Расчеты показывают, что в случае крупномасштабных неоднородностей, $k_0 l \gg 1$, $\delta < 1$, влияние флуктуаций проводимости мало, затухание среднего поля целиком определяется флуктуациями диэлектрической проницаемости и коэффициент поглощения, равный

$$L = 4{,}3\ \frac{3\sqrt{\pi}}{8}\ \frac{\langle N_1^2\rangle}{\langle N\rangle^2}\ \frac{s^2}{(1-s)^{1/2}} \left(\frac{\omega l}{c}\right)\left(\frac{\omega z}{c}\right),$$

при $l = 30$ км меняется в пределах $(247 \div 6 \cdot 10^4)$ $\langle N_1^2\rangle / \langle N\rangle^2$ (дБ), а при $l = 100$ км — $(820 \div 2 \cdot 10^5)$ $\langle N_1^2\rangle / \langle N\rangle^2$ (дБ). Независимо от размеров неоднородностей, ход кривых $L(h)$ одинаков (соответствующие масштабы указаны на рисунке).

Таким образом, согласно предлагаемой модели эффект флуктуаций проводимости в средах с мелкомасштабными неоднородностями оказывается более существенным, чем в средах с крупномасштабными неоднородностями на уровнях области D ионосферы (порядка 60—80 км).

ЛИТЕРАТУРА

1. Рыжов Ю. А., Тамойкин В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 3, с. 356.
2. Гельберг М. Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы. — Новосибирск: Наука, 1986. — 192 с.
3. Бегиашвили Г. А., Гавриленко В. Г., Джандиери Г. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 6, с. 948.
4. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М: Наука, 1967. — 683 с.
5. Справочная модель ионосферы-83 / Отв. редактор Ю К Часовитин. — Обнинск, 1983. — 132 с.

Грузинский политехнический институт

Поступила в редакцию 16 января 1987 г.

УДК 535 31

ИСКАЖЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПЛАЗМЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ С УГЛОВОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Г. В. Гринченко, А. П. Ярыгин

В [1] были численно исследованы искажения радиоимпульсов при отражении от плазменного образования, неоднородного по радиусу, но однородного по углу.

В данном сообщении в приближении геометрической оптики (ГО) рассматриваются дисперсионные искажения прямоугольных и ЛЧМ радиоимпульсов при обратном рассеянии от плазменного образования с угловой и радиальной неоднородностью:

$$\varepsilon = 1 - (\omega_0^2/\omega^2)\,(R_0^2/r^2)\, f^2(\theta)\, r^2. \qquad (1)$$

Отметим, что при $N_e \sim 1/r^2$ (N_e — концентрация электронов) дифракция на закритическом ядре вообще не влияет на разрушение импульса в отличие, например, от дифракции импульса на металлическом теле (это подтверждается также результатами [2]). Действительно, для такой плазмы $b(\omega)/\lambda = \mathrm{const}$ ($b(\omega)$ — размер закритического ядра для данной гармоники), и поэтому все гармоники одинаково дифрагируют на ядре. Это говорит о том, что приближение ГО, которое не учитывает дифракции, должно достаточно хорошо описывать искажения радиоимпульсов на данном плазменном образовании.

Пусть под углом γ к оси неоднородности, заданной уравнением (1), падает произвольный импульс. В [3] было показано, что ЭПР данного образования $\sigma(\gamma, \omega)$ в приближении ГО равна

$$\sigma(\gamma, \omega) = (\omega_0^2/\omega^2)\, R_0^2\, \sigma_0(\gamma). \qquad (2)$$

Методом ГО легко найти, что разность фаз в точке наблюдения между падающей плоской волной и отраженной волной равна

$$\Delta\varphi = 2kR - \varphi_0, \qquad (3)$$

где R — расстояние от точки наблюдения до центра плазменного сгустка; φ_0 не зависит от частоты, а зависит от угла облучения γ и от угловой функции распределения электронов в неоднородности.

Пользуясь выражениями (2) и (3) и представляя импульс в виде суммы волн, легко получить формулу для отраженного импульса:

$$P(t)=\frac{\alpha(\theta)}{R}\left\{\int\limits_{-\omega_0-\Delta\omega_0}^{-\omega_0+\Delta\omega_0}\frac{c(\omega)}{|\omega|}e^{i(\omega t-\varphi_0)}\,d\omega+\int\limits_{\omega_0-\Delta\omega_0}^{\omega_0+\Delta\omega_0}\frac{c(\omega)}{|\omega|}e^{i(\omega t+\varphi_0)}\,d\omega.\right. \tag{4}$$

Здесь $c(\omega)$ — спектральная плотность импульса, $\Delta\omega_0$ — полоса частот, в которой ведется передача и прием. Множитель $\alpha(\theta)/R$ опускаем, поскольку мы рассматриваем только дисперсионные искажения.

