

В.П. Кандидов, М.П. Тамаров

ДИСПЕРСИЯ СВЕРХКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В АТМОСФЕРЕ

На основе численного решения точного волнового уравнения совместно с материальными уравнениями среды показано, что учет тонкой структуры спектральных полос поглощения газовых компонент воздуха при распространении в атмосфере лазерных импульсов пико- и субпикосекундной длительности вносит новые детали в процесс дисперсии сверхкоротких импульсов. В частности, учет тонкой структуры полос поглощения газов позволяет улучшить точность определения расстояний до объектов в космосе и на Земле.

Приведен обсчет эксперимента по определению расстояния до искусственного спутника Земли, использующего пикосекундные импульсы.

С развитием фемтосекундной лазерной техники повысился интерес к задачам распространения сверхкоротких импульсов (СКИ) в естественных средах. При лазерном зондировании спутников систематическая ошибка, связанная с дисперсией в атмосфере, составляет около 1 см [1]. Для уменьшения этой ошибки разрабатываются многоволновые схемы пикосекундных лидаров с общим детектором.

Теоретическое исследование распространения СКИ в газовых средах требует привлечения новых моделей взаимодействия оптического излучения с веществом. Возможности метода медленно меняющихся амплитуд существенно ограничены в оптике фемтосекундного диапазона. Собственно предположение о медленности изменения амплитуды волнового пакета остается справедливым вплоть до длительности импульса $t_n \approx (3-10)T_0$, где T_0 – период оптических колебаний [2]. Однако этот метод позволяет использовать лишь приближенные теории дисперсии, применимость которых зависит от свойств среды. Во втором приближении при параболической аппроксимации дисперсионной характеристики описывается распывание импульса, в третьем, при кубической аппроксимации – модуляция фронтов светового импульса [3]. Приближения теории дисперсии применимы для уточнения дисперсионной зависимости на крыльях линий поглощения, например при анализе распространения импульсов в оптических волокнах [4].

В газовых средах спектральная полоса импульсов пико- и субпикосекундной длительности может охватывать несколько десятков и даже сотен линий поглощения. Подход на основе приближений теории дисперсии оказывается не применим, несмотря на медленность изменения амплитуды светового импульса. Для адекватного учета тонкой структуры дисперсионной характеристики газовых сред приходится учитывать резонансный отклик на совокупности большого числа спектральных линий. Для анализа распространения СКИ необходимо рассматривать непосредственно систему уравнений Максвелла совместно с материальными уравнениями среды.

Уравнения Максвелла использовались для численного исследования ряда модельных задач нелинейной оптики. В [5] рассмотрено распространение в кубичной среде солитона с малым числом периодов оптических колебаний. Для моделирования среды использовалось уравнение Дуффинга, которое описывает отклик на одной спектральной линии. Прямое интегрирование уравнений Максвелла в задаче о распространении фемтосекундного импульса в линейном поглощающем полупространстве с лоренцевой дисперсией выполнено в [6]. Моделирование дисперсионной зависимости $\varepsilon(\omega)$, соответствующей уединенной спектральной линии, осуществлялось интегрированием во всех точках пространства дифференциальных уравнений второго порядка, описывающих изменение во времени напряженности и индукции электрического поля. В последующем метод конечно-разностного интегрирования уравнений Максвелла и среды был обобщен на задачу о распространении фемтосекундного оптического солитона в условиях керровской нелинейности и рамановского рассеяния [7]. Однако разви-

тый в [5–7] подход не позволяет исследовать распространение СКИ в среде, дисперсия которой определяется совокупностью большого числа спектральных линий.

В настоящей статье исследуется дисперсия фемто- и субпикосекундных лазерных импульсов оптического диапазона при распространении в воздухе. Исследование проведено на основе численного решения в спектральном пространстве системы уравнений Максвелла и использования базы спектроскопических данных HITRAN о колебательно-вращательных линиях поглощения молекул атмосферных газов.

