

РАДИОИМПУЛЬС С НЕЛИНЕЙНОЙ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В ГИРОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Г.М.Стрелков, О.Г.Деркач

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН
E-mail: strelkov@ms.ire.rssi.ru

Изложены результаты анализа характера и особенностей искажений прямоугольного и трапецеидального радиоимпульсов со смешанной линейно-гармонической частотной модуляцией при распространении по протяженной ионосферной трассе. Анализ выполнен применительно к декаметровому диапазону длин волн, для которого эффект частотной дисперсии и влияние магнитного поля наиболее выражены.

Показано, что гармоническая составляющая в законе частотной модуляции может приводить к дополнительному распаду обыкновенного и необыкновенного импульсов на серии подимпульсов. Число подимпульсов и соотношение между высотами подимпульсов в каждой из них определяются и, следовательно, могут варьироваться путем изменения параметров гармонической составляющей и начальной формы импульса. Установлено определяющее влияние линейной составляющей закона частотной модуляции на взаимное расположение отдельных подимпульсов, принадлежащих разным сериям, на временной оси.

Дистанционное зондирование ионосферной плазмы традиционно основывается на применении непрерывных сигналов в различных волновых диапазонах. В то же время возможности импульсного зондирования в литературе не рассматриваются совершенно. Такая ситуация обусловлена тем, что в настоящее время общепринятым инструментом описания процессов распространения электромагнитных импульсов в диспергирующих средах, к которым относится и гиротропная плазма, является интеграл Френеля. На его основе удовлетворительный анализ искажений импульсов в ионосферной плазме удастся получить лишь в отдельных случаях и всегда путем значительного упрощения задачи через введение многочисленных приближений. Наиболее известным из последних является так называемое узкополосное приближение, в соответствии с которым в пределах частотной полосы, занимаемой импульсом, комплексный показатель преломления среды аппроксимируется квадратической функцией частоты [1]. Но и оно применимо к трассам заведомо ограниченной протяженности, поскольку приводит к неконтролируемому накоплению ошибок при вычислении фазового пути и оптической глубины трассы на частотах гармоник, формирующих высокочастотное и низкочастотное крылья спектра даже узкополосного импульса. При описании ионосферного распространения широкополосных и сверхширокополосных сигналов основания применимости узкополосного приближения отсутствуют. Как следствие, вычисления интеграла Фурье к настоящему времени не привели к какому-либо определенному представлению о возможных особенностях деформации и изменения параметров импульсных радиосигналов, распространяющихся как в изотропной, так и в замагниченной плазме.

Между тем искажающийся в диспергирующей среде радиоимпульс содержит информацию о характеристиках среды распространения, и задача импульсного радиозондирования ионосферной плазмы актуальна по-прежнему. Ее первым этапом является адекватное описание характера и возможных особенностей дисперсионных искажений радиоимпульсов, распространяющихся в плазменной среде. В докладе изложены некоторые результаты соответствующего анализа применительно к случаю сложного радиосигнала, распространяющегося в гиротропной плазме при характерных для ионосферы условиях. Анализ выполнен на основе альтернативного интеграла Фурье решения задачи о распространении радиоимпульса в холодной столкновительной плазме, которое не имеет ограничений по виду начальной огибающей сигнала, закона частотной модуляции, занимаемой сигналом полосы частот или по длине трассы [2,3]. и получено в единственном приближении, что на частотах формирующих импульс гармоник отличие от единицы показателя преломления среды много меньше 2.

Считаем, что замагниченная плазменная среда занимает полупространство $z \geq 0$ и однородное магнитное поле направлено по оси z . На границе среды в направлении оси z излучается

электромагнитный импульс, напряженность электрического поля \mathbf{E} которого имеет единственную составляющую, направленную по оси X , так что

$$\mathbf{E}(0;t) = \mathbf{E}_x(0;t) = \mathbf{i}_0 E_x(0;t) = \mathbf{i}_0 A_x(0;t) \exp(i\omega't). \quad (1)$$

Начальная форма импульса является трапецией с высотами переднего фронта A_{Π} и заднего фронта A_3 и изменение во времени его мгновенной частоты ν описывается суммой линейной и гармонической составляющих, т.е.

$$\nu(t) = f' + \Delta\nu(t) = f' + \Delta f(-0,5 + t/t_{\text{и}}) + C_m \cdot \text{Sin}(2\pi Nt/t_{\text{и}}). \quad (2)$$

