Sarris, M. Mojahedi // *Phys. Rev. E*. – 2006. – V. 73. – P. 066602.
19. **Jeong, H.** Evolution of Sommerfeld and Brillouin precursors in intermediate spectral regimes / H. Jeong, U.L. Osterberg, T. Hansson // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 2009. – V. 26. – P. 2455-2460.
20. **Macke, B.** From Sommerfeld and Brillouin forerunners to optical precursors / B. Macke B. Segard // *Phys. Rev. A*. – 2013. – V. 87 – P. 043830.
21. **Macke, B.** Simple asymptotic forms for Sommerfeld and Brillouin precursors / B. Macke B. Segard // *Phys. Rev. A*. – 2012. – V. 86 – P. 013837.
22. **Козлова, Е.С.** Моделирование предвестников Зоммерфельда и Бриллюэна в среде с частотной дисперсией на основе разностного решения волнового уравнения/ Е.С. Козлова, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика*. – 2013. – Т. 37(2) – С. 146-154.
23. **Couairon, A.** Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses / A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz // *Phys. Rev. B*. – 2005. – Vol. 71. – P. 125435-125441.

**References**

1. **Hecht, J.** Spectral Broadening Advances Quest for Single-Cycle Pulses / J. Hecht // *Laser Focus World*. – 2011. – Vol. 47(8). – P. 65-70.
2. **Fourmaux, S.** Laser Pulse Contrast Ratio Cleaning in 100 TW Scale Ti: Sapphire Laser Systems / S. Fourmaux, S. Payeur, Ph. Lassonde, J.C. Kieffer and F. Martin // *Laser Systems for Applications*. – 2011. – P. 139–154.
3. **Block, M.** Few-cycle high-contrast vortex pulses / M. Block, J. Jahns, R. Grunwald // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37(18). – P. 3804-3806.
4. **Povolotskiy, A.** 2D and 3D laser writing for integrated optical elements creation / A. Povolotskiy, A. Shimko, A. Manshina // *Mondello Proceedings of WFOPC2005: Eliotines Service Point srl, 2005*. – Vol 4. – P. 196–202.
5. **Cheng, Ya.** Microfabrication of 3D hollow structures embedded in glass by femtosecond laser for Lab-on-a-chip applications / Ya. Cheng, K. Sugioka, K. Midorikawa // *Applied Surface Science*. – 2005. – Vol. 248. – P. 172–176.
6. **Liu, X.** Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses / X. Liu, D. Du, G. Mourou // *IEEE Quantum Electron*. – 1997. – Vol 38. – P. 1706.
7. **Krukov, P.G.** Lasers of ultrafast pulses and its application / P.G. Krukov. – Dolgoprudny, 2012. – 248 p. – (in Russian).
8. **Bohkarev, N.N.** The interaction of femtosecond laser pulses with biological substance / N.N. Bockarev – Tomsk, 2007. – 122 p. – (in Russian).
9. **Liu, Z.** Ultraviolet conical emission produced by high-power femtosecond laser pulse in transparent media / Z. Liu, X. Lu, Q. Liu, S. Sun, L. Li, X. Liu, B. Ding, B. Hu // *Appl. Phys. B*. – 2012. – Vol. 108 – P. 493-500.
10. **Krebs, M.** Towards isolated attosecond pulses at megahertz repetition rates / M. Krebs, S. Hadrlich, S. Demmler, J. Rothhardt, A. Zair, L. Chipperfield, J. Limpert, A. Tunnermann // *Nature Photonics*. – 2013. – Vol. 7. – P. 555-559.
11. **Zhao, K.** Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch / K. Zhao, Q. Zhang, M. Chini, Y. Wu, X. Wang, Z. Chang // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37(18). – P. 3891-3893.
12. **Sansone, G.** Isolated Single-Cycle Attosecond Pulses / G. Sansone, E. Benedetti, F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci, R. Velotta,

