

УДК 621.391.2.018.756

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН АТМОСФЕРНЫМ КИСЛОРОДОМ ДЛЯ УКОРОЧЕНИЯ РАДИОИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

И. Х. Ваксер, А. М. Глуцук, Л. И. Шаранов

Представлены полученные с помощью ЭВМ результаты исследования эволюции формы огибающей трапецеидального радиоимпульса наносекундной длительности при его распространении в земной атмосфере в условиях, когда частота заполнения близка к частотам 60 или 118,83 ГГц, соответствующим спектральным областям поглощения кислорода. Рассмотрены изменения спектра сигнала по мере его распространения. Указана возможность получения существенно укороченных импульсов, форма огибающей которых при дальнейшем распространении уже слабо зависит от расстояния.

Одним из способов повышения разрешающей способности импульсного радиолокатора по дальности в условиях, когда исчерпаны аппаратные возможности укорочения длительности импульса, излучаемого передающей антенной, является внутримпульсная модуляция, согласованная с законом дисперсии среды распространения. Известно, в частности, что таким способом можно добиться сжатия импульса в определенной точке пути его распространения в ионосферной плазме [1, 2].

В настоящей работе рассматривается возможность формирования коротких радиоимпульсов при постоянной частоте заполнения излучаемого импульса, лежащей в области линии поглощения атмосферных газов. Ранее нами теоретически и экспериментально исследовалось распространение импульсов наносекундной длительности с частотой заполнения, соответствующей линиям поглощения кислорода 60 и 118,83 ГГц. Основные результаты этих исследований приведены в работах [3, 4], где показано, что при распространении гауссова и трапецеидального радиоимпульсов в условиях, когда существенные части спектров линии поглощения и импульса взаимно перекрываются, форма импульса в процессе его распространения претерпевает существенные изменения. Деформация зависит от вида исходного импульса, частоты его заполнения и расстояния [3]. Компонента напряженности электрического или магнитного поля импульса на расстоянии z от передатчика может быть представлена в виде

$$u(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) \exp\{i[\omega t - k(\omega)z]\} d\omega, \quad (1)$$

где $f(\omega)$ — спектральная функция исходного импульса, $k(\omega) = \omega \sqrt{\epsilon}/c$, а ϵ — комплексная диэлектрическая проницаемость атмосферы. При использовании в качестве исходного сигнала импульса со спектром, сосредоточенным вблизи изолированной области поглощения кислорода, диэлектрические свойства атмосферы можно приближенно описать функцией

$$\epsilon = 1 + 2b / (1 - \rho^2 + i\Gamma\rho), \quad (2)$$

где $\rho = \omega/\omega_0$ — безразмерная частота. Для линии 118,83 ГГц ($\omega_0 = 2\pi \cdot 118,83 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$) можно принять $\Gamma = 2,34 \cdot 10^{-2}$, $b = 1,94 \cdot 10^{-9}$; для полосы поглощения, центрированной вблизи 60 ГГц, $\Gamma = 0,142$, $b =$

$= 1,9 \cdot 10^{-7}$. В обоих случаях $2b/\Gamma \ll 1$, что существенным образом используется при извлечении квадратного корня из (2).

По формулам (1) и (2) с помощью ЭВМ выполнен расчет огибающей импульса на ряде расстояний при различных формах исходного трапецеидального импульса, у которого менялись длительность по основанию T , длительности переднего и заднего фронтов $\delta_1 T$ и $\delta_2 T$, а также частота заполнения γ .

