

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ТЕПЛОЙ САМОФОКУСИРОВКИ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН  
В СЛАБОИОНИЗИРОВАННОЙ ПЛАЗМЕ**

А. Ф. Мاستрюков, В. С. Сынах

(Новосибирск)

В работе приводятся результаты численного моделирования самофокусировки электромагнитных волн миллиметрового диапазона в низкотемпературной слабоионизированной плазме (коэффициент ионизации меньше или порядка 0,01).

Система уравнений, описывающая процесс самофокусировки, состоит из параболического уравнения для медленной огибающей амплитуды напряженности электрического поля [1, 2] и уравнений двухтемпературной гидродинамики для медленных движений плазмы [1—6]. В аксиально-симметричной геометрии система уравнений записывается в виде

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v N &= 0, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v n = 0, \\ \frac{\partial N v}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v^2 N &= -\frac{1}{M} \frac{\partial}{\partial r} (P_e + P_h), \\ \frac{\partial W_e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v (W_e + P_e) &= \sigma n |E|^2 + \frac{3}{2} n \frac{T_e - T_h}{\tau_{eh}} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r q_e \frac{\partial T_e}{\partial r}, \\ \frac{\partial W_h}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v (W_h + P_h) &= -\frac{3}{2} n \frac{T_e - T_h}{\tau_{eh}}, \\ 2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E + \frac{4\pi}{c^2} \sigma n \omega \left( i - \frac{\omega}{v} \right) E &= 0, \end{aligned}$$

где  $n$  — плотность электронов;  $N$  — плотность атомов и ионов;  $v$  — радиальная скорость плазмы;  $\omega$  и  $E$  — частота и амплитуда напряженности электромагнитного поля

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E e^{-i\omega t} + E^* e^{i\omega t});$$

$W_e$  и  $W_h$  — полные энергии электронного и тяжелого компонентов плазмы;  $m$  и  $M$  — массы электрона и иона соответственно;

$$\sigma = \frac{e^2}{m} \frac{v}{\omega^2 + v^2}, \quad \tau_{eh} = \frac{M}{2m} \frac{1}{v}$$

и  $v = v_{ea} + v_{ei}$  — сумма частот столкновений электронов с атомами и ионами  $v_{ea}$  и  $v_{ei}$  соответственно. Зависимость этих частот от параметров плазмы приведена в [1, 2]. Коэффициент теплопроводности взят в виде

$$q_e = \frac{5}{2} \frac{n T_e}{\sum_k v_{ek}}.$$

Предполагается, что температуры ионного и нейтрального компонентов совпадают, т. е.  $T_i = T_a = T_h$ . Движение плазмы в направлении распространения электромагнитной волны и теплопроводность тяжелого компонента считаются пренебрежимо малыми. Не учтены также неупругие процессы ионизации и возбуждения атомов.

Рассматривается падение на границу полубесконечной плазмы электромагнитного импульса гауссовой формы

$$E(z=0) = E_0 \exp(-r^2/r_0^2 - t^2/\tau_0^2).$$

Параметры, при которых проведено моделирование, ориентированы на диапазон условий реальных экспериментов [7, 8].

Ниже приводятся результаты решения системы (1) при параметрах:  $n = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $N = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\lambda = 2\pi/k = 3 \text{ мм}$ ,  $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ ,  $T_e = T_h = 0,3 \text{ эВ}$ ,  $M = 14$  (азот),  $r_0 = 1 \text{ см}$ .