Рассмотрим прямоугольный импульс с несущей ω_0, у которого

$$c(\omega)=\frac{i}{4\pi}\left(\frac{e^{-i(\omega_0+\omega)T}-1}{\omega+\omega_0}+\frac{e^{-iT(\omega-\omega_0)}-1}{\omega-\omega_0}\right),$$

где T — длительность импульса и $\omega_0 T=2\pi N$ (N — целое). После несложных преобразований выражение (4) для данного импульса разлагается в ряд по степеням $\Delta\omega_0/\omega_0$:

$$P(t)=\cos(\omega_0 t+\varphi_0)\int\limits_{\Delta\omega_0(t-T)}^{\Delta\omega_0 t}\frac{\sin\xi}{\xi}\,d\xi+\frac{1}{2}\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}\sin(\omega_0 t+\varphi_0)\times$$

$$\times\left[\frac{\sin\Delta\omega_0(t-T)}{\Delta\omega_0(t-T)}-\frac{\sin\Delta\omega_0 t}{\Delta\omega_0 t}\right]+\left(\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}\right)^2\frac{1}{4}\cos(\omega_0 t+\varphi_0)\times \tag{5}$$

$$\times\left[\frac{\Delta\omega_0(t-T)\cos\Delta\omega_0(t-T)-\sin\Delta\omega_0(t-T)}{(\Delta\omega_0(t-T))^2}-\frac{\Delta\omega_0 t\cos\Delta\omega_0 t-\sin\Delta\omega_0 t}{(\Delta\omega_0 t)^2}\right]+\ldots$$

Искажения, вносимые дисперсией, определяются членами, содержащими степени $(\Delta\omega_0/\omega_0)$. Для практики вполне достаточно сохранить члены, содержащие $\Delta\omega_0/\omega_0$ и $(\Delta\omega_0/\omega_0)^2$.

Рассмотренные искажения, как следует из (5), представляют собой всплески в начале и конце импульса ($t=0$, $t=T$), ширина которых порядка $1/\Delta\omega_0$.

Максимум этих всплесков по отношению к амплитуде основного импульса (т. е. импульса без дисперсионных искажений) составляет $(\Delta\omega_0/\omega_0)(1/\pi)$.

Аналогично получаем выражение для отклика $\delta(t)$ оптимального фильтра при рассеянии ЛЧМ сигнала:

$$\delta(t)=\frac{\sin\Delta\omega_0 t}{\Delta\omega_0 t}\cos(\omega_0 t+\varphi_0)-\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}(\Delta\omega_0 t\cos\Delta\omega_0 t-\sin\Delta\omega_0 t)\times$$

$$\times\sin(\omega_0 t+\varphi_0)+\left(\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}\right)^2\left[\frac{\sin\Delta\omega_0 t}{\Delta\omega_0 t}-2\,\frac{\Delta\omega_0 t\cos\Delta\omega_0 t-\sin\Delta\omega_0 t}{(\Delta\omega_0 t)^3}\right]\cos(\omega_0 t+\varphi_0). \tag{6}$$

Первый член в сумме (6) соответствует отклику $\delta(t)$, имеющему место при облучении ЛЧМ сигналом металлического объекта, расположенного в центре образования в отсутствие плазмы. Дисперсионные искажения определяются членами, содержащими $\Delta\omega_0/\omega_0$ и $(\Delta\omega_0/\omega_0)^2$.

Из выражения (3) легко получить, что время пути импульса до плазменного сгустка и обратно такое же, как если бы сгустка не было, а отражение происходило бы от металлического объекта, помещенного точно в центре объекта.

Выражения для искажений (5) и (6) представляют собой сумму огибающих с амплитудами $\Delta\omega_0/\omega_0$ и $(\Delta\omega_0/\omega_0)^2$, форма которых полностью определяется параметром $\Delta\omega_0$ (период осцилляций этих огибающих порядка $1/\Delta\omega_0$). При этом основной вклад в искажения вносит огибающая с амплитудой $\Delta\omega_0/\omega_0$. Таким образом, можно заключить, что форма дисперсионных возмущений определяется шириной полосы $\Delta\omega_0$, в которой идет передача и прием, а амплитуда этих искажений пропорциональна $\Delta\omega_0/\omega_0$. Можно думать, что этот факт справедлив не только для бесконечно удаленной точки наблюдения, но и носит более общий характер, что отчасти подтверждается результатами работы [2] В то же время искажения, а также время прохождения импульса до образования и обратно не зависят ни от угловой функции распределения электронов, ни от угла облучения γ. Подчеркнем, что эти результаты справедливы при $N_e\sim 1/r^2$.

Таким образом, краткое сообщение содержит простой, но важный вывод о слабом искажении импульсов, отраженных от плазменных неоднородностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров Н. Н. Диссертация. М., Энергетический ин-т, 1985.
2. Авдеев В. Б., Гринченко Г. В., Ярыгин А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 12, с. 1598.
3. Ярыгин А. П. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, вып. 9, с. 1915.

Поступила в редакцию
24 февраля 1987 г.