Представленные на рис. 1 кривые показывают форму огибающей при частоте заполнения, равной 118,83 ГГц, на дальностях 10, 15 и 30 км (а также форму огибающей исходного импульса) при $T=1$ нс, $\delta_1=0,025$, $\delta_2=0,25$. По оси абсцисс отложено в наносекундах время $\tau=t-z/c$, а по оси ординат—модуль $F(\tau)$ комплексной огибающей импульса при указанных значениях параметров, причем за единицу измерения принят модуль комплексной амплитуды q установившейся («горизонтальной») части трапецеидального радиоимпульса в начале трассы, т. е. при $z=0$. Как видно из рисунка, уже на дальности 10 км длительность импульса уменьшается за счет воздействия атмосферы примерно на порядок. Затем, с увеличением расстояния, форма и длительность импульса изменяются незначительно. Представленные на рис. 1 результаты существенно отличаются от полученных нами ранее [3, 4] для тех же длительностей импульсов, но с одинаковыми длительностями обоих фронтов. В последнем случае длительность исходного импульса сохраняется, наблюдается лишь значительное искажение его формы. На больших расстояниях такой сигнал практически можно рассматривать как два отдельных импульса, соответствующих положениям переднего и заднего фронтов исходного импульса, в то время как при отличии крутизн фронтов δ_1 и δ_2 друг от друга на порядок и более наблюдается лишь уменьшение длительности импульса (рис. 1).

В полосе поглощения кислорода на частоте 60 ГГц аналогичное уменьшение длительности импульса достигается уже на дальностях 1—2 км. На рис. 2 показана форма огибающей импульса с частотой заполнения 60 ГГц на расстояниях 2 и 4 км. Другие параметры исходного импульса — те же, что для рис. 1. Следует отметить, что амплитуда сформированного атмосферой короткого импульса убывает при распространении меньше, чем амплитуда длинного импульса с той же частотой заполнения. Например, на расстоянии 2 км амплитуда импульса, показанного на рис. 2, за счет ослабления в линии поглощения в 9,75 раза меньше амплитуды исходного импульса, в то время как коэффициент ослабления монохроматического излучения в центре полосы поглощения равен 16 дБ/км. Это обстоятельство связано с тем, что по мере распространения меняется частотный спектр импульса, смещается его эффективная несущая частота, соответствующая максимуму энергетического спектра [7]. Аналогичное уменьшение скорости убывания плотности энергии импульса с расстоянием было обнаружено при изучении распространения импульса в линии поглощения водяного пара атмосферы на частоте 183,3 ГГц [8].

Наряду с исследованием огибающей радиоимпульсов был проведен анализ их амплитудно-частотного спектра. Модуль спектральной функции определяется формулой

$$S = |f(\omega) e^{-i k(\omega) z}| = |f(\omega)| e^{k''(\omega) z}, \quad (3)$$

где

$$k''(\omega) = - \frac{a (\Gamma \rho)^2}{(1 - \rho^2)^2 + (\Gamma \rho)^2}, \quad a = \frac{b \omega_0 z}{c \Gamma}. \quad (4)$$

Для трапецеидального импульса, как нетрудно убедиться,

$$|f(\omega)| = \frac{|q| T}{\pi \mu^2} \left\{ \frac{1}{\delta_1^2} \sin^2 \frac{\mu \delta_1}{2} + \frac{1}{\delta_2^2} \sin^2 \frac{\mu \delta_2}{2} - \frac{2}{\delta_1 \delta_2} \sin \frac{\mu \delta_1}{2} \sin \frac{\mu \delta_2}{2} \cos \left[\left(1 - \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \right) \mu \right] \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