Для линейно поляризованной плоской волны система уравнений Максвелла имеет вид

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z(x, t)}{\partial t} = -c \frac{\partial E_y(x, t)}{\partial x}, \\ \frac{\partial D_y(x, t)}{\partial t} = -c \frac{\partial H_z(x, t)}{\partial x}. \end{cases} \quad (1)$$

Материальное уравнение, устанавливающее связь между индукцией $D_y(x, t)$ и напряженностью $E_y(x, t)$ электрического поля, удобно записать в спектральном пространстве:

$$\tilde{D}_y(x, \omega) = \varepsilon(\omega) \tilde{E}_y(x, \omega). \quad (2)$$

Для получения дисперсионной зависимости диэлектрической проницаемости от частоты $\varepsilon(\omega)$ примем, что форма спектральных линий имеет лоренцев контур:

$$k_m(\omega) = \frac{\omega}{c} \left(1 + \sum_{m=1}^M \frac{A_m}{\omega_{0m}^2 - \omega^2 - i 2 \delta_m \omega} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где ω_{0m} , δ_m , A_m – параметры m -й линии; m – число линий. В приземном слое атмосферы, где преобладают столкновительное уширение, такое предположение справедливо для большинства изолированных линий в видимой области [8]. Для смеси газов лоренцев контур, согласно экспериментальным данным [8], сохраняется для центральной части линии, дающей наибольший вклад в дисперсионную зависимость. Представление $\varepsilon(\omega)$ в виде (3) соответствует модели среды в виде набора линейных осцилляторов, собственные частоты и коэффициенты затухания которых соответствуют центральным частотам ω_{0m} и ширинам δ_m спектральных линий.

Решение системы уравнений (1) – (2) в спектральном пространстве имеет вид

$$\tilde{E}_y(x, \omega) = \tilde{E}_{0\omega} e^{i(k(\omega)x - (\omega/c)x)} e^{-i\omega\tau}, \quad (4)$$

где $\tilde{E}_{0\omega} = \tilde{E}_y(x=0, \omega)$ – комплексные амплитуды спектральных компонент импульса в начале распространения; $k(\omega) = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ – волновое число. Решение (4) записано в бегущем времени $\tau = t - (x/c)$. Для получения напряженности поля импульса $E_y(x, t)$ на заданном расстоянии x необходимо сделать обратное преобразование Фурье выражения (4).

При описании отклика среды рассматривалась совокупность всех спектральных линий газовых компонент воздуха, лежащих в частотной полосе импульса. Широкую информацию о параметрах линий молекулярного поглощения 31 газовой компоненты атмосферы в диапазоне частот ν от 0 до 23000 см^{-1} содержит спектроскопическая база данных HITRAN [9]. Она включает, в частности, положение центра линии поглощения ν_m [см^{-1}], коэффициенты самоуширения $\gamma_{m \text{ self}}$ [$\text{см}^{-1}/\text{атм}$] и воздушного уширения $\gamma_{m \text{ air}}$ [$\text{см}^{-1}/\text{атм}$] линии при температуре 296 К, ее интегральную интенсивность, приведенную к одной молекуле, $-S_m$ [$\text{см}^{-1}/\text{мол}\cdot\text{см}^{-2}$] [10]:

$$S_m = \frac{1}{N} \int \alpha(\nu) d\nu. \quad (5)$$

Коэффициент спектрального поглощения $\alpha_m(\nu)$ m -й линии некой газовой компоненты равен [10]:

$$\alpha_m(\nu) = \frac{S_m N}{\pi} \frac{\gamma_m}{(\nu - \nu_m)^2 + \gamma_m^2}, \quad \alpha_m(\nu) = 2 \operatorname{Im} k(\nu), \quad (6)$$

где N – концентрация молекул этой компоненты. Полуширина линии γ_m определяется формулой

$$\gamma_m = (\gamma_{m \text{ self}} \beta + \gamma_{m \text{ air}}(1 - \beta)) P, \quad (7)$$

где β – парциальное содержание газа в воздухе; P – давление воздуха, атм.

