

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-

мы, n_* — концентрация ионов окружающей плазмы [5]. Очевидно, наличием внешней плазмы можно пренебречь при $R_* \gg R_0$. Это неравенство выполнено, если число Альфвена — Маха $M_A = v_0/v_A \ll 1$, здесь $v_A = H_0/\sqrt{4\pi n_* m_2}$ — альфвеновская скорость во внешней плазме, m_2 — масса ионов внешней плазмы.

При значениях $M_A \gg 1$ определяющим при торможении облака становится взаимодействие его с окружающей плазмой. Такая задача рассмотрена в [6, 7] для случая цилиндрического взрыва. В [6] рассмотрение произведено на основе уравнений Чью — Гольдбергера — Лоу [8], справедливых при условии, что характерные масштабы течения много больше ларморовского радиуса ионов. В [7] эта задача решена на основе одномерной гибридной модели [9—11], в которой движение ионов описывается уравнением Власова, а электронная компонента плазмы описывается как безынерционная жидкость. Такой подход позволил изучить зависимость интенсивности взаимодействия облака и окружающей плазмы от отношения R_{H_1}/R_* при $M_A \gg 1$, здесь $R_{H_1} = v_0/(e_1 H_0/m_1 c)$ — ларморовский радиус ионов облака.

В реальных экспериментах облако плазмы разлетается практически из точки, т. е. реализуется точечный, а не цилиндрический взрыв. При исследовании торможения облака при точечном взрыве большую роль могут играть двумерные эффекты, поскольку движение ионов вдоль магнитного поля и в перпендикулярном к нему направлении происходит совершенно по-разному.

В данной работе на основе двумерной гибридной модели [12] решается задача о бесстолкновительном торможении облака плазмы при точечном взрыве. В предположении, что взаимодействие облака с окружающей разреженной плазмой осуществляется через вихревое электрическое поле [7], получены основные закономерности процесса торможения. Эти закономерности подтверждаются численными расчетами.

1. Постановка задачи. Физическая модель, положенная в основу описания точечного взрыва в разреженной замагниченной плазме, совпадает с использованной в [7] для решения задачи о цилиндрическом взрыве. В этой модели движение ионов описывается уравнением Власова:

$$(1.1) \quad \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E}_\perp + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}] \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0,$$

где f_α — функция распределения ионов сорта α ; $\alpha = 1$ соответствует ионам облака, $\alpha = 2$ — ионам окружающей плазмы.

Средние характеристики определяются формулами

$$(1.2) \quad n_\alpha = \int f_\alpha d\mathbf{v}, \quad \mathbf{v}_\alpha = \frac{1}{n_\alpha} \int f_\alpha \mathbf{v} d\mathbf{v}.$$

Уравнение движения электронов используется в виде

$$(1.3) \quad \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{H}] = 0,$$

где \mathbf{v}_e — скорость электронной «жидкости»; \mathbf{E} — напряженность электрического поля. При этом пренебрегается электронной инерцией, электронным давлением и трением электронов об ионы.

Предполагается выполненным условие квазинейтральности плазмы:

$$(1.4) \quad e n_e = \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha.$$

Для описания временной эволюции электрического и магнитного полей используются уравнения Максвелла в квазистационарном приближении

$$(1.5) \quad \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\text{rot } \mathbf{E}, \quad \text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j},$$

где \mathbf{j} — плотность тока, которая с учетом квазинейтральности плазмы может быть представлена в виде

$$(1.6) \quad \mathbf{j} = \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha (\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_e).$$

Условия применимости этой модели обсуждаются в [7]. В качестве начальных условий для системы уравнений (1.1)—(1.6), описывающей точечный взрыв в однородной замагниченной плазме, можно выбрать следующие:

$$(1.7) \quad f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t = 0) = N_1 \delta(\mathbf{r}) \psi(v), \\ f_2(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t = 0) = n_* \delta(\mathbf{v}), \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}, t = 0) = \mathbf{H}_0,$$

где $v = |\mathbf{v}|$; $\int \psi(v)dv = 1$; $\delta(\mathbf{x})$ — дельта-функция Дирака от векторного аргумента.

