Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 11, стр. 532 – 535 *10 июня 1987 г.*

ИОНИЗАЦИОННОЕ САМОКАНАЛИРОВАНИЕ СВЕРХСИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Я.Л.Богомолов, С.Ф.Лирин, В.Е.Семенов, А.М.Сергеев

Обнаружен эффект ионизационного самоканалирования излучения в плазме, сопровождающийся высокой концентрацией энергии электромагнитного поля.

Динамика плазмы в сверхсильных электромагнитных полях, в которых осцилляторная энергия электронов превосходит энергию ионизации молекул $\mathcal{E}_{\sim} \gg \mathcal{E}_i$ [1,2], привлекает в последнее время большое внимание, прежде всего в связи с быстрым ростом мощности современных источников излучения. Закономерности формирования плазмы и ее влияния на распространение электромагнитных волн в данном энергетическом диапазоне коренным образом отличаются от известных эффектов [3,4] для полей умеренной интенсивности, когда $\mathcal{E}_{\sim} \lesssim \mathcal{E}_i$. Одним из наиболее интересных процессов, который характеризует плазму в сверхсильных полях в качестве среды с необычными нелинейными свойствами, является ионизационное самоканалирование излучения, приводящее к высокой концентрации электромагнитной энергии.

Качественно сущность ионизационного самовоздействия можно пояснить, исходя из характерного для сверхсильных полей эффекта уменьшения частоты ионизации ν_i электронным ударом с ростом амплитуды электрического поля. При распространении пучка электромагнитных волн плотность плазмы на его оси возрастает в процессе ионизации медленнее, чем на периферии. В результате формируется неоднородный профиль диэлектрической проницаемости, обеспечивающий благодаря рефракции дальнейшую концентрацию поля в центральной части пучка.

С целью построения количественной модели воспользуемся простейшим материальным уравнением для концентрации электронов n в слабо ионизованной плазме

$$\partial n/\partial t = \nu_i n \tag{1}$$

справедливом в случае сверхсильных полей в пренебрежении локальными потерями заряженных частиц и для пространственных масштабов процесса, существенно превышающих длину ионизации молекул газа электронным ударом. Для частоты ионизации, которая является при этом локальной функцией амплитуды A электрического поля, мы будем использовать сте-

пенную аппроксимацию [1)]

$$\nu_i(A) = \nu_0 A_0/A. \tag{2}$$

Полагая также электронную концентрацию малой по сравнению с критической ($n \ll n_c = m\omega^2/4\pi e^2$), будем описывать комплексную амплитуду E высокочастотного электрического поля $\mathbf{E} = \mathbf{y}^0 E(x, z, t)e^{i\omega t - ikz}$ + к.с. с помощью параболического уравнения: [2)]

$$-\frac{2i}{\omega}\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{2i}{k}\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{k^2}\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{n}{n_c}E = 0. \tag{3}$$

Систему (1) – (3) удобно анализировать в новых безразмерных переменных: $t_н = \delta\omega t$, $z_н = \delta kz$, $x_н = \sqrt{2\delta}kx$, $E_н = E/A_0$, $n_н = n/2\delta n_c$, $\delta = \nu_0/\omega$, $k = \omega/c$, $A_н = |E_н| = A/A_0$.

Сформулированные выше уравнения имеют в приближении квазиплоского фазового фронта, радиус кривизны которого $R \gg kL^2$ (L – характерная ширина волнового пучка) широкий класс автомодельных решений, описывающих адиабатически сжимающиеся во времени волноводные каналы: [3)]

$$A = [t + f(z)]F(\xi), \quad n = [t + f(z)]^4\Phi(\xi)/P^2, \quad \xi = [t + f(z)]^2 x/P, \tag{4}$$

где $f(z)$ – произвольная функция, $P = \text{const}$ – параметр, пропорциональный передаваемой по каналу мощности. Поперечная структура этих каналов определяется системой уравнений в обыкновенных производных:

$$\frac{d^2F}{d\xi^2} + F - \Phi F = 0, \qquad 2\xi\frac{d\Phi}{d\xi} + 4\Phi - \Phi/F = 0. \tag{5}$$