Выражения (5), (6), (7) позволяют по спектроскопической базе данных HITRAN найти дисперсионное соотношение $k(\omega)$ для газовых компонент воздушной смеси при заданных условиях.

В численных расчетах длина волны лазерного излучения бралась равной длине волны лазера на красителе $\lambda = 0,65$ мкм ($\nu = 15384,6$ см⁻¹). Импульс считался спектрально ограниченным гауссовой формы:

$$E_y(x=0, t) = E_0 \exp(-2t^2/t_n^2). \quad (8)$$

Его длительность $t_n = 20$ – 200 фс. Таким образом, импульс занимал спектральную область шириной от 100 до 1000 см⁻¹. В этой частотной области наиболее сильные линии поглощения имеют пары воды ($S \geq 10^{-25}$ см⁻¹/мол·см⁻²). Ширина линий поглощения водяных паров определялась при относительной влажности 70% ($\beta = 0,015$) и нормальном давлении, соответствующих средне-статистической модели атмосферы для лета умеренной зоны [11]. Для других газов воздушной смеси эта частотная область является либо областью прозрачности, либо их линии поглощения имеют существенно меньшую интенсивность, и их вкладом в дисперсию можно пренебречь. Несмотря на это, число линий, дающих значимый вклад в дисперсионную зависимость $k(\nu)$, составляло порядка 10 – 100 . Например, для импульса $t_n = 200$ фс число $M = 110$ линий, для которых $S \geq 10^{-25}$ см⁻¹/мол·см⁻². На рис. 1 изображены начальный спектр $G_0(\nu)$ гауссова импульса длительностью $t_n = 200$ фс на длине волны $\lambda = 0,65$ мкм, спектр линий поглощения $\alpha_m(\nu)$ водяного пара в атмосфере и спектр импульса $G(\nu)$ после прохождения горизонтальной трассы длиной $x = 3000$ м. В спектре импульса в конце трассы $G(\nu)$ видны узкие провалы на частотах линий поглощения воды.

Большое число узких спектральных линий в частотной полосе рассматриваемого импульса существенно осложняет численное исследование поставленной задачи. Действительно, спектральное разрешение расчетной сетки должно быть достаточно высоким, чтобы отобразить контур отдельных линий поглощения газовых компонентов воздуха. Это означает, что шаг дискретизации в спектральной области $\Delta\nu$ меньше ширины отдельной линии γ_m :

$$\Delta\nu \leq \gamma_m \approx 0,2 - 0,5 \text{ см}^{-1}. \quad (9)$$

Вместе с тем для воспроизведения осцилляций временной шаг Δt должен быть меньше периода оптических колебаний $2\pi/\omega$:

$$\Delta t < (2\pi/\omega). \quad (10)$$

Принимая $\Delta t \approx 0,2 (2\pi/\omega)$, или $\Delta t \approx 0,2 (\lambda/c)$, получаем, что верхняя граница Ω спектральной области удовлетворяет условию

$$\Omega \geq 5 (1/\lambda) \text{ см}^{-1}. \quad (11)$$

При заданном шаге $\Delta\nu$ число точек в спектральном пространстве

$$N = \Omega/(\Delta\nu). \quad (12)$$

Для рассматриваемых параметров получаем следующие оценки:

$$\Delta t = 0,43 \cdot 10^{-15} \text{ с}, \quad \Omega = 77000 \text{ см}^{-1}, \quad N = 2^{19}.$$