2. Характеристики взаимодействия разлетающегося облака с окружающей средой при больших числах Альфвена — Маха. Для оценки характеристики взаимодействия разлетающегося облака с окружающей плазмой можно воспользоваться, как и в [7], законом сохранения азимутальной компоненты обобщенного импульса для заряженных частиц в аксиально-симметричном магнитном поле. Пусть ось симметрии направлена вдоль линии $\theta = 0$ сферической системы координат (r, θ, φ) ; тогда этот закон выражается соотношением

$$(2.1) \quad r \sin \theta \left(v_{\varphi} + \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}c} A_{\varphi} \right) = r_0 \sin \theta_0 \left(v_{\varphi_0} + \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}c} A_{\varphi_0} \right),$$

где величины, отмеченные индексом 0, соответствуют начальному моменту времени; A_{φ} — азимутальная компонента векторного потенциала магнитного поля такого, что $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$.

Из (1.3)–(1.6) можно найти уравнение для \mathbf{A} :

$$(2.2) \quad \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \left[\frac{1}{en_e} \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} - \frac{c}{4\pi en_e} \text{rot rot } \mathbf{A}, \text{rot } \mathbf{A} \right].$$

Если принять, что пространственный масштаб изменения магнитного поля есть R_* , то отношение члена $\frac{c}{4\pi en_e} \text{rot rot } \mathbf{A}$ в уравнении (2.2) к члену $\frac{1}{en_e} \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}$ составит величину, пропорциональную M_A^{-2} , и при $M_A \gg 1$ вместо (2.2) можно воспользоваться приближенным соотношением

$$(2.3) \quad \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \frac{1}{en_e} \left[\sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}, \text{rot } \mathbf{A} \right].$$

При условии, что взаимодействие облака с окружающей плазмой достаточно слабое, систему уравнений Власова для ионов и уравнение (2.3) можно решить последовательными приближениями.

Пренебрегая влиянием полей на движение ионов и учитывая начальный вид функций распределения f_1, f_2 (1.7), имеем

$$(2.4) \quad f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = N_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t) \psi\left(\frac{|\mathbf{r}|}{t}\right), \\ f_2(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = n_* \delta(\mathbf{v}).$$

Для этих функций средние характеристики плазмы в сферической системе координат равны

$$(2.5) \quad n_1 = N_1 t^{-3} \psi\left(\frac{r}{t}\right), \quad v_{1r} = \frac{r}{t}, \quad v_{1\varphi} = v_{1\theta} = 0, \\ n_2 = n_*, \quad v_{2r} = v_{2\theta} = v_{2\varphi} = 0.$$

Поскольку $n_{\alpha}, v_{\alpha r}$ не зависят от θ, φ , а $v_{\alpha\theta} = v_{\alpha\varphi} = 0$, то уравнение (2.3) сводится к уравнению для единственной отличной от нуля компоненты векторного потенциала

$$A_{\varphi} = A(r, t) \sin \theta.$$

Для $A(r, t)$ с учетом (2.5) получаем уравнение

$$(2.6) \quad \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\frac{e_1 N_1}{e_2 n_*} \psi\left(\frac{r}{t}\right) \frac{r}{t^4}}{1 + \frac{e_1 N_1}{e_2 n_*} \psi\left(\frac{r}{t}\right) \frac{1}{t^3}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (Ar) = 0.$$

При произвольной функции $\psi(r/t)$ решение (2.6) с условием $A(r, t) \rightarrow \rightarrow H_0 r/2$ при $r \rightarrow \infty$ имеет вид

$$(2.7) \quad A(r, t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq r \leq r^*, \\ \frac{H_0 R_*^2}{2r} \left\{ \left(\frac{r}{R_*} \right)^3 + 4\pi \int_0^{r/t} \psi(v) v^2 dv - 1 \right\}^{2/3}, & r^* \leq r. \end{cases}$$

Здесь $R_* = (3e_1 N_1 / 4\pi n_* e_2)^{1/3}$,

а r^* удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{r^*}{R_*} \right)^3 + 4\pi \int_0^{r^*/t} \psi(v) v^2 dv - 1 = 0.$$

Физическая интерпретация этого решения приведена в [7].

