

01;02;09

Особенности распространения сверхкоротких импульсов в среде загрязнитель–атмосфера

© В.А. Иванченко, В.В. Николаев

Научно-исследовательский институт механики и физики
Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию 17 марта 2000 г.

Рассмотрено влияние поглощения и дисперсии на спектральные характеристики и временную форму сверхкоротких импульсов, включающих резонансные частоты вращательного спектра молекул газов в реальных условиях.

В работах [1,2] была показана возможность обнаружения и определения параметров газовых образований в атмосфере радиолокационными методами на частотах вращательного спектра газов-загрязнителей, лежащих в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах [3]. При этом ширина спектра зондирующих импульсов предполагалась малой по сравнению с частотой несущей. Сверхширокополосная локация, в отличие от традиционной, использующей узкополосные сигналы, позволяет не только увеличить количество, но и улучшить качество (достоверность, разрешение и т.д.) получаемой информации [4], что, естественно, представляет интерес и с точки зрения дистанционного мониторинга химического состава нижних слоев атмосферы. В данной работе рассмотрены некоторые особенности распространения сверхкоротких импульсов (СКИ) в среде загрязнитель–атмосфера, спектр которых включает резонансные частоты вращательного спектра молекул газа.

Ширина спектральной полосы СКИ может достигать порядка ширины линий резонансного поглощения газов в реальных условиях и даже значительно превосходить последнюю. Поэтому поглощение и дисперсия приводят к изменению временной формы зондирующего импульса, которое является дополнительным источником информации об исследуемой среде.

Будем предполагать, что исследуемая среда линейна и однородна, т.е. коэффициент поглощения χ и диэлектрическая проницаемость ε не зависят от пространственных переменных, амплитуды приложенного поля и являются функциями только частоты. Поэтому распространение спектральных составляющих сигнала происходит независимым образом, следовательно, для временной формы импульса, принимаемого на расстоянии x от передатчика, можно записать:

$$y(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |Y(x, \omega)| \cos[\omega t + \varphi(x, \omega)] d\omega,$$

где $|Y(x, \omega)| = |Y(0, \omega)| \exp[-\chi(\omega)x/2]$, $\psi(x, \omega) = \varphi(0, \omega) - \omega x \sqrt{\varepsilon(\omega)}/c$, c — скорость света в вакууме, $Y(0, \omega)$ — Фурье-образ исходного импульса:

$$Y(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} y(0, t) \exp(-i\omega t) dt, \quad \varphi(0, \omega) = \arctg \left(\frac{\text{Im } Y(0, \omega)}{\text{Re } y(0, \omega)} \right).$$

Фазовым спектром сигнала $y(x, t)$ будем называть функцию $\psi(x, \omega) = \varphi(x, \omega) + \omega x/c$.

В реальных условиях форма и параметры спектральных линий газов определяются межмолекулярным взаимодействием (такими факторами, как радиационное затухание и эффект Доплера в СВЧ диапазоне можно пренебречь). Будем предполагать, что молекулы газа-поглотителя представляют собой объекты с двумя невырожденными энергетическими уровнями, и его концентрация мала по сравнению с концентрацией постороннего газа. В этом случае зависимость коэффициента поглощения газовой смеси от частоты может быть представлена в виде [5]

$$\chi(\omega) = \frac{1}{L} \left[\frac{2\omega}{\pi} \text{Re} \int_0^{\infty} \Phi(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau \right], \quad (1)$$

где L — константа, имеющая размерность длины, $\Phi(\tau)$ — корреляционная функция. В адиабатическом приближении с учетом многочастичных взаимодействий, которые при давлении 1 атмосфера и более, вообще говоря, оказывают существенное влияние на форму и параметры линий,

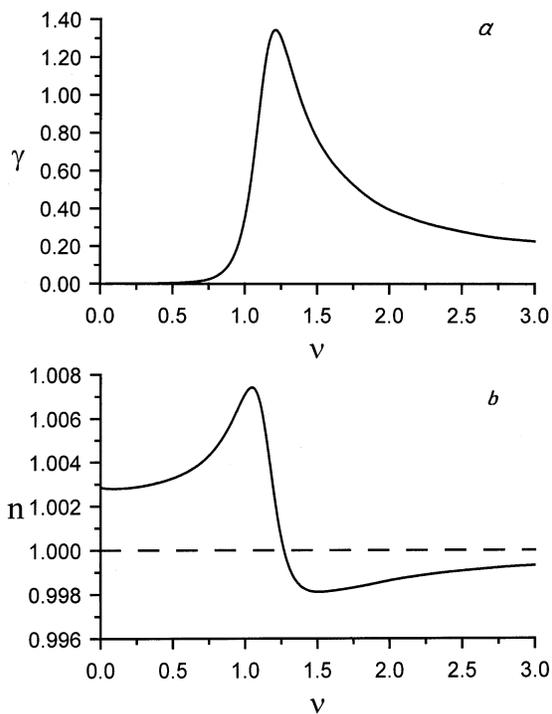


Рис. 1. Зависимости коэффициента поглощения (а) и показателя преломления (b) от частоты.