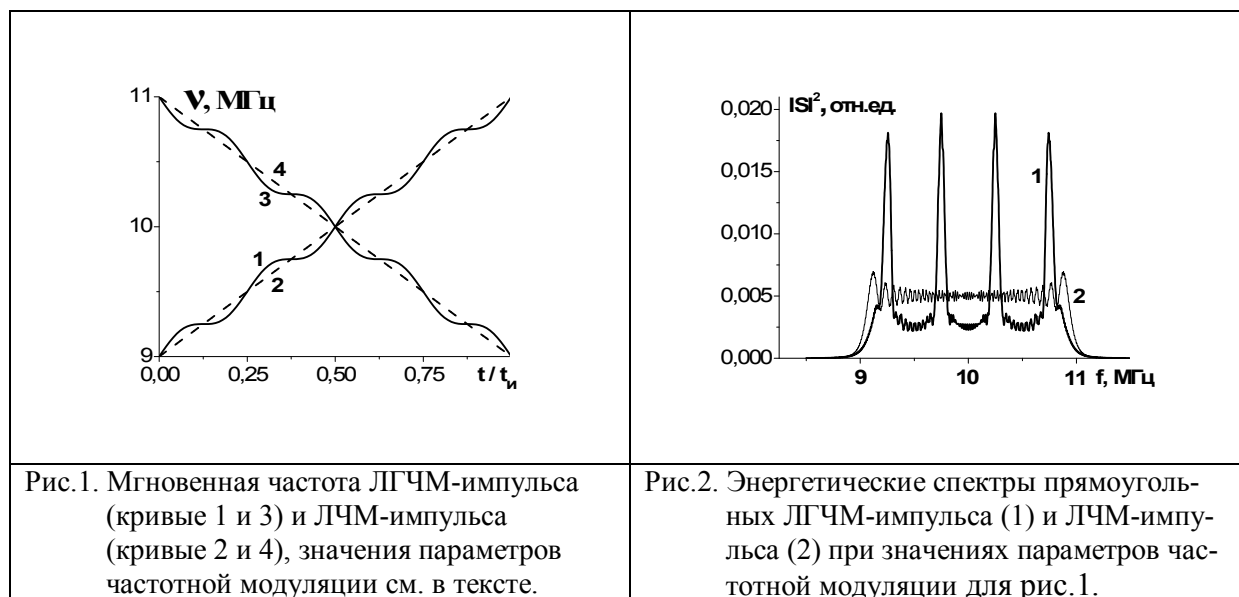
В (1) и (2) t – время; $\omega' = 2\pi f'$; $A_x(0;t) = A(0;t)$ – начальная огибающая импульса; f' – несущая частота; $t_{\text{и}}$ – длительность импульса; $\Delta\nu(t)$ – приращение мгновенной частоты; Δf – приращение линейной составляющей $\nu(t)$ на интервале $t_{\text{и}}$; $|C_m|$ – амплитуда гармонической составляющей мгновенной частоты и параметр N определяет кратность длительности импульса периоду гармонической составляющей.

Начальная огибающая импульса с амплитудно-частотной модуляцией при сформулированных условиях имеет вид ($0 < t \leq t_{\text{и}}$) :

$$A(0;t) = \left[A_{\Pi} + (A_3 - A_{\Pi}) \left(\frac{t}{t_{\text{и}}} \right)^m \right] \exp \left(i\Delta\omega \frac{(t)^2 - tt_{\text{и}}}{2t_{\text{и}}} + i \frac{C_m t_{\text{и}}}{N} \left(1 - \text{Cos} \left(2\pi N \frac{t}{t_{\text{и}}} \right) \right) \right), \quad (3)$$

При $A_3 = A_{\Pi}$ и $A_3 \neq A_{\Pi}$ импульс является прямоугольным и трапецидальным соответственно. При $C_m = 0$ и $C_m \neq 0$ формула (3) определяет импульс с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ-импульс) и со смешанной линейно-гармонической модуляцией (ЛГЧМ-импульс). Наконец, одновременно положив в формуле (3) $A_3 = A_{\Pi}$ и $C_m = 0$, получим огибающую прямоугольного ЛЧМ-импульса.