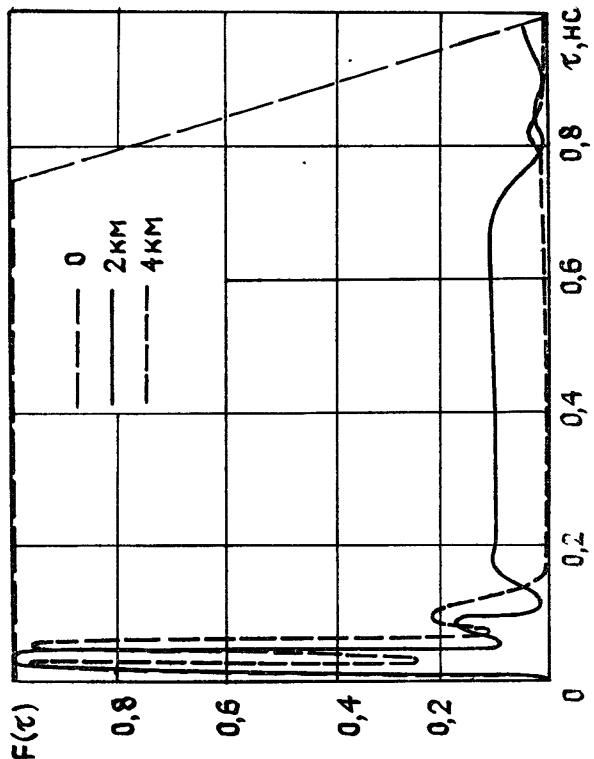


Рис. 2.

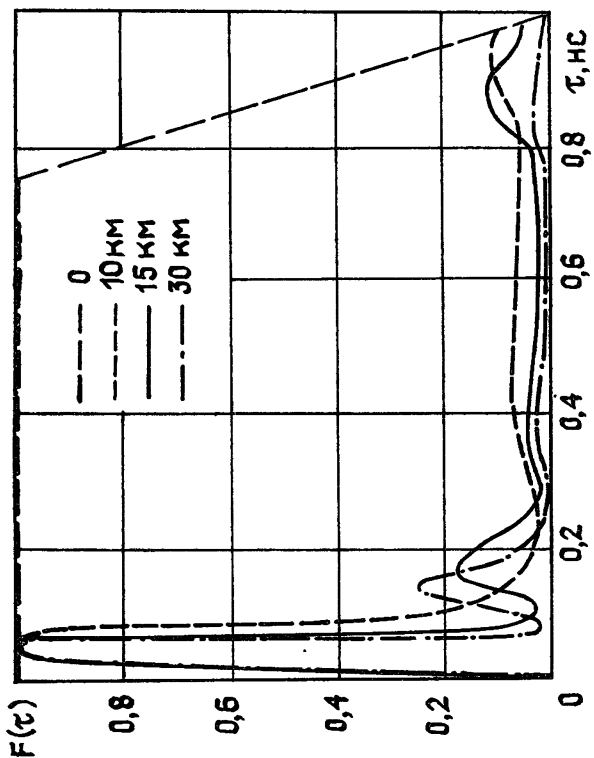


Рис. 1.

где

$$\mu = (\gamma - \omega)T. \quad (6)$$

Заменив в (4) безразмерную частоту выражением

$$\rho = \frac{1}{\omega_0} \left(\gamma - \frac{\mu}{T} \right) \quad (7)$$

и подставив (4) и (5) в (3), получим S в виде функции безразмерного параметра μ при постоянных a , T , δ_1 , δ_2 , $|q|$. Ниже мы будем обозначать эту функцию $S(\mu)$ и примем $|q|$ (с) за единицу измерения ее величины.

Как показали расчеты, спектр импульсного сигнала на различных расстояниях, так же как и форма огибающей, существенным образом зависит от параметров импульса.

Характер влияния линии поглощения на сигналы со спектрами различной ширины показан на рис. 3 а, б, на которых сплошные кривые соответствуют спектрам исходных импульсов, пунктирные — спектрам на расстоянии 10 км, а штрихпунктирные — спектрам на 20 км. На рис. 3а показаны спектры импульсов с $T=10$ нс и $\delta_1=\delta_2=0,005$, а на рис. 3б — с $T=1$ нс и $\delta_1=\delta_2=0,05$, причем для всех кривых частота заполнения равна 118,83 ГГц. Как видно из рисунков, спектральные функции $S(\mu)$ обоих импульсов в исходной точке имеют одинаковый характер, однако уже на расстоянии 10 км возникает существенное различие. В то время как у импульса длительностью 10 нс соотношение между центральной и боковыми частотами сохраняется (т. е. все спектральные составляющие затухают при распространении одинаково), центральная часть спектра импульса длительностью 1 нс ослабляется значительно сильнее, чем боковые составляющие. Это приводит к расширению спектра импульса, что при традиционной трактовке соответствует уменьшению его длительности. На расстоянии 20 км спектральная плотность в центре импульса становится в несколько раз меньше спектральной плотности боковых частот, т. е. боковые частоты начинают играть доминирующую роль в формировании сигнала. В этих условиях огибающая трапецеидального импульса расщепляется на два симметричных всплеска [3, 4], соответствующих переднему и заднему фронтам исходного импульса.

