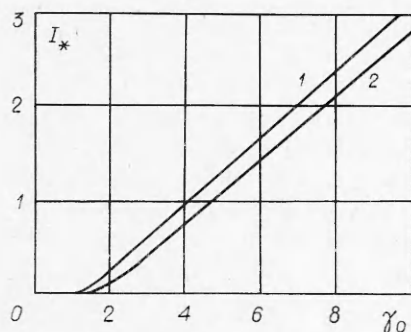
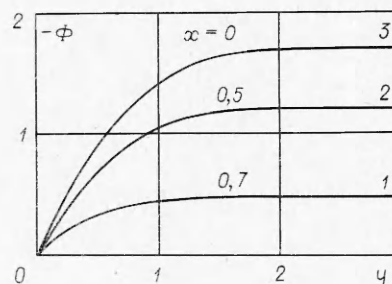




Ф и г. 3



Ф и г. 4

Наличие плоскости инжекции практически не влияет на значения предельного достижимого вакуумного тока. Этот результат связан с тем, что потенциал в системе, как видно из фиг. 4, имеет гладкий характер (виртуальный катод при токах, меньших, чем определяемый (8), не образуется). Из фиг. 4 также следует, что на расстояниях порядка двух радиусов волновода от плоскости инжекции потенциал становится таким же, как и в случае неограниченного волновода.

Таким образом, в данной работе исследована зависимость распределения электростатического потенциала сильноточного электронного пучка от его энергии в двумерной транспортирующей системе и найдены значения предельного вакуумного тока. Показано, что учет влияния плоскости инжекции на распределение потенциала практически не сказывается на значениях предельного тока, что обусловлено отсутствием особенностей в поведении потенциала вблизи плоскости инжекции.

Авторы выражают благодарность В. И. Курилко за ценные замечания.

Поступила 8 VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Smith L. P., Hartman P. L. The formation maintenance of electron and ion beams. — J. Appl. Phys., 1940, vol. 11, N 3.
2. Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Устойчивость релятивистских электронных пучков в плазме и проблема критических токов. — УФН, 1971, т. 103, вып. 4.
3. Рютов Д. Д. О критическом вакуумном токе релятивистских электронных пучков. — ЖТФ, 1977, т. 47, № 4.
4. Кучеров В. И. Коллективное ускорение ионов сильноточным релятивистским электронным пучком. — ЖТФ, 1975, т. 45, с. 1307.

УДК 535+534.222

О СТРИКЦИОННОЙ САМОФОКУСИРОВКЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАЗМЕ

А. Ф. Мاستрюков, В. С. Сынах

(Новосибирск)

Как известно [1], при распространении электромагнитных волн в плазме возможно возникновение самофокусировки, обусловленной перераспределением плотности плазмы под действием поля. Такое перераспределение возможно как из-за нагрева плазмы, так и вследствие электрострикционного давления. Можно

указать случаи, когда доминирующим является стрикционный механизм. Во-первых, это самофокусировка в твердых телах, в которых поглощение света мало. Во-вторых, даже в средах со значительным поглощением света, тепловое давление может превосходить стрикционное лишь при достаточно больших длительностях импульса (более 10^{-5} — 10^{-6} с [2—4]).

Система уравнений, описывающих стрикционную самофокусировку в предположении малости возмущения плотности среды $\delta\rho$, рассмотрена в [5]. Показано, что в такой системе возможно возникновение коллапса, т. е. неограниченного возрастания амплитуды поля E и возмущения плотности по мере приближения к моменту схлопывания t_0 , причем приближенно выполняется закон

$$(1) \quad E \sim (t_0 - t)^{-1}, \quad \delta\rho \sim (t_0 - t)^{-2}.$$

Очевидно, что такой подход справедлив, пока нелинейность является малой. Ясно, что уменьшение плотности $\delta\rho$ не может превосходить невозмущенную плотность ρ_0 .

Данная работа посвящена рассмотрению стрикционной самофокусировки, не предполагающему малость $\delta\rho$ и скорости среды.