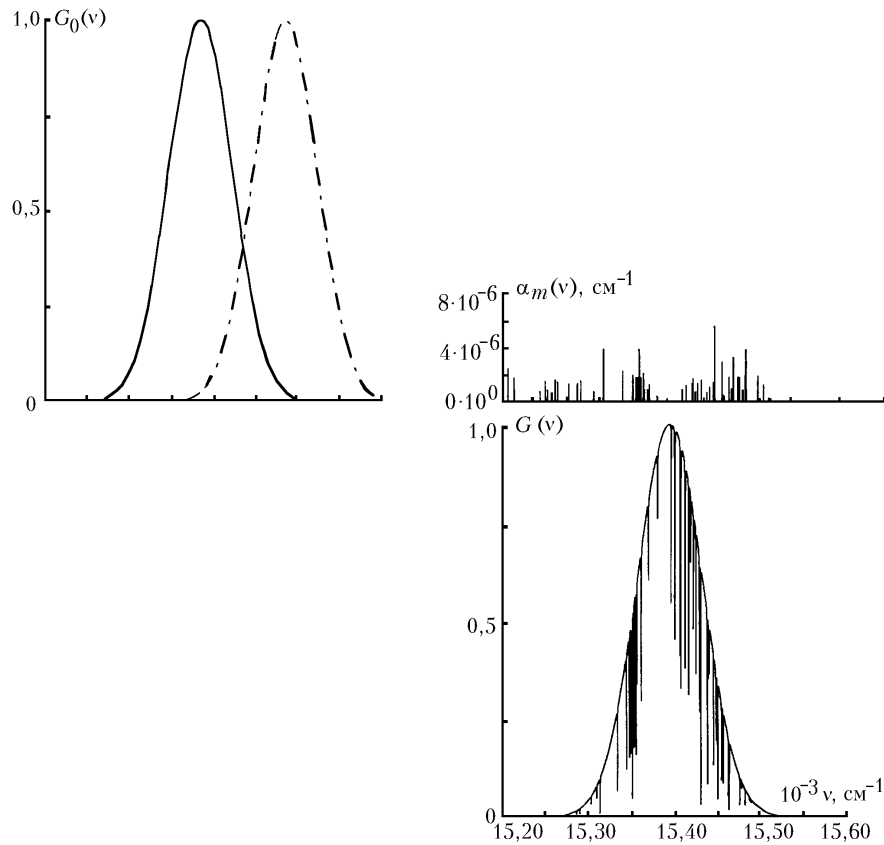


Рис. 1. Начальный спектр $G_0(\nu)$ гауссовых импульсов $t_{\text{и}} = 200$ фс на длинах волн $\lambda = 0,65 \mu\text{м}$ (сплошная линия) и $\lambda = 0,64 \mu\text{м}$ (штрихпунктирная), спектр линий поглощения $\alpha_m(\nu)$ водяного пара в атмосфере и спектр импульса $G(\nu)$ ($t_{\text{и}} = 200$ фс, $\lambda = 0,65 \mu\text{м}$) после прохождения горизонтальной трассы длиной $x = 3000$ м

Массив точек размерностью N включал спектральный диапазон от 14000 до 17000 см^{-1} , на который приходилось около 300 наиболее интенсивных линий поглощения. Временное изменение напряженности поля в импульсе рассматривалось на интервале $N\Delta t = 2,2 \cdot 10^{-10}$ с, что позволяло с достаточной надежностью воспроизвести в численных экспериментах формирование длинных хвостов на заднем фронте импульса.

Большая размерность обрабатываемых массивов требует компьютера с ОЗУ не менее 8 Mb . Моделирование отдельного варианта распространения СКИ занимало порядка 30 мин на PC-486DX4/100.

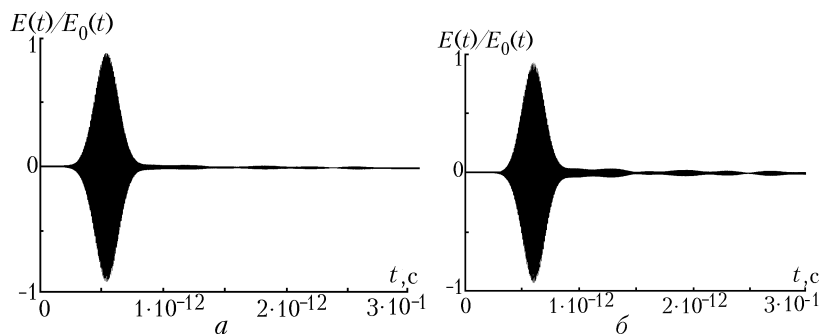


Рис. 2. Напряженность электрического поля в гауссовом импульсе $t_{\text{и}} = 200$ фс, $\lambda = 0,65 \mu\text{м}$ после прохождения горизонтальной трассы длиной $x = 3000$ м при влажности воздуха 70% (а) и напряженность электрического поля в гауссовом импульсе $t_{\text{и}} = 200$ фс, $\lambda = 0,65 \mu\text{м}$ после прохождения горизонтальной трассы длиной $x = 6000$ м при влажности воздуха 70% (б)

