

**О КОЛЬЦЕВОЙ СТРУКТУРЕ ПУЧКОВ
ПРИ САМОВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В ПЛАЗМЕ**

А. Ф. Матрюков
(Новосибирск)

Как известно, самовоздействие электромагнитных волн в плазме связано с изменением плотности плазмы под действием теплового нагрева. В слабоионизированной плазме это изменение плотности зависит от выноса электронов из более прогретой области из-за ее роста за счет ионизации атомов. При различных параметрах плазмы и падающего излучения преобладает тот или иной механизм изменения плотности, что приводит к существенному изменению динамики распространения волн в сравнении с полностью ионизированной плазмой.

В работе приводятся результаты численного исследования самовоздействия электромагнитных волн миллиметрового диапазона в низкотемпературной плазме с параметрами, близкими к параметрам газоразрядной плазмы. Конкретные расчеты проведены для азотной плазмы.

В этом случае самовоздействие электромагнитных волн в плазме описывается следующей системой уравнений [1—7]:

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r u n = \alpha (N_h - n) n - \beta n^3 - \beta_\nu n^2, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n T_e \right) = \sigma n |E|^2 - \frac{3}{2} \frac{2m}{M} (T_e - T_h) (\nu_{ei} + \nu_{ea}) n - \\
 & - I^+ (\alpha (N_h - n) - \beta n^2) n - I^* (\gamma (N_h - n) - \gamma^*) n + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r q_e \frac{\partial T_e}{\partial r}, \\
 & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} N_h T_h \right) = \frac{3}{2} \frac{2m}{M} (T_e - T_h) (\nu_{ei} + \nu_{ea}) n, \\
 & 2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_\perp E + \frac{4\pi}{c^2} \sigma n E \omega (i + \omega/\nu) = 0, \\
 & \nu = \nu_{ei} + \nu_{ea}, \quad \nu = \frac{e^2}{m} \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2}, \quad q_e = \frac{5}{2} \frac{n T_e}{m \sum_k \nu_{ek}}, \\
 & \mathcal{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E e^{-i\omega t} + \text{к. с.}).
 \end{aligned}$$

Здесь \mathcal{E} — напряженность электрического поля; n , N_h — плотность электронного и тяжелого компонентов плазмы; T_e , T_h — температура электронов и тяжелых частиц; ν_{ei} , ν_{ea} — частоты столкновений электронов с ионами и атомами; α — коэффициент ионизации; β — коэффициент трехчастичной рекомбинации; β_ν — коэффициент фоторекомбинации; γ — коэффициент возбуждения атомов; q_e — коэффициент электронной теплопроводности. Диффузионная скорость [6]

$$(2) \quad u = -D_a \nabla n/n - D_e \nabla T_e/T_e - D_i \nabla T_i/T_i,$$

где $D_a = D(1 + T_e/T_i)$; $D_e = DT_e/2T_i$; $D_i = D/2$; $D = 2T_i/M\nu_{ia}$; ν_{ia} — частота ион-атомных столкновений.

Кинетические коэффициенты [2—6, 8, 9]:

$$v_{ei} = \frac{4\pi n e^4 \ln \Lambda}{\sqrt{\frac{27}{4} m T^3}}, \quad v_{ea} = \frac{4}{3} \sigma_{ea} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m}} (N_h - n),$$

$$\alpha = 1,7 \cdot 10^{-5} \frac{T_e}{(I^+ + T_e)^{1/2} I^+ (I^+ + 0,21 T_e)} e^{-\frac{I^+}{T_e}} [\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}],$$

$$\beta = 1,5 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2} [\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}], \quad \beta_v = 2,7 \cdot 10^{-13} T_e^{-3/4} [\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}].$$

Полагается, что при выбранных параметрах температуры ионов T_i и атомов T_a совпадают ($T_i = T_a = T_h$), тормозное излучение несущественно. Не учитываются процессы перепоглощения в линиях атомов, т. е. считается, что резонансное излучение полностью покидает плазму $\gamma^* = 0$. В уравнениях динамики плазмы опущены производные по продольной координате z . Это можно сделать, поскольку характерный масштаб изменений переменных в радиальном направлении много меньше характерного масштаба в направлении распространения $z_0 \sim (k r_0) r_0, k r_0 \gg 1$.

Необходимо отметить, что приводимые в разных источниках численные значения кинетических коэффициентов, значительно отличаются. Особенно это касается кинетических коэффициентов неупругих процессов, разброс в значениях которых достигает порядка величины. Поэтому имеется существенный произвол в выборе численных значений большинства кинетических коэффициентов.