Система уравнений, описывающих стрикционную самофокусировку, имеет вид [1]

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \rho v &= 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} \rho v + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \rho v^2 = -\nabla p + F, \\ 2ik \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{v_{\text{гр}}} \frac{\partial E}{\partial t} \right) + \Delta_{\perp} E + k^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E &= 0, \\ F = \frac{1}{16\pi} \left\{ \nabla (|E|^2 \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}) - |E|^2 \nabla \varepsilon \right\}, \quad p &= p(\rho), \end{aligned}$$

где ρ , v , ε , p — плотность, скорость, диэлектрическая проницаемость и давление среды соответственно.

Для изотропной плазмы

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad F = -\frac{e^2 n}{4m\omega^2} \nabla |E|^2, \quad \rho = nM.$$

Здесь предполагается, что распределение электронов является равновесным в потенциале, созданном стрикционным давлением поля, а величины v и ρ относятся к ионному компоненту плазмы.

В первых двух уравнениях системы не учитывается движение вдоль оси импульса, малое в сравнении с радиальным движением.

В дальнейшем будем рассматривать стрикционную самофокусировку в изотропной плазме, предполагая при этом, что $T_e \gg T_i$, $P = nT_e$.

Будем искать решение системы вблизи оси пучка в виде [6]

$$(3) \quad \begin{aligned} E &= A(t') e^{i\gamma f(z', t')} \exp(-r^2 f^2(z', t')/a^2), \\ \rho &= \rho_0 - g^2(z', t') N(z') \exp(-r^2 g^2(z', t')/b^2), \\ v &= v_0 \varphi(z', t') r, \end{aligned}$$

где $z' = z$; $t' = t - z/v_{\text{гр}}$; $A(t')$ определяет форму импульса; $g^2 N$ — возмущение плотности.

Поскольку ниже будут использоваться только z' и t' , в целях упрощения записи будем опускать штрихи у этих переменных.

Подставляя (3) в (2), получим при $f^2 \gg 1$ и $g^2 \gg 1$ следующие уравнения для функции f и g :

$$k^2 f \left(\frac{1}{f} \right)_{zz} = \frac{4f^4}{a^4} + \frac{4\pi e^2 k^2 g^4 N}{mM\omega^2 b^2},$$

$$\frac{3g'^2 g^2 N^2}{(\rho_0 - g^2 N)^2} - \frac{T_e}{M} \frac{g^4 N}{(\rho_0 - g^2 N) b^2} + \frac{e^2 A^2 f^4}{2mM\omega^2 a^2}.$$

Рассмотрим случай медленного изменения f по z , т. е. когда можно опустить член $k^2 f(1/f)_{zz}$. Тогда имеем уравнение

$$g'^2 = \frac{g^2}{3b^2 N} \left(n_0 T_e - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4 \frac{k^2 A^2 a^2}{4 \cdot 8\pi} \left(1 - \frac{g^2 N}{\rho_0} \right) \right) \left(1 - \frac{g^2 N}{\rho_0} \right),$$

$$f^4 = - \frac{\pi e^2 a^4}{mM\omega^2} \frac{g^4 N}{b^2}, \quad n_0 = \rho_0 / M.$$

Рассмотрим случай прямоугольных импульсов $A = \text{const}$. Вид общего решения этого уравнения зависит от знака величины

$$c = n_0 T_e - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4 \frac{k^2 A^2 a^2}{32\pi},$$

т. е. от знака разности между тепловым давлением и эффективным давлением электромагнитного поля. При $c < 0$

$$g^2 = 2c / (d - (d^2 - 4lc)^{1/2} \sin(\sqrt{-\alpha c} t + c_0)),$$

$$d = \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4 \frac{k^2 A^2 a^2}{32\pi}, \quad l = - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4 \frac{k^2 A^2 a^2}{32\pi}, \quad \alpha = \frac{4}{3b^2 N},$$

c_0 — константа интегрирования, т. е. когда стрикционное давление превышает тепловое, возможно возникновение колебаний амплитуды. При $c > 0$

$$(4) \quad g^2 = - \frac{4c \exp(-\sqrt{\alpha c} t + c_0)}{4lc - \{\exp(-\sqrt{\alpha c} t + c_0) - d\}^2}.$$