Рассмотрим дисперсионные искажения импульсов пико- и субпикосекундной длительности в атмосфере. Для импульса длительностью $t_n = 200$ фс потеря энергии, вызванная поглощением на узких линиях паров воды, невелика. На горизонтальной трассе протяженностью 3000 м при 70% влажности интегральная потеря энергии составляет 4,4%. Эффект дисперсии проявляется в виде длинного хвоста небольшой амплитуды, формирующегося на заднем фронте импульса (рис. 2, а).

Определим среднеквадратичную длительность (СКД) импульса следующим образом:

$$\tau_{\text{СКД}} = (\langle \tau^2 \rangle - \langle \tau \rangle^2)^{1/2},$$

где $\langle \tau^k \rangle = \left(\int t^k |E(t)|^2 dt \right) / \left(\int |E(t)|^2 dt \right)$, $k = 1, 2$. Для гауссова импульса (8) среднеквадратичная длительность $\tau_{\text{СКД}}$ связана с длительностью t_n выражением

$$\tau_n = 2\sqrt{2} \tau_{\text{СКД}}.$$

При рассматриваемых параметрах относительное увеличение СКД равно 2%.

На рис. 2, б приведен импульс 200 фс длительности, прошедший расстояние 6000 м. Потери энергии импульса возросли до 6,9%. Несмотря на незначительное поглощение, форма импульса заметно искажилась. Амплитуда хвоста возросла, он принял вид низкочастотных биений, вызванных суперпозицией отклика большого числа осцилляторов, частоты которых попадают в спектральную полосу импульса. СКД увеличилась на 4,8%.

Результат дисперсии СКИ существенно зависит от того, попадает спектр импульса в полосу поглощения газа или нет. Численный эксперимент показывает, что если весь спектр импульса находится в полосе прозрачности воздуха или линии поглощения слабы ($S < 10^{-26} \text{ см}^{-1}/(\text{мол}\cdot\text{см}^{-2})$), то искажением формы импульса можно пренебречь. Однако следует с большим вниманием относиться к случаям, когда на крыле спектра импульса имеются интенсивные линии поглощения. На рис. 1 штрихпунктирной линией показан такой случай для импульса длительностью 200 фс и несущей частотой $\nu = 15484,6 \text{ см}^{-1}$. В этом случае потери энергии после прохождения 6 км в приземном слое составляют 3,2%, СКД увеличивается на 1,9%. В связи с этим заметим, что для импульсов не гауссовой формы, когда спектр импульса уширяется или импульс имеет частотную модуляцию, влияние спектральных линий, удаленных от несущей частоты, возрастает и роль дисперсии может быть значительной.