Зная азимутальную компоненту A_φ векторного потенциала, можно оценить энергию, переданную от разлетающегося облака ионам среды. На рассматриваемой стадии взаимодействия возникает только вихревое электрическое поле E_φ , отличное от нуля в области $r^* \leq r < \infty$. Предполагая, как и в [7], что ионы среды мало смещаются по r , θ от своего начального положения r_0 , θ_0 , и используя (2.1), можно получить

$$(2.8) \quad v_{2\varphi} = (e_2/cm_2)(H_0 r/2 - A(r, t)) \sin \theta,$$

где $A(r, t)$ определено выражением (2.7).

При сделанных предположениях полная энергия W_2 , переданная к моменту t от облака среде, равна

$$W_2 = m_2 n_* \int_0^\pi 2\pi \sin \theta d\theta \int_0^\infty r^2 dr \frac{v_{2\varphi}^2}{2}.$$

Учитывая выражение для $v_{2\varphi}$, получим

$$(2.9) \quad W_2 = \frac{\pi}{3} n_* \frac{e_2^2}{c^2 m_2} H_0^2 R_*^5 \left\{ \frac{1}{5} \left(\frac{r^*}{R_*} \right)^5 + \int_{r^*/R_*}^\infty \left[x^2 - \left(x^3 + \frac{R_* x}{t} \int_0^t \psi(v) v^2 dv - 1 \right)^{2/3} \right]^2 dx \right\}.$$

Нетрудно видеть, что при $t \rightarrow \infty$ значение W_2 независимо от вида функции $\psi(v)$ стремится к предельной величине

$$(2.10) \quad W_{2\infty} = \frac{4}{3} \pi n_* \frac{e_2^2}{c^2 m_2} H_0^2 R_*^5 \left\{ \frac{1}{5} + \int_1^\infty [x^2 - (x^3 - 1)^{2/3}]^2 dx \right\}.$$

Поскольку полная начальная энергия частиц облака плазмы $W_0 = N_1 m_1 2\pi \int_0^\infty \psi(v) v^4 dv$, для доли энергии, переданной от облака среде, получаем выражение

$$(2.11) \quad \frac{W_{2\infty}}{W_0} = \frac{1}{2} \frac{R_*^2}{r_{H_1} r_{H_2}} \bar{I} = \frac{1}{2} I \delta,$$

где $r_{H_1} = v_1/(e_1 H_0/m_1 c)$, $r_{H_2} = v_1/(e_2 H_0/m_2 c)$ — характерные ларморовские радиусы ионов облака и среды; $v_1 = (2W_0/N_1 m_1)^{1/2}$;

$$I = \frac{4}{5} + \int_1^\infty [x^2 - (x^3 - 1)^{2/3}]^2 dx \simeq 0,71.$$

Таким образом, доля переданной энергии в конечном счете не зависит от

деталей начального распределения частиц облака по скоростям, а определяется лишь средними характеристиками облака и окружающей плазмы.

Вообще говоря, полученные результаты справедливы лишь при условии $W_{2\infty}/W_0 \ll 1$, т. е. когда взаимодействие слабое. Однако выражение (2.11) позволяет оценить параметр δ , при котором взаимодействие становится интенсивным. Полагая $W_{2\infty}/W_0 = 1$, можно получить $\delta = 2/I \simeq \simeq 2,8$. Представляет интерес оценить долю энергии, переданную среде в интервале углов $(\theta, \theta + d\theta)$. Очевидно, эта величина определяется выражением $W_{2\theta}/W_{1\theta}$, где

$$W_{1\theta} = N_1 m_1 \pi \sin \theta d\theta \int_0^{\infty} \psi(v) v^4 dv;$$

$$W_{2\theta} = m_2 n_* \pi \sin \theta d\theta \int_0^{\infty} r^2 dr v_{2\theta}^2.$$

Учитывая выражение для $v_{2\theta}$ и определение параметра δ , имеем

$$(2.12) \quad W_{2\theta}/W_{1\theta} = (3/4)\delta I \sin^2 \theta.$$

Из условия $W_{2\theta} \simeq W_{1\theta}$ можно найти угол θ_* , распределяющий области с интенсивным и слабым взаимодействием:

$$(2.13) \quad \theta_* = \arcsin \left(\frac{4}{3\delta I} \right)^{1/2}.$$

При $\theta \geq \theta_*$ взаимодействие облака и окружающей плазмы приводит к практически полной передаче энергии от облака к среде, при $\theta < \theta_*$ среда возмущается слабо и не влияет на движение частиц облака.