В предельном случае $-\sqrt{\alpha c} t + c_0 < 1$ это выражение сводится к виду

$$g^2 \sim 1/(1 - \sqrt{\alpha c} t).$$

В другом предельном случае $-\sqrt{\alpha c} t + c_0 > 1$

$$g^2 \sim 4c / \{(4lc - d^2) \exp(-\sqrt{\alpha c} t + c_0) - 2d\}.$$

Таким образом, на начальной стадии следует ожидать нарастания амплитуды поля на оси и возмущения плотности по закону

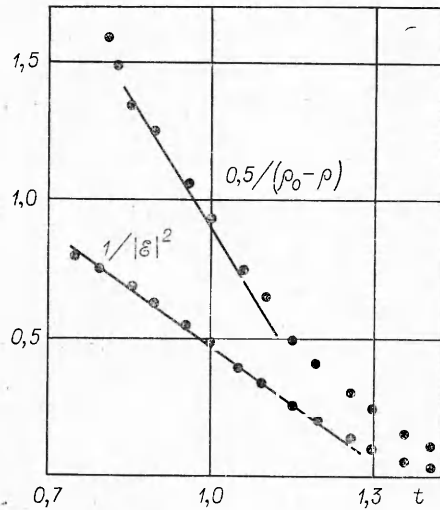
$$(5) \quad E \sim 1/(t_0 - t)^{1/2}, \quad \delta\rho \sim 1/(t_0 - t)$$

с характерным временем нарастания t_0 , равным по порядку величины

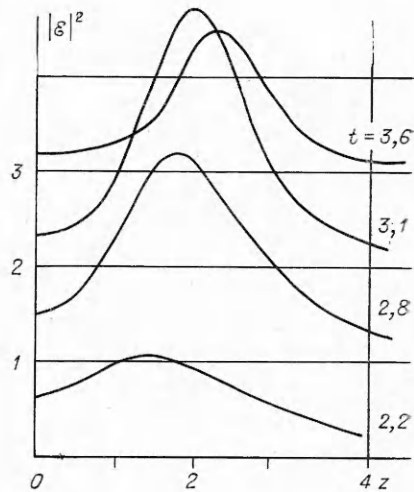
$$t_0 \sim 1/\sqrt{\alpha c}.$$

С течением времени этот рост должен замедляться и после достижения некоторого максимума перейти в распыливание. Заметим, что для рассмотренной здесь сильной нелинейности поле со временем растет медленнее, чем в случае слабой нелинейности (ср. формулы (1) и (5)).

Естественно ожидать, что полученные результаты разумно применять, где величины изменяются достаточно медленно, т. е. вдали от момента максимального схлопывания. Но качественно выводы должны быть верными, что и подтверждают результаты проведенного численного моделирования.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

При численном моделировании удобнее перейти к безразмерным переменным:

$$(6) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \rho v &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho v + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \rho v^2 &= -\mu \frac{\partial \rho}{\partial r} - \kappa \rho \frac{\partial}{\partial r} |\mathcal{E}|^2, \\ 2i \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \Delta_{\perp} \mathcal{E} - \sigma \rho \mathcal{E} &= 0, \end{aligned}$$

где $v = \frac{\tau u_0}{a}$; $\mu = \frac{T_e \tau}{M u_0 a}$; $\sigma = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} k^2 a^2$; $u_0 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{E_0^2 \tau}{(4\pi)^2 M a n_0}$; E_0 , n_0 , τ , a — соответственно характерные амплитуда поля, плотность плазмы, длительность и поперечный размер импульса.

В проведенных численных расчетах переменные системы (6) измеряются в величинах $E_0 = 2 \cdot 10$ CGSE, $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 10^{-6} \text{ с}$, $a = 0.5 \text{ см}$, $\omega_p^2/\omega^2 = 1/2$.