В рамках системы (1) рассматривается распространение в плазме электромагнитного импульса гауссовой формы, т. е. на границе плазмы $z = 0$ задается

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

Исследуется динамика импульса в зависимости от амплитуды напряженности электрического поля волны E_0 .

Результаты расчета получены для параметров $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_h = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_h = 0,3 \text{ эВ}$, $\lambda = 0,5 \text{ см}$, $M = 14$, $r_0 = 2 \text{ см}$, $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, при которых можно выделить следующие области значений E_0 : $E_0 < 50 \text{ В/см}$, $50 \text{ В/см} < E_0 < 200 \text{ В/см}$, $200 \text{ В/см} < E_0 < 300 \text{ В/см}$, $300 \text{ В/см} < E_0 < 450 \text{ В/см}$, где характер распространения волны качественно различен.

До амплитуд $E_0 < 50 \text{ В/см}$ нелинейные эффекты малы. При $E_0 > 50 \text{ В/см}$ возникают эффекты самовоздействия. Это связано с тем, что в радиальном направлении плазма прогревается неоднородно, вследствие чего возникает термодиффузия из более прогретой области на оси импульса $r = 0$. Термодиффузия обусловлена вторым членом в выражении для диффузионной скорости (2), так как в области $E_0 \geq 50 \text{ В/см}$ верны оценки $\nabla n/n \ll \nabla T_e/T_e$, $\nabla T_i/T_i \ll \nabla T_e/T_e$. В результате на оси образуется минимум электронной плотности («яма плотности»). Такое распределение плотности электронов воздействует на волну как фокусирующая линза, что приводит к самофокусировке электромагнитной волны. Критическое значение отклонения электронной плотности от начальной на оси $r = 0$, при которой возникает самофокусировка, составляет $\delta n \sim 0,04 n_0$, где $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура при этом $T_e \leq 0,4 \text{ эВ}$. Температура ионов мало отличается от начальной $T_h \simeq 0,33 \text{ эВ}$. С ростом E_0 максимальное значение δn увеличивается до $\delta n \sim 0,2 n_0$ при $E_0 \sim 150 \text{ В/см}$, затем начинает падать. Это обусловлено ростом диффузионного расплывания «ям плотности» (первый член в выражении (2) для диффузионной скорости) и включением процессов ионизации атомов. Естественно, что с уменьшением δn падает эффективность самофокусировки, т. е. уменьшается максимально достижимая в процессе самофокусировки напряженность электрического поля волны. Вплоть до напряженностей $E_0 \sim 200 \text{ В/см}$ электронная температура T_e не превышает $0,8 \text{ эВ}$ и неупругие процессы еще слабо влияют на динамику плазмы, поэтому эволюция импульса здесь

качественно совпадает с типичной картиной самофокусировки в средах с кубической нелинейностью.

При напряженности $E_0 > 200$ В/см температура электронов $T_e > 0,8$ эВ и становятся существенными процессы ионизации атомов. Рост электронной плотности за счет ионизации в приосевой области превышает диффузию электронов, и на оси импульса образуется максимум электронной плотности, минимум смещается к краю пучка. Это приводит к выносу поля из приосевой области и образованию максимума поля на краю. В радиальном сечении распределение интенсивности излучения приобретает форму кольца, т. е. происходит самоограничение поля на оси [10, 11] и возникновение кольцевой самофокусировки. Поскольку процесс развивается во времени, плазма прогревается неоднородно и в направлении распространения волны. В приграничной области $z = 0$ плазма более прогрета и менее прогрета на переднем фронте импульса, где всегда есть область с малой ионизацией атомов; в этой области минимум электронной плотности находится на оси $r = 0$, т. е. в данной точке z на оси импульса сначала образуется минимум электронной плотности, так как еще преобладает диффузионный вынос электронов из приосевой области. Затем с ростом электронной температуры включается ионизация атомов электронами. Когда рост электронной плотности за счет ионизации превосходит диффузионный вынос, минимум смещается по радиусу и на оси образуется максимум электронной плотности. Такое распределение плотности действует как дефокусирующая линза, выбрасывая электромагнитную волну из области $r = 0$. В результате максимум интенсивности смещается из точки $r = 0$. Поэтому при достаточно большой длительности существуют области обычной самофокусировки с максимумом на оси (на переднем фронте импульса) и кольцевой самофокусировки в приграничной области плазмы. Естественно, что на начальной стадии реализуется только обычная самофокусировка.