Примеры временного хода мгновенной частоты излучаемого импульса, которых выполнялся анализ искажений, изображены на рис.1 кривыми 1 ($\Delta f = +2\text{МГц}$; $C_m = +0,08\text{МГц}$)



и 2 ($\Delta f = -2 \text{ МГц}$; $C_m = -0,08 \text{ МГц}$) ($f' = 10 \text{ МГц}$; $N = 4$). Соответствующие линейные составляющие закона частотной модуляции (3) изображены здесь прямыми 2 ($\Delta f = +2 \text{ МГц}$) и (4) ($\Delta f = -2 \text{ МГц}$). Малые вариации линейного хода мгновенной частоты импульса могут приводить, тем не менее, к значительным изменениям его спектрального состава. Это иллюстрирует рис.2, на котором сопоставлены энергетические спектры ЛГЧМ- и ЛЧМ-прямоугольных импульсов с одинаковыми длительностью и энергией для тех же значений параметров, что и кривые рис.1. Гармоническая составляющая в мгновенной частоте проявляется в спектре ЛГЧМ-импульса в виде четырех (или N) узких максимумов, высоты которых значительно превышают уровень пьедестала. Суммарная энергия гармоник, формирующих максимумы кривой 1 на рис.2 составляет около 70% от энергии импульса.

Группы гармоник, формирующие максимумы спектра ЛГЧМ-импульса, распространяются в ионосфере с различающимися скоростями, и наименьшая скорость отвечает самой низкочастотной (излучаемой вначале) группе. В пределах отдельной группы скорости гармоник различаются, напротив, незначительно из-за относительно малой ширины частотного интервала, которому они принадлежат. Поэтому допустимо полагать, что группы гармоник, формирующие максимумы спектра, во-первых, распространяются относительно компактно и, во-вторых, будучи излученными, вначале догоняют, затем обгоняют и, наконец, расходятся друг от друга в пространстве. На последнем этапе частоты гармоник уже убывают в порядке следования групп по трассе. Дополнительно примем во внимание, что указанные группы гармоник переносят существенную долю энергии импульса (см. выше). В итоге можно ожидать, что каждая из них формирует на трассе изолированный радиоимпульс и что совместно они формируют совокупность радиоимпульсов, не пересекающихся в пространстве из-за разности в скоростях распространения.

Некоторые результаты анализа, выполненного для начальной огибающей (3), иллюстрируют рис.3 и 4. Процесс распространения ЛЧМ-импульса в гиротропной плазме включает, по крайней мере, два характерных этапа. На первом этапе происходит разделение распространяющегося импульса на обыкновенный и необыкновенный импульсы. Соответственно, они право- и лево-циркулярно поляризованы. На втором этапе независимая эволюция обоих импульсов определяется характером временного хода мгновенной частоты, сложившегося на момент разделения в пределах каждого из них. В зависимости от конкретного набора значений параметров задачи детали поведения огибающей импульса на этапах могут различаться, но наиболее характерные их особенности сохраняются во всех случаях.

Рис.3 отвечает второму этапу распространения ЛГЧМ-импульса в гиротропной плазме вдоль магнитной силовой линии, ориентированной по направлению распространения. Кривые 1 изображают квадрат огибающей импульса по прохождению им указываемого на поле рисунка

расстояния при регистрации поля с помощью диполя, ориентированного по оси x ($|A_x|^2$) в

зависимости от смещенного времени $t' = t - z/c$ (z – длина трассы и c – скорость света).

В рамках рассматриваемого сценария или, что то же, при выбранном наборе значений параметров задачи процесс разделения излученного импульса на обыкновенный и необыкновенный импульсы завершился (рис.3а) и происходит постепенный распад уже каждого из этих импульсов на серии подимпульсов. Каждый из образовавшихся подимпульсов также можно определить как обыкновенный или необыкновенный подимпульсы, поскольку каждый из них право- и лево-циркулярно поляризован. Характер деформации разделившихся импульсов становится более прозрачным, если анализировать его совместно с текущим поведением мгновенной частоты сигнала. Кривые 2 на рис.3 изображают поведение приращения мгновенной частоты

$\Delta v(t') = v(t') - f'$. На рис.3а в пределах обыкновенного и необыкновенного импульсов мгновенная частота возрастает, что указывает на их продолжающееся сжатие. На рис.3е, напротив, в пределах обыкновенного и необыкновенного импульсов мгновенная частота убывает. Это означает, что подимпульсы в каждой из сформировавшихся серий, во-первых, расходятся в пространстве и, во-вторых, удаляются от подимпульсов из другой серии.