Симметричное по ξ решение (5), изображенное на рис. 1, представляется в случае $\Phi(0) \ll 1$ выражением

$$F = \frac{1}{4}\cos\xi, \qquad \Phi = \Phi(0)\exp\left[\sum_{k=1}^{\infty}\frac{|E_{2k}|\,\xi^{2k}}{k(2k)!}\right],$$

в котором E_{2k} – последовательность чисел Эйлера. На периферии канала, где $A \to 0$, n имеет особенность – здесь нарушается аппроксимация (2), и в реальных условиях плотность плазмы достигает некоторого стационарного значения. Исходное приближение квазиплоского фазового фронта справедливо, если начальная ширина пучка достаточно мала: $P^2|f' + 1| \ll f^5$. Заметим, что при $f(z) = -z$ выражения (4) описывают точное решение уравнений (1) – (3); в этом случае фазовый фронт оказывается плоским.

Анализ динамики самовоздействия волновых пучков в рамках безаберрационного приближения [6] показывает, что найденные выше решения являются устойчивым многообразием. Действительно, представляя поперечные распределения поля и плазмы вблизи оси пучка

---

1) Нахождение точного вида зависимости $\nu_i(A)$ представляет собой самостоятельную сложную задачу, разрешимую лишь в ряде предельных случаев. Численные исследования этой зависимости в рамках кинетического уравнения были предприняты в работах [1, 5].

2) Диссипативными эффектами в уравнении (3) можно пренебречь, поскольку транспортное сечение соударений электронов мало по сравнению с ионизационным.

3) Найденные здесь решения легко обобщаются на случай аксиально симметричного волнового пучка и других показателей степени зависимости $\nu_i(A)$. В частности, для аксиально симметричного канала при аппроксимации (2) ширина канала убывает пропорционально $1/t$, а плотность плазмы возрастает как t^2.

в виде ряда

$$A = \frac{1}{4}[P/a(z,t)]^{1/2}\left(1 - \frac{x^2}{a^2} + \ldots\right), \qquad n = U(z,t)\left[1 + \frac{x^2}{b^2(z,t)} + \ldots\right], \quad (6)$$

можно перейти к уравнениям для новых функций:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right)^2 a = \frac{16}{a^3} - \frac{4aU}{b^2}, \quad \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{4Ua^{1/2}}{P^{1/2}}, \quad \frac{\partial b}{\partial t} = -\frac{2b^3}{P^{1/2}a^{3/2}}. \quad (7)$$

Анализ системы (7) показывает, что с течением времени ее решения выходят на стадию адиабатического сжатия ($a^4 \simeq 4b^2/U$), соответствующую приближению квазиплоского фазового фронта, причем асимптотически оказывается справедливым представление

$$a = b = \frac{P}{t^2}\left(1 + \frac{\alpha}{tz^{1/4}}\right), \quad U = \frac{4t^4}{P^2}\left(1 - \frac{2\alpha}{tz^{1/4}}\right), \quad \alpha = \text{const}.$$