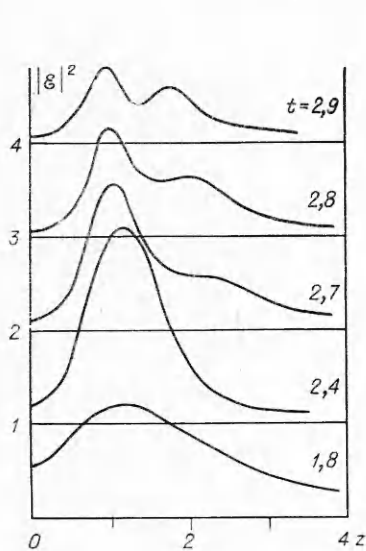
На фиг. 1 показано изменение со временем максимальных значений поля и плотности. Поведение $\mathcal{E}$ и ρ , как видно, подтверждает развитие представления, и начальный этап самофокусировки согласуется с автомодельным законом (5).

На фиг. 2, 3 приведены результаты расчета самофокусировки импульсов гауссовой формы

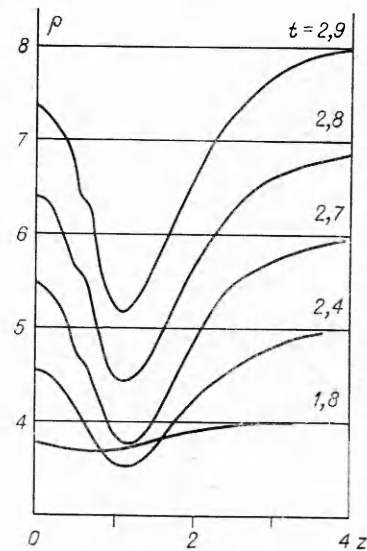
$$\mathcal{E}(z=0, r, t) = \mathcal{E}_0 \exp(-r^2/a_0^2 - t^2/\tau_0^2), \quad \rho(z, r, t=0) = \rho_0.$$

На фиг. 2 приведены осевые профили импульса в характерные моменты времени при параметрах: $\mu = 10$, $v = 0.1$, $\kappa = 1$, $\sigma = 10$, $\mathcal{E}_0 = 0.8$, $\rho_0 = 4.0$, $\tau_0 = 1.6$, $a_0 = 2$. Это значение μ соответствует температуре $T_e \sim 1 \text{ эВ}$, что соответствует случаю большой величины теплового давления, т. е. $c > 0$.

Как показывают результаты, наиболее эффективно происходит самофокусировка передней части импульса. Начиная с некоторого момента времени, эффективность самофокусировки падает. При этом фокусируется определенная часть импульса, хвостовая часть может вообще не фокуси-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

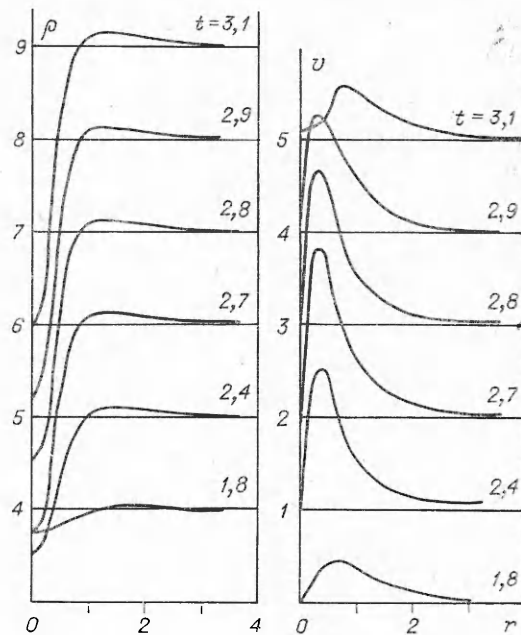
роваться. Это видно на фиг. 2, где момент $t = 2,2$ соответствует прохождению через границу плазмы максимума импульса.

Как следует из (4), длительность импульса, захватываемая в режим самофокусировки, порядка $1/\sqrt{\alpha c}$.