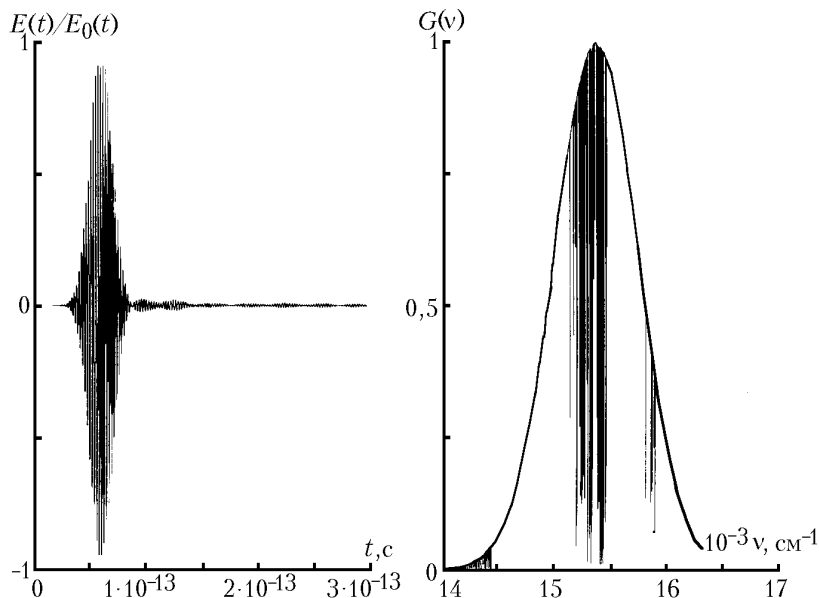


Рис. 3. Напряженность электрического поля в гауссовом импульсе $t_n = 20$ фс, $\lambda = 0,65$ мкм после прохождения горизонтальной приземной трассы длиной $x = 6000$ м и спектр этого импульса

Для более коротких импульсов характер дисперсий не меняется. Однако при увеличении спектральной ширины импульса относительный вклад узких полос спектральных линий паров воды уменьшается и эффект дисперсионного искажения формы импульса проявляется на больших расстояниях. На рис. 3 изображено изменение напряженности электрического поля $E_y(x, t)$ во времени импульса длительностью 20 фс, $\lambda = 0,65$ мкм после прохождения горизонтальной приземной трассы длиной 6000 м и его спектр. Видны осцилляции поля $E_y(x, t)$ с оптической частотой ω_0 , биения поля на заднем фронте импульса. Интегральная потеря энергии составила 1,6%, а его среднеквадратичная длительность увеличилась на 0,6%. Таким образом, на этой трассе дисперсионное расплывание только начинает играть свою роль. Как показывает анализ, упрощение дисперсионной модели путем введения небольшого числа эквивалентных линий, соответствующих полосам реальных линий, приводит к качественно иному характеру дисперсионных искажений.

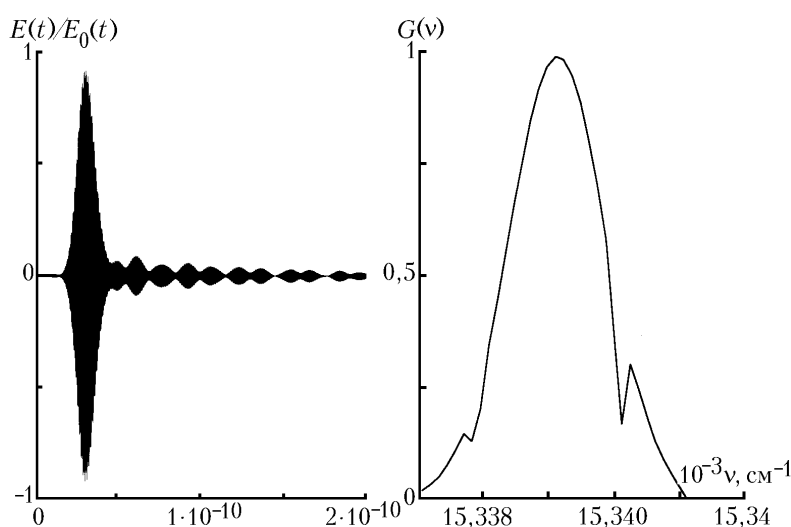


Рис. 4. Напряженность электрического поля в гауссовом импульсе $t_{и} = 10$ пс, $\lambda = 0,65$ мкм после прохождения вертикальной трассы длиной $x = 10000$ м и спектр этого импульса

На рис. 4 показан результат моделирования распространения пикосекундного импульса в условиях, близких к эксперименту по прецизионному зондированию искусственного спутника Земли [1]. Данный эксперимент был проведен в 1993 году пражскими исследователями совместно с австрийскими учеными. Зондирование осуществлялось одновременно на трех длинах волн $\lambda_1 = 0,45$, $\lambda_2 = 0,532$, $\lambda_3 = 0,683$ мкм импульсами длительностью $t_{и} = 25-35$ пс. Измерения разности времени прихода импульсов на различных длинах волн позволяли уточнить текущую модель атмосферы, описывающую общий ход дисперсии в рассматриваемом частотном диапазоне. Калибровка схемы на приземной трассе длиной 6000 м показала, что экспериментальные разности времени прихода отличаются от теоретических, полученных для данных метеорологических условий, приблизительно на 10%. Для повышения точности зондирования необходимо привлечение более точных дисперсионных моделей атмосферы при обработке экспериментальных данных [1].