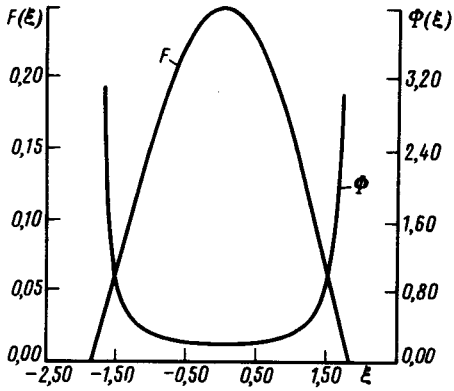

Рис. 1

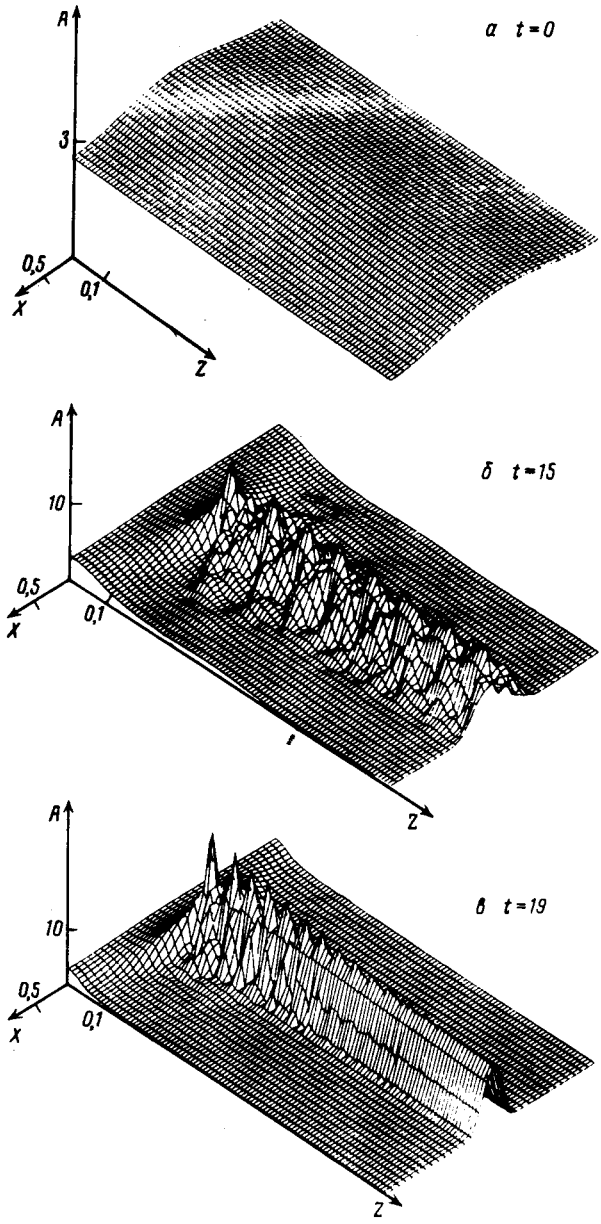

Рис. 2

Возможность захвата излучения, создаваемого стационарным источником на границе со средой, в рассчитанной выше однородный сжимающийся канал была проверена в численном эксперименте. Зависимость $\nu_i(A)$ при решении уравнений (1) – (3) выбиралась в виде: $\nu_i = 1/A$ при $A^2 > 3$; $\nu_i = 1/\sqrt{3}$ при $A^2 < 3$. На рис. 2 представлены исходное квазиоднородно (в отсутствие плазмы) распределение амплитуды поля в пространстве и формирующаяся в процессе самовоздействия структура ("b" – на стадии автомодельного сжатия).

На заключительном этапе самоканалирования применимость рассмотренной выше модели (1) – (3) нарушается, так как ширина пучка сравнивается либо с длиной волны (одновременно с этим концентрация электронов достигает критического значения), либо с длиной ионизации. В первом случае дальнейшее развитие процесса ионизации может привести к отражению падающей электромагнитной волны. Если же длина ионизации превышает длину волны излучения (что возможно в достаточно разреженном газе), то по мере сжатия канала будут вступать в игру бесстолкновительные механизмы нелинейности. В этом случае можно ожидать, что в результате совместного действия ионизации и стрикции в ионизованной области газа образуется узкий, свободный от плазмы канал, который локализует значительную часть электромагнитной энергии.

Литература

1. *Афанасьев Ю.В., Беленов Э.М., Крохин О.Н., Полуэктов И.А.* ЖЭТФ, 1969, **57**, 580.
2. *Арутюнян С.Г., Рухадзе А.А.* Физика плазмы, 1979, **5**, 702.
3. *Гуревич А.В., Шварцбург А.Б.* Кн.: "Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере". М.: Наука, 1973, с. 150.
4. *Гильденбург В.Б.* Кн : "Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие". М: Наука, 1981, с.87.
5. *Арутюнян С.Г., Игнатьев А.В., Рухадзе А.А.* Физика плазмы, 1983, **9**, 1317.
6. *Петрищев В.А., Таланов В.И.* Квантовая электроника, 1971, № 6, с. 35.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 ноября 1986 г.
4 марта 1987 г.