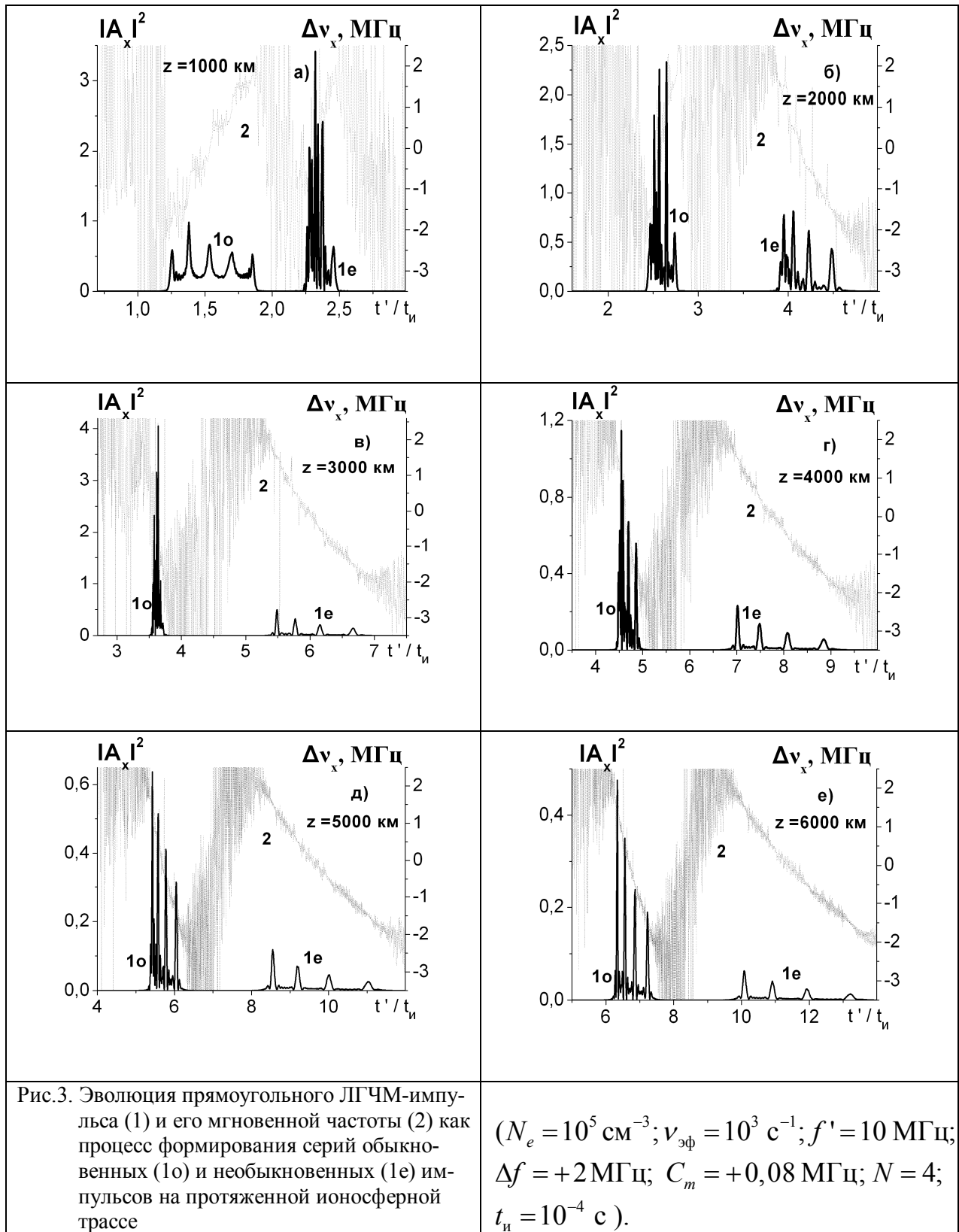
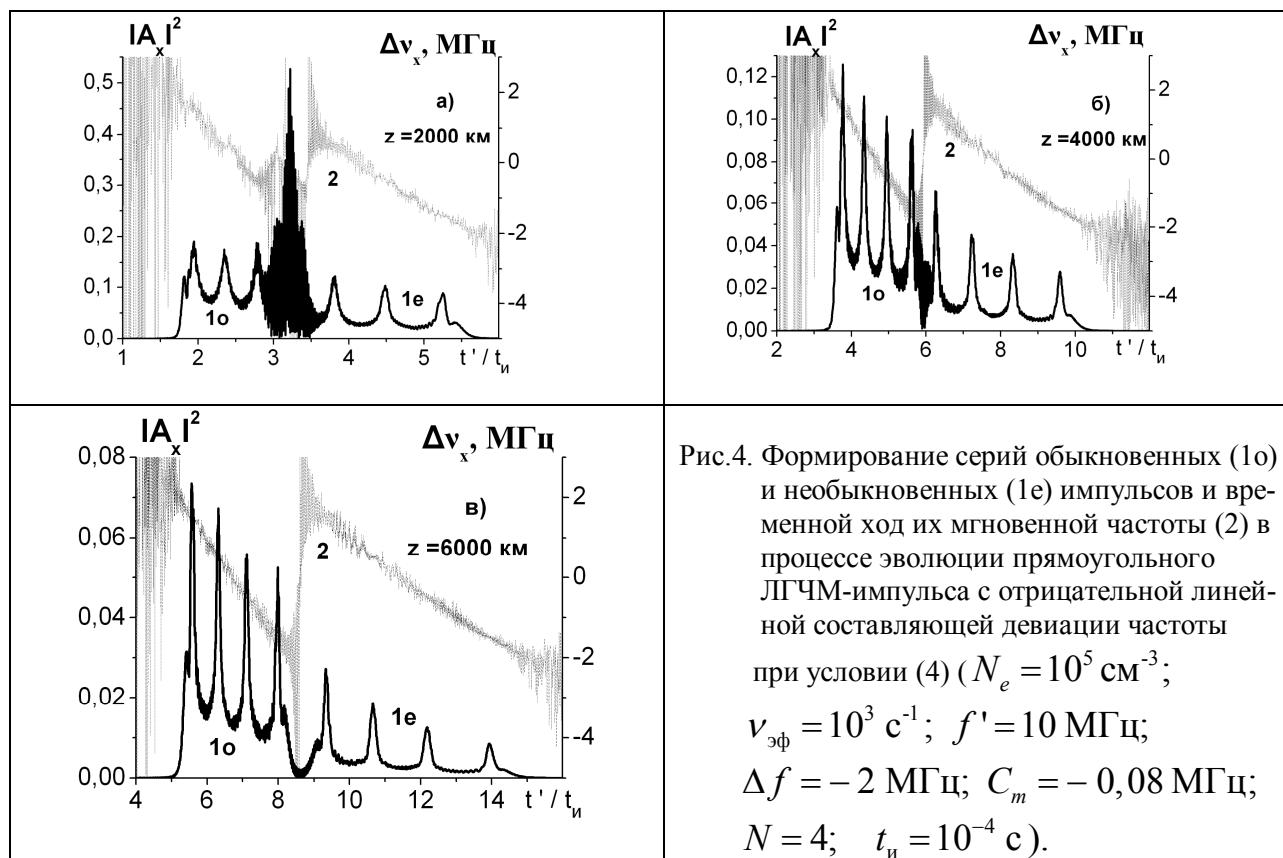