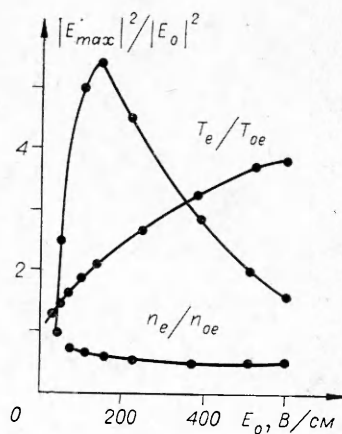
На фиг. 1 приведена зависимость эффективности самофокусировки от величины напряженности падающего поля. При этом под эффективностью самофокусировки понимается величина  $|E_m|^2/E_0^2$ , где  $E_m$  есть максимально достижимая в процессе самофокусировки напряженность поля. Как видно из фиг. 1, самофокусировка начинает проявляться при амплитуде огибающей напряженности падающего поля  $E_0 = 40 \text{ В/см}$  и быстро растет с ростом  $E_0$  вплоть до значения эффективности самофокусировки около 5,5 при  $E_0 = 150 \text{ В/см}$ . Далее с ростом  $E_0$  эффективность самофокусировки медленно падает, так что при  $E_0 = 600 \text{ В/см}$  имеем  $|E_m|^2/E_0^2 \sim 2$ . Такая зависимость объясняется изменением размеров возмущенной области плазмы в связи с ростом электронной теплопроводности при повышении температуры плазмы. Как только поперечный размер возмущенной области превышал ширину импульса, самофокусировка прекращалась.

При  $E_0 = 150 \text{ В/см}$  возникает многофокусная структура поля, характерная для всех механизмов самофокусировки. Однако в отличие от керровской самофокусировки, когда фокусы представляют движущиеся малые осцилляции профиля импульса, при рассматриваемом механизме самофокусировки импульс разбивается на отдельные фокусы, практически неподвижные в пространстве. При этом положение максимумов слабо зависит от напряженности падающего поля  $E_0$ . Так, максимум первого фокуса находился в области  $z \sim 6-10 \text{ см}$ , а второго — в области  $20-30 \text{ см}$  при изменении  $E_0$  во всем указанном диапазоне.

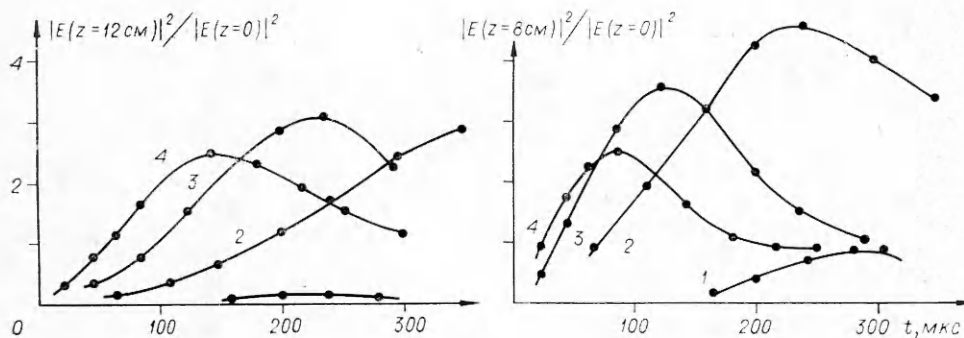
Естественно, что для конечного по  $z$  слоя плазмы эффективность самофокусировки будет существенно зависеть от толщины слоя не только вследствие поглощения волны плазмой, но и вследствие возникновения многофокусной структуры поля. На фиг. 2 приведена зависимость от времени отношения  $|E(z)|^2/|E(z=0)|^2$  в точках  $z = 12$  и  $8 \text{ см}$  при  $E_0 = 60$ ;  $210$ ;  $370$  и  $520 \text{ В/см}$  (линии 1-4 соответственно).

При увеличении  $E_0$  уменьшается время, необходимое для возникновения самофокусировки. Так, при  $E_0 = 60 \text{ В/см}$  это время составляет примерно  $0,5 \tau_0$ , т. е. примерно половину длительности импульса, при  $E_0 = 150 \text{ В/см}$  — около  $0,25 \tau_0$ , а при  $E_0 = 500 \text{ В/см}$  — около  $0,1 \tau_0$ .