Численный эксперимент показывает, что в спектр импульса длительностью 10 пс на длине волны $\lambda = 0,65$ мкм попадают три линии поглощения паров воды (см. рис. 4). В расчетах принималось, что интенсивность и ширина линий меняются с ростом высоты в соответствии со среднестатистическими моделями атмосферы. На вертикальной трассе 10 км интегральная потеря энергии равна 6,3%. Увеличение СКД составляет более 12%, что близко к погрешности эксперимента [1]. В импульсе появляются продолжительные биения значительной амплитуды на заднем фронте, что может вносить ошибку в измерения разности времени прихода зондирующих импульсов.

Таким образом, с уменьшением длительности лазерных импульсов до пико- и субпикосекундного диапазона становятся существенными дисперсионные искажения их формы при распространении на атмосферных трассах. Для повышения точности необходим детальный учет структуры полос поглощения в спектре импульса.

1. Prochazka I., Hamal K., Kirchner G. Atmospheric optical density measurement using multiple wavelength picosecond satellite laser ranging // CLEO'94. P. 264–265.
2. Blow K., Weod D. Theoretical discription of transient stimulated Raman scattering in optical fibers // IEEE Quantum Electron. Dec. 1980. V. 25. P. 2665–2673.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин Ф.С. // Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
4. Belov A.V., Miroshnichenko S.I., Semenov V.A. Optimisation of parameters of single-mode dispersion-flattened fibers // Sov. Lightwave Commun. 1993. V. 3. P. 45–57.
5. Ведерко А.В., Дубровская О.Б., Марченко В.Ф., Сухоруков А.П. О солитонах с малым числом периодов во времени или пространстве // Вестник МГУ. Сер. Физика, Астрономия. 1992. Т. 33. Вып 3. С. 4–20.
6. Rose M. Joseph, Susan C. Hagness, Allen Taflov. Direct time integration of Maxwell's equations in lenear dispersive media with absorbtion for scattering and propagation of femtosecond electromagnetic pulses // Opt. Lett. 1991. V. 16. N 18. P. 1412–1414.
7. Peter M. Goorjian, Rose M. Joseph, Susan C. Hagness, Allen Taflov // Computational modeling of femtosecond optical solitons from Maxwell's equations // IEEE Quant. Electr. 1992. V. 38. N 10. P. 2416–2422.
8. Зуев В.Е., Макушкин Ю.С., Пономарев Ю.Н. Спектроскопия атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 247 с.
9. Rothman L.S., Gamache R.R., Tipping C.P., Rinsland C.P., M.A.H. Smith, D. Chris Benner, V. Malathy Devi, et al. The HITRAN molecular database: editions of 1991 and 1992 // Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1992. V. 48. N 5–6. P. 469–507.
10. Кузнецова Л.А., Кузменко Н.Е., Кузяков Ю.Я. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. М.: Наука, 1980. 315 с.
11. Зуев В.Е., Комаров В.С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 264 с.

Московский государственный университет
имени М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
30 октября 1995 г.

V. P. Kandidov, M. P. Tamarov. **Dispersion of Supershort Laser Pulse in Atmosphere.**

The thin structure of the absorption spectral lines of the air gaseous components holds much significance in the process of the pico- and subpicosecond laser pulses dispersion when they propagate through the atmosphere. It was shown by means of numerical solution of exact wave equation jointly with the media material equations. In particular, the taking into account of the lines' thin structure allows the improvement of the spatial resolution of the optical ranging systems. The results of the numerical simulation of a satellite experimental ranging are presented.