Рис.4 построен для тех же значений параметров задачи, что и рис.3, и отличается от него только изменением знаков у величин Δf и C_m . Соответственно, это означает, что на рис.1 вместо кривой 1 берется кривая 3. Теперь первыми излучаются гармоники, формирующие наиболее высокочастотный максимум кривой 1 на рис.2. В результате уширение импульса, его

разделение на обыкновенный и необыкновенный импульсы, а также разделение последних на серии обыкновенных и необыкновенных подимпульсов начинаются сразу же по излучению. Соответственно, при прочих равных условиях импульс в целом занимает больший интервал на временной оси, а мгновенная частота сигнала в пределах обыкновенного и необыкновенного импульсов всегда является убывающей функцией времени (кривые 2). Убывание высот подимпульсов с увеличением их запаздывания, как и на рис.3, является следствием эффекта поглощения.



В дальнейшем представит интерес проследить взаимосвязь характеристик сформировавшихся серий подимпульсов с характеристиками среды распространения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук «Плазменные процессы в солнечной системе».

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л. Теория распространения электромагнитных волн в ионосфере. //УФН.1946. № 2-3.С.155-201.
2. Стрелков Г.М. Распространение радиоимпульса в гиротропной плазме. // Доклады РАН. 2005. Т.405. № 5. С.613-617.
3. Стрелков Г.М., Деркач О.Г. Прямоугольный ЛЧМ-импульс в гиротропной плазме. // Региональная XIV конференция по распространению радиоволн (СПб, 2008 г.). Тезисы докладов: СПб. ВВМ. 2008. С.51-53.