выражение для корреляционной функции имеет вид [5]

$$\Phi(\tau) = \exp \left[i\omega_0\tau + N\overline{v\sigma(\tau, \nu)} \right], \quad (2)$$

$$\sigma(\tau, \nu) = 2\pi \int_0^\infty b db \int_{-\infty}^\infty \left[\exp \left(iC \int_\zeta^{\zeta+\tau} \frac{dt}{(b^2 + v^2 t^2)^{p/2}} \right) - 1 \right] d\zeta, \quad (3)$$

где $\omega_0 = (E_b - E_a)/\hbar$, E_a , E_b — энергии нижнего и верхнего уровней соответственно, \hbar — постоянная Планка, N — концентрация частиц

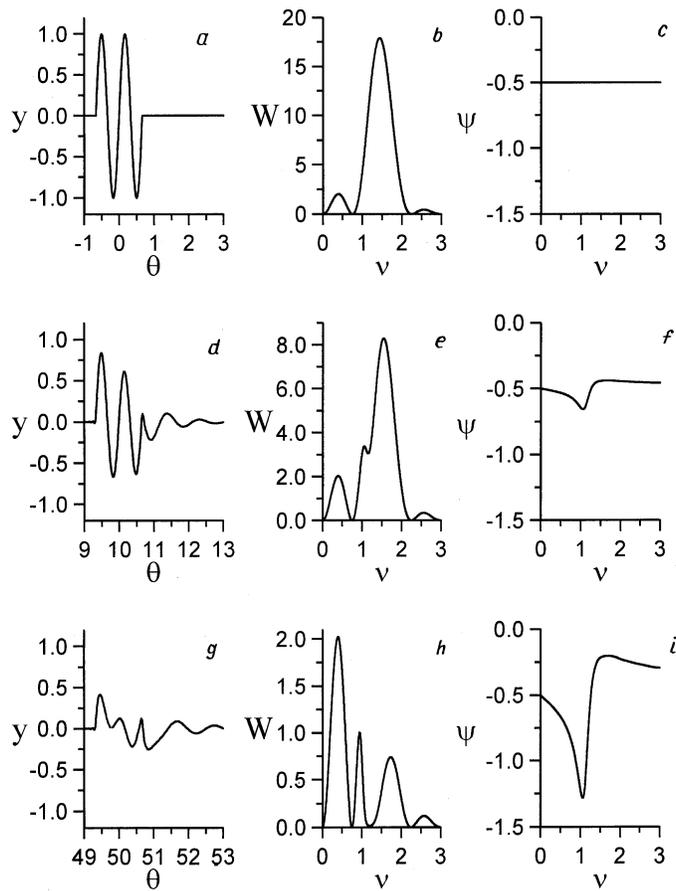


Рис. 2. Временная форма, спектральная плотность энергии (в единицах $1/\omega_0^2$) и фазовый спектр (в единицах π): исходного импульса (a-c), импульса, принимаемого на расстояниях $x = 1L$ (d-f) и $x = 5L$ (g-i).

постороннего газа, ν — скорость относительного движения частиц, C, p — константы. Чертой сверху обозначено усреднение по скоростям.

Для дальнейшего изложения удобно перейти к нормированным переменным: $\gamma = L\chi$, $\nu = \omega/\omega_0$, $\theta = \omega_0 t/(2\pi)$, t — время, $\rho = b_0^3 N$,

b_0 — радиус Вейскопфа:

$$b_0 = \left\{ \frac{\sqrt{\pi}C}{\bar{v}} \left[\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right) / \Gamma\left(\frac{p}{2}\right) \right] \right\}^{\frac{1}{p-1}},$$

\bar{v} — средняя скорость относительного движения частиц. Используя известные соотношения Крамерса–Кронига, нетрудно получить связь между показателем преломления n и безразмерным коэффициентом поглощения γ

$$n(\nu) - 1 = \frac{1}{2\pi^2 g} \wp \int_0^\infty \frac{\gamma(\nu') d\nu'}{\nu'^2 - \nu^2},$$

где $g = \omega_0 L / (2\pi c)$, символ \wp означает, что интеграл берется в смысле главного значения Коши.

На рис. 1, a, b показаны зависимости коэффициента поглощения и показателя преломления от частоты. Построение функции $\gamma(\nu)$ осуществлялось при помощи формул (1)–(3). Скорости относительного движения молекул газа предполагались одинаковыми и равными средней, считалось также, что $\bar{v} = b_0 \omega_0 / (2\pi)$, $\rho = 0.3$, $p = 6$, $g = 10$.

В данной работе распространение СКИ в среде загрязнитель–атмосфера рассмотрено на примере прямоугольного радиоимпульса единичной амплитуды, длительность которого составляет два периода несущей, частота несущей $\Omega_0 = 1.5\omega_0$ (рис. 2, a). Спектральная плотность энергии W и фазовый спектр ψ импульса имеют вид (рис. 2, b, c)

$$W(0, \omega) = \frac{1}{\Omega_0^2} \left[\frac{\sin[2\pi(1 - \omega/\Omega_0)]}{1 - \omega/\Omega_0} - \frac{\sin[2\pi(1 + \omega/\Omega_0)]}{1 + \omega/\Omega_0} \right]^2,$$

$$\psi(0, \omega) = \varphi(0, \omega) = -\pi/2.$$

Эволюция временной формы и спектрального состава СКИ в процессе его распространения проиллюстрирована на рис. 2, $d-i$.

Таким образом, вследствие сильного уширения спектра СКИ временная форма импульсов в процессе их распространения в среде с поглощением и дисперсией изменяется. Это изменение может быть использовано в качестве дополнительного информативного параметра при дистанционном зондировании нижних слоев атмосферы.

Список литературы

- [1] *Иванченко В.А., Николаев В.В.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 24. С. 1–5.
- [2] *Иванченко В.А., Николаев В.В.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 3. С. 73–76.
- [3] *Ефременко В.В., Маркина Н.Н.* // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 38. № 10. С. 1822–1827.
- [4] *Иммореев И.Я.* // ЭВ & ЭС. 1997. Т. 2. № 1. С. 81–88.
- [5] *Chen S., Takeo M.* // Rev. Mod. Phys. 1957. V. 29. N 1. P. 20–73.