Таким образом, пространственное распределение интенсивности поля представляет вид полого замкнутого тела с движущимся передним фронтом. Типичное осевое распределение интенсивности для $200 \text{ В/см} < E_0 < 450 \text{ В/см}$ приведено на рис. 1, где горизонтальные линии — нулевой уровень поля для каждого t , линии 1—5 соответствуют $t = 290; 260; 230; 190; 170$ мкс, $E_0 = 310$ В/см. Передний максимум — область обычной самофокусировки. Подобное явление наблюдается также и при больших степенях ионизации, когда существенно гидродинамическое движение плазмы.

При $E_0 > 300$ В/см аксиальное распределение интенсивности качественно не отличается от предыдущего, однако в радиальном направлении картина усложняется, так как приграничный слой плазмы прогревается сильнее, там образуется пик электронной плотности. Поскольку температура электронов в данной точке растет пропорционально квадрату напряженности поля и пропорционально электронной плотности, то, как следует из первого уравнения системы (1), пик плотности имеет резкие градиенты по r и z и характерный поперечный размер меньше характерного размера волны. На этом образованном излучением пике плотности происходит дифракция волны — самодифракция электромагнитной волны. Образовавшиеся вследствие самодифракции осцилляции интенсивности приводят к возникновению многокольцевой структуры в поперечном сечении волны. На переднем фронте импульса эти осцилляции могут захватываться ямой плотности и поджиматься к оси в области обычной самофокусировки. Осцилляции довольно слабые, наиболее четко проявляется первый, ближайший к оси максимум. На рис. 2 ($E_0 = 420$ В/см) приведены динамика образования структуры в радиальном распределении интенсивности излучения (а) и плотность на границе плазмы $z = 0$ (б). Линия 5 на рис. 2, а соответствует $t = 90$ мкс и $z = 16$ см, электронная плотность еще имеет минимум на оси; 4—2 ($t = 170; 185; 190$ мкс, $z = 16$ см) — область кольцевой самофокусировки; 1 — область обычной самофокусировки ($z = 42$ см). Штриховой линией на рис. 2, б показано радиальное распределение напряженности электромагнитной волны $|E|/E_0$ при $z = 0$.

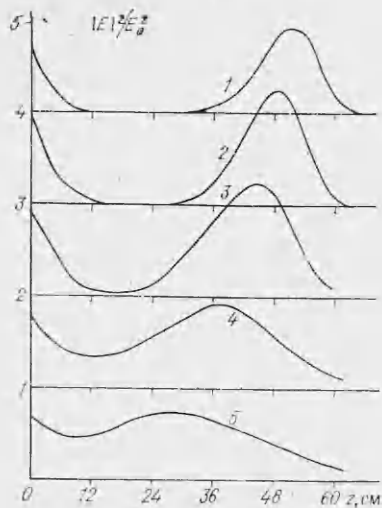


Рис. 1

Оценим величину пика плотности, необходимого для возникновения интерференционных максимумов. Для этого разность хода лучей от центра края пучка на толщине пика l должна достигать длины волны λ :

$$(\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}) l \sim \lambda, \quad \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} \delta n l \sim \sim 2\lambda,$$

$$\delta n \sim \frac{2\pi c^2 m}{e^2 l \lambda} \sim 2,3 \cdot 10^{13} / l \lambda \text{ [см}^{-3}\text{]}.$$

Как видно из этой оценки, подобное явление самодифракции волн наиболее четко проявится в длинноволновой части спектра. Так, для $\lambda = 0,5$ мкм, $l = 0,1$ см неоднородность плотности плазмы на ширине пучка $\delta n \sim 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. В нашем случае $\lambda = 0,5$ см, $l \sim 4$ см (из численных расчетов), $\delta n \sim 10^{13}$ см $^{-3}$.

Такая кольцевая структура в распределении интенсивности излучения, естественно, приводит к кольцеобразной структуре в распределении электронной температуры. В расчетах эти кольцевые неоднородности температуры были слабыми и не превышали $\delta T \sim 0,1 T_e$. В распределении температуры тяжелого компонента плазмы кольцевая структура не возникла.

При $E_0 > 450$ В/см уже на начальной стадии процесса рост электронной плотности за счет ионизации атомов происходит значительно быстрее диффузионного выноса. На оси образуется пик электронной плотности, самофокусировка не возникает.