На фиг. 3 приведены осевые профили при $\mu = 2$, $\nu = 0,1$, $\kappa = 1$, $\sigma = 10$, $\bar{\epsilon}_0 = 0,8$, $\tau_0 = 1,2$, $a_0 = 2$, что соответствует случаю $c < 0$. Профиль имеет при этом осциллирующую структуру.

Необходимо отметить, что в данном случае автомодуляция импульса проявляется существенно слабее в сравнении со случаями керровской и тепловой самофокусировки. Во всех проведенных вариантах счета число осцилляций не превышало 2—3. Несмотря на то, что при $c < 0$ глубина осцилляций амплитуды поля была существенной, осцилляции плотности либо были очень слабыми, либо вообще отсутствовали. Это видно на фиг. 4, где приведены распределения плотности на оси импульса при тех же параметрах и в те же моменты времени, что и на фиг. 3.

На фиг. 5 приведена типичная картина эволюции радиальных распределений плотности и скорости плазмы при $z = 1,1$. Начальные стадии соответствуют возникновению самофокусировки и образованию волноводного канала под дей-



Ф и г. 5

ствием поля. Конечные стадии этой картины $t = 2,9$, $t = 3,1$ соответствуют свободному движению плазмы и распаду волноводного канала. Параметры фиг. 5 те же, что и на фиг. 3, 4.

Поступила 23 VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Карман В. Н. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М., Наука, 1973.
2. Kerr L. Filamentary tracks formed in transparent optical glass by laser beam self-focusing. Theoretical analysis.— Phys. Rev., 1971, vol. 4, N 3.
3. Steinberg G. Filamentary tracks formed in transparent optical glass by laser beam self-focusing. Experimental investigation.— Phys. Rev., 1971, vol. 4, N 3.
4. Райзер Ю. П. Самофокусировка и расфокусировка, неустойчивость и стабилизация световых пучков в слабо поглощающих средах.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 2.
5. Матрюков А. Ф., Сынах В. С. Численное моделирование самофокусировки волновых пакетов в средах со стрикционной нелинейностью.— ПМТФ, 1977, № 3.
6. Ахманов С. А., Сухоруков Л. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде.— УФН, 1967, т. 93, № 1.

УДК 532.51+533.95

СИНГУЛЯРНЫЕ АВТОМОДЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ СВЕРХПЛОТНОГО СЖАТИЯ ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЕЙ

С. И. Анисимов, Н. А. Иногамов

(Черноголовка)

Предложенный в [1, 2] подход к лазерному инициированию термоядерных реакций основан на специальном режиме подвода энергии к лазерной мишени, обеспечивающем сжатие вещества до плотностей порядка 10^3 — 10^4 от начальной твердотельной. Оптимальный выбор формы лазерного импульса и параметров мишени на основании численных расчетов представляет значительные трудности. В качестве руководящей идеи при расчетах обычно используется требование адиабатичности сжатия плотного ядра мишени; соображения размерности позволяют тогда установить асимптотический закон возрастания со временем механической мощности, затрачиваемой на сжатие [3]: $E_m \sim |t|^{-2}$ (здесь и далее речь идет о сферическом сжатии вещества с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$; время отсчитывается от момента коллапса). Частное автомодельное решение, отвечающее такому закону, указано в [4, 5]. При этом оставались невыясненными следующие вопросы: 1. Соответствует ли автомодельное решение [4, 5] единственному оптимальному режиму сжатия и реализуются ли при численном моделировании течения, близкие к автомодельным? 2. Как связана форма лазерного импульса с зависимостью от времени механической мощности? В данной работе показано, что решение [4, 5] неединственно в указанном смысле, и построены два новых семейства автомодельных решений уравнений газодинамики, описывающих сжатие простых оболочек и сплошных однородных лазерных мишеней. Построенные решения являются сингулярными; соответствующие значения показателя автомодельности лежат внутри некоторого интервала допустимых значений. Для построения решений необходимо перейти к масштабнo-инвариантному представлению гидродинамических переменных. Для обратной процедуры