- S. Stagira, S. De Silvestri, M. Nisoli // Science. – 2006. – Vol. 314. – P. 443-445.
13. **Pfeifer, T.** Single attosecond pulse generation in the multi-cycle driver regime by adding a weak second-harmonic field / T. Pfeifer, L. Gallmann, M.J. Abel, D.M. Neumark, S.R. Leone // Optics Letters. – 2005. – Vol. 31(7). – P. 975-977.
14. **Piglosiewicz, B.** Ultrasmall bullets of light - focusing few-cycle light pulses to the diffraction limit / B. Piglosiewicz, D. Sadiq, M. Mascheck, S. Schmidt, M. Silies, P. Vasa, C. Lienau // Optics Express, – 2011. – Vol. 19(15) – P. 14451-14463.
15. **Ahmanov, S.A.** Optics of Femtosecond Laser Pulses / S.A. Ahmanov, V.A. Vislough, A.S. Chirkin. – M.: "Nauka" Publisher, 1988. – 312 p. – (in Russian).
16. **Oughstun, K.E.** Electromagnetic pulse propagation in causal dielectrics / K.E. Oughstun, G.C. Sherman. – Springer-Verlag, 1994.
17. **Li, C.** Approach to accurately measuring the speed of optical precursors / C. Li, Z. Zhou, H. Jeong, G. Guo // Phys. Rev. A. – 2011. – V. 84 – P. 043803.
18. **Safian, R.** Joint time-frequency and FDTD analysis of precursor fields in dispersive media / R. Safian, C.D. Sarris, M. Mojahedi // Phys. Rev. E. – 2006. – V. 73. – P. 066602.
19. **Jeong, H.** Evolution of Sommerfeld and Brillouin precursors in intermediate spectral regimes / H. Jeong, U.L. Osterberg, T. Hansson // J. Opt. Soc. Am. B. – 2009. – V. 26. – P. 2455-2460.
20. **Macke, B.** From Sommerfeld and Brillouin forerunners to optical precursors / B. Macke, B. Segard // Phys. Rev. A. – 2013. – V. 87 – P. 043830.
21. **Macke, B.** Simple asymptotic forms for Sommerfeld and Brillouin precursors / B. Macke, B. Segard // Phys. Rev. A. – 2012. – V. 86 – P. 013837.
22. **Kozlova, E.S.** Simulations of Sommerfeld and Brillouin precursors in the medium with frequency dispersion using numerical method of solving wave equations / E.S. Kozlova, V.V. Kotlyar // Computer Optics. – 2013. – V. 37(2) – P. 146-154. – (in Russian).
23. **Couairon, A.** Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses / A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – P. 125435-125441.

## RESEARCH OF INFLUENCE OF PARAMETERS OF ULTRASHORT PULSE ON INTENSITY OF PRECURSORS

*E.S. Kozlova, V.V. Kotlyar  
Image Processing Systems Institute of the RAS*

### Abstract

Simulation of short optical pulses in the planar waveguide of silica glass showed that in the case of initial rectangular pulse with a carrier wavelength  $\lambda_0=532$  nm (away from resonance) and pulse duration equal  $0,5\lambda_0(n+0,5)$ ,  $n$  - an integer, precursors intensity increases by about 2 at a distance of tens of microns away from the origin. Although intensity of precursors is about 1% compared with the intensity of the main pulse. But if you choose the length of the pulse wave at the nearest resonance ( $\lambda_0=120$  nm), the intensity of the precursors may exceed the intensity of the main pulse of 4 times.

**Key words:** frequency dispersion, Sellmeyer's model, ultrashort rectangular pulse, optical precursor.

### Сведения об авторах



**Козлова Елена Сергеевна**, магистр прикладной математики и информатики, аспирант кафедры технической кибернетики Самарского государственного аэрокосмического университета. Область научных интересов: дифракционная оптика, численные методы.

E-mail: [kozlova.elena.s@gmail.com](mailto:kozlova.elena.s@gmail.com).

**Elena Sergeevna Kozlova**, Master of Mathematics and Computer sciences. Currently studies at Samara State Aerospace University. Research interests are diffractive optics and numerical methods.

**Котляр Виктор Викторович**, 1957 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией лазерных измерений ИСОИ РАН и, по совместительству, профессор кафедры технической кибернетики Самарского государственного аэрокосмического университета (СГАУ). В 1979 году окончил физический факультет Куйбышевского государственного университета, в 1988 году защитил кандидатскую диссертацию в Саратовском государственном университете, а в 1992 году – докторскую диссертацию в Центральном конструкторском бюро Уникального приборостроения РАН (г. Москва). Область научных интересов: нанофотоника, дифракционная компьютерная оптика. Публикации: 300 научных трудов, 5 монографий, 7 авторских свидетельств.



**Victor Victorovich Kotlyar** is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute (Samara) of the Russian Academy of Sciences and professor of Computer science department at Samara State Aerospace University. He received his MS, PhD and DrSc degrees in Physics and Mathematics from Samara State University (1979), Saratov State University (1988) and Moscow Central Design Institute of Unique Instrumentation, the Russian Academy of Sciences (1992). He is SPIE and OSA member. He is co-author of 300 scientific papers, 5 books and 7 inventions. His current interests are diffractive optics, gradient optics, nanophotonics, optical vortices.

*Поступила в редакцию 19 сентября 2013 г.*