Подобные расчеты проведены для сфокусированных (дефокусированных) пучков. Угол расходимости менялся в пределах от $\varphi = +30$ до $\varphi = -30$. Для малых напряженностей поля ($E_0 < 200$ В/см) изменение угла расходимости приводит лишь к незначительным количественным изменениям. При $E_0 > 200$ В/см динамика импульса зависит от соотношения между углом φ и углом самофокусировки $\varphi_{сф}$. Если абсолютное значение φ меньше $\varphi_{сф}$, то динамика волны практически не зависит от значения φ . Если абсолютное значение φ больше $\varphi_{сф}$, то самофокусировка не возникает совсем, что естественно для расходящихся пучков; для сходя-

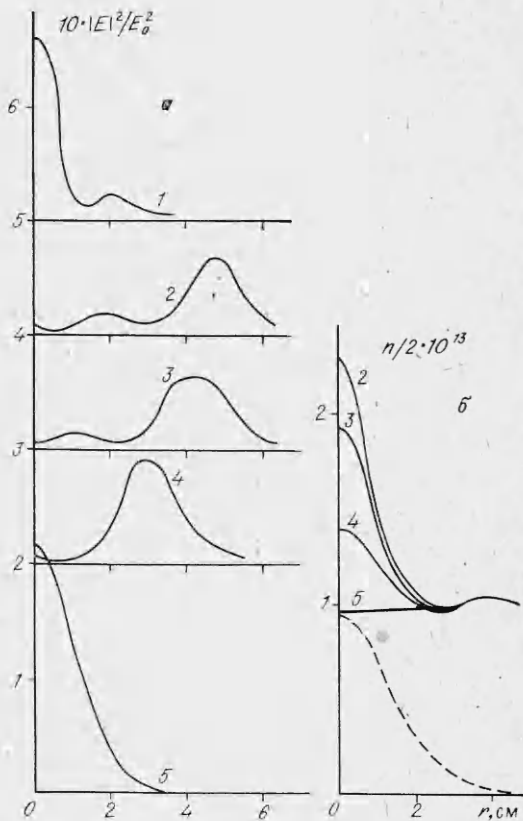


Рис. 2.

щихся пучков это связано с тем, что образующийся в точке фокуса пик плотности действует как дефокусирующая линза.

В уравнениях (1) не учитывается гидродинамическое движение газа. Для гидродинамической скорости газа из второго и третьего уравнений системы (1) можно получить оценки

$$v_{\Gamma} \sim \frac{\tau_0}{r_0} \frac{\nabla p}{M N_h}, \quad p \sim \tau_0 \frac{e^2}{m} \frac{v}{\omega^2} n |E|^2, \quad \omega \gg v,$$

откуда $p \sim \text{const } n^2 |E|^2 / T_e^{3/2}$.

В радиальном направлении величина $|E|^2$ падает в то время как $T_e^{-3/2}$ растет. Такая зависимость давления от температуры, плотности, интенсивности приводит к тому, что для градиента полного давления верна оценка $\nabla p \ll p/r_0$. Как показывают конкретные численные расчеты при приведенных параметрах, диффузионная скорость в 2—3 раза превышает гидродинамическую. Естественно, что имеет смысл оставлять главные члены, поскольку численные значения кинетических коэффициентов определены с большей степенью произвола. Однако вследствие сильной зависимости давления от плотности $\sim n^2$ уже для $n = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_h = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ преобладающей является гидродинамическая скорость. В то время как $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_h = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $E_0 = 420 \text{ В/см}$, учет гидродинамического движения газа приводит лишь к слабым количественным изменениям $\delta N_h / N_h < 0,1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бай-Ши-и. Магнитная гидродинамика и динамика плазмы. М.: Мир, 1964.
2. Спитцер Л. Физика полностью ионизированного газа. М.: Мир, 1965.
3. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
5. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963, вып. 1.
6. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
7. Feit M. D., Fleck J. A. Self-trapping of laser beam in a cylindrical plasma column.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, N 3.
8. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1971.
9. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
10. Гильденбург В. Б. Электродинамические механизмы ограничения электронной концентрации в лазерной искре.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 3.
11. Семенов В. Е. Волна пробоя в самосогласованном поле электромагнитного волнового пучка.— Физика плазмы, 1982, т. 8, № 3.

Поступила 16/1 1985 г.

БУДК 533.9

ТРАНСФОРМАЦИЯ БЕННЕТОВСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

Ю. Б. Мовсисянц, А. С. Чихачев
(Москва)

Обычное беннетовское распределение частиц пучка характеризуется плотностью, сравнительно медленно падающей с ростом радиуса, что является отрицательным фактором при решении проблем, связанных с формированием тонкого мощного квазистационарного релятивистского электронного пучка (РЭП). При достаточно большом давлении остаточного газа необходимо учитывать воздействие тока вторичных электронов плазмы, получающихся при ионизации газа пучком, на состояние основного пучка. В результате такого воздействия может образоваться равновесное состояние РЭП с более крутым по сравнению с беннетовским спадом плотности частиц к периферии пучка.