Кроме исследования зависимости $S(\mu)$ для импульсов, имеющих форму равнобедренной трапеции ($\delta_1=\delta_2$), аналогичные расчеты были проведены для импульсов длительностью 1 нс при соотношении длительностей фронтов $\delta_1/\delta_2=0,1$. В последнем случае спектральная плотность достаточно плавно изменяется с частотой, отсутствуют глубокие провалы, присущие зависимости $S(\mu)$ для симметричных импульсов (рис. 3), лишь вблизи основного лепестка имеются незначительные осцилляции спектральной плотности. Для обоих типов импульсов спектральная плотность выше у импульсов с большей крутизной фронта.

Выше рассматривались импульсы, частота заполнения которых совпадает с центральной частотой линии поглощения. В этом случае график функции $S(\mu)$ при всех существенных значениях μ практически симметричен относительно оси ординат. При отличии γ от ω_0 спектральные составляющие справа и слева от частоты заполнения ослабляются по-разному, что приводит к несимметричности графика $S(\mu)$. При дальностях, превышающих 10 км, эта асимметрия становится существенной, с чем и связана несимметричность искажений формы огибающей импульсов, рассматриваемых в [3, 4].

Проведенные расчеты амплитудного спектра импульсов позволили, с одной стороны, исследовать характер влияния линии поглощения на спектральную плотность импульсных сигналов, а с другой, — дать некоторые объяснения наблюдавшимся ранее изменениям формы огибающей этих импульсов.

Конечно, изложенные выше соображения о поведении импульсов, основанные на рассмотрении одной лишь амплитудной части спектральной

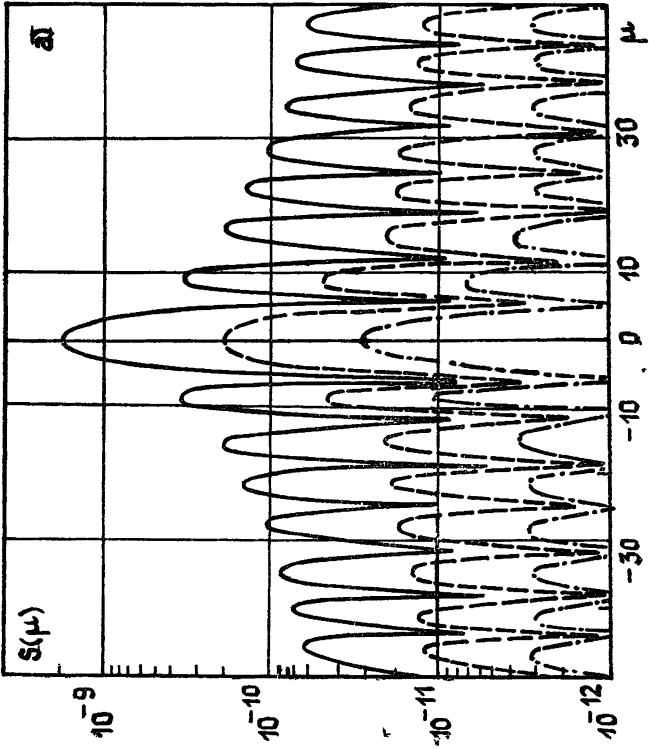
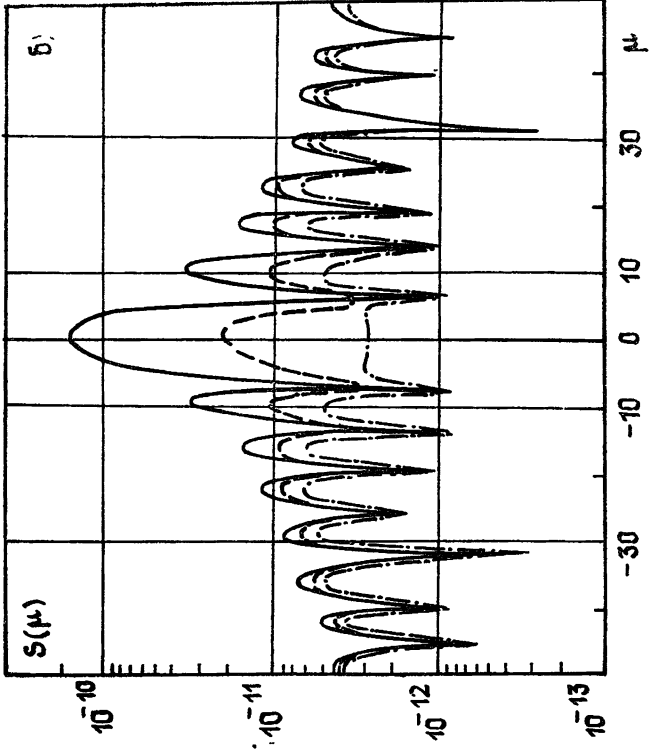


