

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 621.371 25

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО РАДИОИМПУЛЬСА В МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПЛАЗМЕ В РЕЖИМЕ ПРОСВЕТЛЕНИЯ

В. Б. Кутуков, Д. Г. Мальковский

Вопросам самовоздействия мощных электромагнитных импульсов в плазме посвящен ряд работ, выполненных в последние годы. Результаты, полученные в [1], можно применить для описания распространения прямоугольных импульсов в плазме с установленными параметрами. В [2] рассмотрены начальная и конечная стадии самовоздействия прямоугольных импульсов. В [3] проведено численное моделирование процесса распространения импульсов произвольной формы. В [4] авторам удалось получить аналитическое решение для интенсивности и нелинейного набега фазы мощного высокочастотного ($\omega \gg v$, где ω — несущая частота излучения, v — частота столкновений электрона с рассеивателями) электромагнитного импульса произвольной формы, распространяющегося в атомарной плазме. В [5] рассмотрены условия существования режима просветления плазмы мощным низкочастотным ($\omega \ll v$) радиоимпульсом и проведено численное моделирование этого процесса.

Целью настоящей работы является аналитическое исследование самовоздействия НЧ импульса произвольной формы в режиме просветления.

Пусть на полупространство $z > 0$, заполненное плазмой с профилем концентрации электронов $N(z)$, падает электромагнитный импульс с несущей частотой ω и изменяющейся во времени по закону $I = I_0 A(t)$, где I — интенсивность импульса, I_0 — его максимальная интенсивность, $A(t)$ — форма огибающей. Предполагается, что за время воздействия импульса концентрация электронов не успевает существенно измениться, что нелинейность обусловлена зависимостью частоты соударений электрона с рассеивателями от электронной температуры и что энергетические потери электронов обусловлены возбуждением вращательных уровней молекул. При не очень больших электронных температурах $T_e < T_v$, где T_v — пороговая энергия возбуждения колебаний, основными будут потери энергии электрона на возбуждение вращательных уровней молекул. Выражение для этих потерь можно получить, используя данные [6]:

$$P_r(T_e) = 4R_{rot}m^{1/2}(T_e - T_0)/3\sqrt{2\pi}T_e^{1/2}. \quad (1)$$

$R_{rot} = 64\pi B_0 Q^2 a_0^2 / 15m$ [7], где B_0 — ротационная константа, Q — квадрупольная константа, a_0 — боровский радиус, m — масса электрона.

Предполагая, что сечение рассеяния электрона на молекуле не зависит от скорости электрона, воспользуемся выражением для частоты столкновений электрона с молекулами из [1]: $v = v_0(T_e/T_0)^{1/2}$, где v_0 — частота столкновений при $T_e = T_0$. Введем безразмерные переменные: $\theta = T_e/T_0$, $W = I/I_0$, $V = v/v_0$, $\Omega = \omega/\omega_0$, $\Psi = 2\Psi/\Omega$,

$$\beta = I_0/I_p, \quad V_1 = kc^2/\omega, \quad \tau = v_{rot}(t - z/V_1), \quad \xi = 4\pi e^2 \int_0^z N(z) dz / kmv^2, \quad I_p = 3mcT_0v_{rot}v_0/8\pi e^2,$$

где Ψ — нелинейный набег фазы, β — параметр нелинейности e — заряд электрона, c — скорость света, $v_{rot} = 4R_{rot}m^{1/2}/3\sqrt{2\pi}T_0^{1/2}$ — частота соударений электрона с молекулами с возбуждением вращательных уровней [8]. Запишем уравнение для изменения безразмерной электронной температуры θ под действием электромагнитного импульса

$$\theta^{1/2} \theta'_\tau + \theta - 1 - \beta W = 0 \quad (2)$$

или, что удобнее, уравнение для частоты столкновений V , где $V = \theta^{1/2}$,

$$2V^2 V'_\tau + V^2 - 1 - \beta W = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) вместе с укороченными уравнениями для интенсивности и нелинейного набега фазы, полученными обычным путем (см., например, [4]),

$$W'_\xi = -W/V; \quad (4)$$

$$\varphi'_\xi = (V^2 - 1)/V^2, \quad (5)$$

граничными и начальными условиями $W(0, \tau) = A(\tau)$, $\varphi(0, \tau) = 0$, $V(\xi, -\infty) = 1$ представляют собой замкнутую систему уравнений относительно V , W , φ . Система уравнений (3), (4) эквивалентна следующему нелинейному дифференциальному уравнению второго порядка в частных производных:

$$2V^3 V''_\tau + 4V^2 V'_\xi V'_\tau + 2V^2 V'_\xi + 2V^2 V'_\tau + V^2 - 1 = 0. \quad (6)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$2(V - V_0) - \ln[(V+1)(V_0-1)/(V-1)(V_0+1)] + \xi = 0. \quad (7)$$

Здесь V_0 — частота столкновений на границе плазмы $\xi=0$, которая определяется уравнением

$$2V_0^2 V'_{0\tau} + V_0^2 - 1 - \beta A(\tau) = 0. \quad (8)$$

Решение для безразмерной интенсивности имеет вид

$$W = A(\tau) \exp(-\xi) K(V, V_0); \quad (9)$$

$$K(V, V_0) = (V+1)^2 \exp\{-2(V-V_0)/(V_0+1)^2\}, \quad (10)$$

где K — коэффициент самовоздействия, описывающий искажение формы импульса, вызванное нелинейными эффектами. Выражение для нелинейного набега фазы получаем из уравнения (5), подставляя в него полученное решение для частоты столкновений из (7):

$$\varphi = 2(V_0 - V). \quad (11)$$

Из (9), (11) видно, что эволюция импульса в плазме определяется только частотой соударений (или, другими словами, температурой) на границе плазмы и длиной трассы.

Рассмотрим подробнее коэффициент самовоздействия $K(V, V_0)$. Можно показать, что он является монотонно убывающей функцией от V на интервале от 1 до V_0 . При этом V монотонно убывает вдоль трассы от величины V_0 (при $\xi=0$) до 1 (при $\xi \rightarrow \infty$). Следовательно, коэффициент самовоздействия растет вглубь плазмы от значения $K(V_0, V_0) = 1$ при $\xi=0$ до $K(V, V_0) > K(V_0, V_0)$ в любой точке ξ в глубине плазмы, т. е. вдоль всей трассы имеет место просветление.

ЛИТЕРАТУРА

- Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
- Черногор Л. Ф. — Геофизический сборник АН УССР, 1979, вып. 88, с. 50.
- Гуревич А. В., Шлюгер И. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1237.
- Кутуков В. Б., Мальковский Д. Г. Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Ч. 1. — М.: Наука, 1981, с. 292.
- Пермяков В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 1, с. 146.
- Гуревич А. В., Милих Г. М., Шлюгер И. С. — ЖЭТФ, 1975, 69, вып. 5(11), с. 1640.

Поступила в редакцию
6 мая 1985 г.

УДК 538.574.3

ИСКАЖЕНИЕ ИМПУЛЬСА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПЛАЗМЕННЫЙ ЦИЛИНДР

B. B. Авдеев, Г. В. Гринченко, А. П. Ярыгин

Рассмотрим вопрос об искажении импульса волны, прошедшего через плазменное образование (ПО) в виде радиально-неоднородного цилиндра с электронной кон-