Что касается продолжительности существования самофокусировки,



Фиг. 1



Фиг. 2

то она уменьшается с ростом  $E_0$  после  $E_0 = 150$  В/см, т. е. в области падения эффективности самофокусировки.

С ростом  $E_0$  вплоть до значения  $E_0 \sim 150$  В/см минимальная электронная плотность на оси монотонно падает, при  $E_0 > 150$  В/см падение замедляется и стабилизируется на уровне, составляющем 0,6—0,7 от начальной плотности. Максимально достижимая электронная температура при этом монотонно возрастает от значения, превосходящего начальную температуру в 1,5 раза ( $T_e \sim 0,5$  эВ) при  $E_0 = 60$  В/см, до величины, превосходящей начальное значение в 4 раза ( $T_e = 1,3$  эВ) при  $E_0 = 600$  В/см.

Моделирование при  $E_0 > 600$  В/см не проводилось, так как при достижимых в рамках системы (1) температурах  $T_e > 1$  эВ необходим уже учет процессов ионизации и возбуждения атомов.

Было проведено также решение системы (1) при параметрах:  $n = 2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $N = 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $T_e = T_n = 0,3$  эВ,  $\lambda = 5$  мм,  $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-4}$  с,  $r_0 = 1,5$  см,  $M = 14$ .

Моделирование показало, что при варьировании  $E_0$  в пределах от 100 до 1200 В/см самофокусировка не возникает. Возникновению самофокусировки препятствует большая величина электронной теплопроводности.

При вдвое большей электронной плотности и при тех же остальных параметрах самофокусировка возникала при  $E_0 > 300$  В/см. Однако эффективность самофокусировки была невысокой и не превышала значения 1,3—1,5.

Поступила 14 VII 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
2. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
3. Горбунов Л. М. Гидродинамика плазмы в сильном высокочастотном поле. — УФН, 1973, т. 109, вып. 4.
4. Саттон Д., Шерман А. Основы технической магнитной гидродинамики. М.: Мир, 1968.
5. Бай Ши-и. Магнитная гидродинамика и динамика плазмы. М.: Мир, 1964.
6. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975.
7. Исаев В. А., Круглов В. Н. и др. Наблюдение нестационарной тепловой самофокусировки электромагнитных волн в плазме. — Физика плазмы, 1977, т. 3, № 3.
8. Еремин Б. Г., Литвак А. Г. Наблюдение самофокусировки электромагнитных волн в плазме. — Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, вып. 10.

УДК 533,95

### О БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ ТОРМОЖЕНИИ ИОНИЗИРОВАННОГО ОБЛАКА, РАЗЛЕТАЮЩЕГОСЯ В ОДНОРОДНУЮ ЗАМАГНИЧЕННУЮ ПЛАЗМУ

В. П. Башурин, А. И. Голубев, В. А. Терехин

(Москва)

**Введение.** Исследованию бесстолкновительного торможения ионизированного облака, расширяющегося в однородную замагниченную плазму, посвящен ряд работ [1—7]. В [1—4] рассмотрен случай, когда плазма, окружающая облако, не оказывает существенного влияния на его движение и торможение облака происходит вследствие взаимодействия с магнитным полем. Показано, что характерный радиус  $R_0$  торможения облака магнитным полем определяется из соотношения  $R_0 = (N_1 m_1 v_0^2 / H_0^2)^{1/3}$ , где  $N_1$  — полное число частиц в облаке,  $m_1$  — масса ионов облака,  $v_0$  — характерная скорость разлета,  $H_0$  — напряженность магнитного поля. Условия, при которых влияние окружающей плазмы на движение облака мало, можно получить следующим образом. При интенсивном взаимодействии разлетающегося облака с плазмой характерное расстояние  $\bar{R}_*$ , на котором происходит торможение облака, определяется соотношением  $R_* = (3N_1 e_1 / 4\pi n_* e_2)^{1/3}$ , где  $l_1, l_2$  — заряды ионов облака и окружающей плаз-