Рис. 3.

ной функции, не являются достаточными, поскольку вид огибающей может существенно зависеть также от фазовой части этой функции. Поэтому для выяснения характера происходящих процессов существенной является возможность получения замкнутого аналитического выражения для поля распространяющегося импульса, в котором происходящие явления не скрывались бы за выполняемыми ЭВМ операциями над числами*. Не приводя в данной статье соответствующих формул, укажем ниже лишь на некоторые вытекающие из них физические следствия. Среда с резонансным поглощением характеризуется постоянным временем $t_0 = 2/(\omega_0 \Gamma)$, определяющей длительность переходного процесса, начинающегося в среде после прибытия круглого переднего фронта сигнала и состоящего в переходе среды от состояния покоя к вынужденным колебаниям с частотой γ . Результат взаимодействия первоначального импульса со средой, т. е. результирующий импульс, зависит от соотношения между t_0 и временными постоянными описывающими огибающую импульса. Пусть, например, исходная огибающая имеет вид трапеции и характеризуется временами $0 < t_1 < t_2 < T$; $t=0$ и $t=T$ — начало и конец сигнала, а t_1 и t_2 — времена соответственно окончания переднего и начала заднего фронтов, причем время постоянства амплитуды колебаний $t_2 - t_1$ будем считать достаточно большим по сравнению с t_0 , чтобы переходные процессы, обусловленные передним и задним фронтами, друг на друга не налагались. Тогда в зависимости от соотношения между t_1 и t_0 можно выделить два предельных случая. Если $t_1 \ll t_0$, то невозбужденная среда ведет себя по отношению к переднему фронту импульса почти как вакуум, в результате чего этот фронт мало меняется при распространении; затем, по истечении времени порядка t_0 после прибытия сигнала, в среде происходят затухающие вынужденные колебания с частотой γ . В результате этого в окрестности точки $t = t_1 - z/c$ возникает максимум у огибающей, обостряющийся при дальнейшем распространении импульса из-за уменьшения амплитуды вынужденных колебаний и приобретающий в конце концов характер пика продолжительностью порядка t_0 . Если $t_1 \gg t_0$, то в условиях, соответствующих вакууму, будет распространяться лишь та первая часть переднего фронта, длительность которой порядка t_0 ; в результате этого максимальная достигаемая у переднего фронта амплитуда составит примерно лишь t_0/t_1 часть амплитуды, достигаемой в первом случае. Аналогичные процессы связаны с задним фронтом, чем и объясняется необходимость выбора короткого переднего и длинного заднего фронта при получении одиночного укороченного импульса, причем относительное постоянство длительности сформированного короткого импульса обусловлено постоянством времени t_0 .

Полученные результаты указывают на возможность дополнительного укорочения зондирующего импульса РЛС при распространении в линиях поглощения газов атмосферы. Из-за ослабления в них сигнал затухает с расстоянием, что, разумеется, ограничивает дальности, на которых может быть использован указанный эффект. С другой стороны, этим фактором определяется уменьшение уровня помех от удаленных источников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блиох П. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1964, 7, № 3, с. 460.
2. McIntosh R. E., El-Khamy S. F. — IEEE Trans. AP, 1970, 18, № 2, p. 236.
3. Glutsyuk A. M., Sharapov L. I., Vakser I. Kh. — Comptes rendus du colloque de la Commission F de l'URSI (La Baule, France). Édité par CNET, 1977, p. 637.
4. Шаратов Л. И. Препринт ИРЭ АН УССР № 121. — Харьков, 1979.
5. Кацев И. Л., Зега Э. П. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1977, 13, № 4, с. 399.
6. Вайнштейн Л. А., Вакман Д. Е. Разделение частот в теории колебаний и волн. — М.: Наука, 1983.

* Отметим, что асимптотическое решение аналогичной задачи, но с другим исходным импульсом, получено в работе [6] и обсуждается в книге [7] (гл. 8).

7. Вайнштейн Л. А. — УФН, 1976, 118, № 2, с. 339.

8. Гордин М. П., Стрелков Г. М. Препринт ИПЭ АН СССР, № 26 (398).—М., 1984.

Институт радиопизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
4 марта 1985 г.,
после доработки
3 февраля 1986 г.

THE USE OF RADIO WAVE ABSORPTION BY ATMOSPHERIC OXYGEN FOR SHORTENING OF NANOSECOND RADIO PULSE

I. Kh. Vakser, A. M. Glutsyuk, L. I. Sharapov

Computer results are presented of investigation of the envelope evolution of trapezoidal nanosecond radio pulse propagating in the terrestrial atmosphere, the carrier frequency lying in the vicinity of oxygen absorption bands at 60 or 118,83 GHz. Changes of the signal spectrum during the propagation are examined. The possibility is pointed out for obtaining a considerably shortened pulse with the envelope form which only slightly depends on the distance during subsequent propagation.

И Н Ф О Р М А Ц И Я

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ т. XXVI, № 5, 1986 г.

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Минуллин Р. Г. Распознавание неоднородностей, обусловленных метеорами и слоем E_s .

Устанавливаются критерии по длительности существования для разделения отражений радиосигналов, обусловленных метеорами и слоем E_s , на основе экспериментальных исследований на 8 радиотрассах средних широт в диапазоне 15—44 МГц. Оценивается влияние ошибок при распознавании на подсчет коэффициента заполнения.

Евлашина М. Л., Мингалев В. С., Кривилев В. Н., Мингалева Г. И. Влияние неоднородной структуры зимней высокоширотной ионосферы на распространение коротких радиоволн.

Результаты численного моделирования трехмерного распределения параметров ионосферной плазмы используются в проблеме расчета распространения радиоволн КВ-диапазона. Найденное при помощи численной модели конвектирующей полярной ионосферы с учетом теплового режима и выпадения авроральных электронов и протонов пространственное распределение параметров ионосферной плазмы использовано для расчета траекторий распределения КВ в высоких широтах. Установлено, что крупномасштабные неоднородные структуры полярной ионосферы приводят к появлению различных модов распространения, к большому различию между траекториями обыкновенной и необыкновенной волн, существенно усиливают влияние геомагнитного поля на траектории КВ-распространения.

Бойков В. И. Уширение спектральной линии радиоволны, рассеянной метеорными следами.

Получено выражение для энергетического спектра процесса рассеяния монохроматической радиоволны на недоуплотненных метеорных следах. В решении учтены параметры следа, атмосферы и измерительной аппаратуры.