3. Результаты расчетов. При численном решении уравнений (1.1)–(1.6) гибридной модели с начальными условиями, соответствующими точечному взрыву, были использованы следующие единицы: v_0 — максимальная скорость разлета частиц облака, H_0 — напряженность невозмущенного магнитного поля, $R_{H_2} = v_0/(e_2 H_0/m_2 c)$ — ларморовский радиус ионов окружающей плазмы в невозмущенном поле, n_* — концентрация ионов окружающей плазмы, m_2, e_2 — их масса и заряд. Функция $\psi(v)$ выбиралась в виде

$$\psi(v) = \frac{3}{4\pi v_0^3} \theta(v_0 - v),$$

где

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

В принятых единицах начальные функции распределения имеют вид

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t = 0) = \left(\frac{3}{5} \right)^{3/2} \delta^{3/2} \left(\frac{e_2}{e_1} \right)^{5/2} \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^{3/2} \frac{v_r^2}{r^2} \delta(r) \delta(v_\theta) \times$$

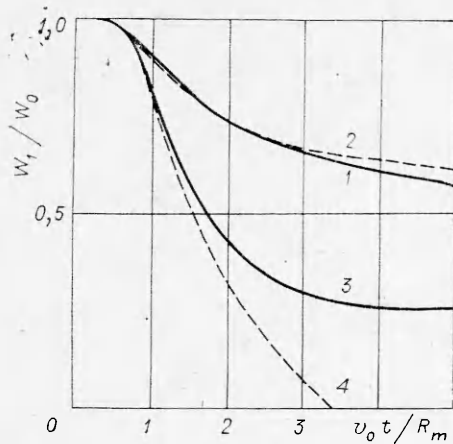
$$\times \delta(v_\varphi) \theta(1 - v_r) \theta(v_r),$$

$$f_2(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t = 0) = \delta(v_r) \delta(v_\theta) \delta(v_\varphi).$$

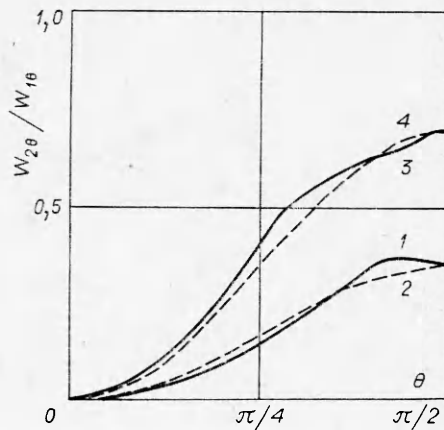
Были проведены расчеты двух вариантов, в которых выбирались следующие значения параметров: $m_1/m_2 = 1$, $e_1/e_2 = 1$, $\delta = 4,2$ и $m_1/m_2 = 2$, $e_1/e_2 = 1$, $\delta = 1,33$. Оба варианта соответствуют взрывам с одинаковой энергией и с одной и той же массой разлетающегося вещества; окружающая среда также одинакова для обоих взрывов. Различие лишь в том, что во втором случае частицы облака вдвое тяжелее, чем в первом. Для обоих расчетов значение $M_A = 10$.

Результаты расчетов показаны на фиг. 1–6. При этом для удобства интерпретации в качестве масштаба длины на графиках выбрана величина

$$R_m = (3N_1 m_1 / 4\pi n_* m_2)^{1/3}.$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

На фиг. 1 представлены зависимости от времени энергии разлетающегося облака, полученные численно (сплошные кривые) и с учетом формулы (2.9) (штриховые кривые); кривые 1, 2 соответствуют варианту с $m_1/m_2 = 2$, кривые 3, 4 — варианту с $m_1/m_2 = 1$. Видно хорошее согласие расчетной и приближенной зависимостей для варианта с $m_1/m_2 = 2$ практически для всех моментов времени; для варианта с $m_1/m_2 = 1$ хорошее согласие отмечается лишь на начальной стадии, когда доля переданной энергии мала: $(W_0 - W_1)/W_0 \leq 0,5$.

На фиг. 2 на момент $t = 2R_m/v_0$ показаны зависимости от угла θ энергии, переданной окружающей плазме в единице телесного угла; сплошными кривыми изображены расчетные зависимости, штриховыми — зависимости

$$\frac{W_{2\theta}}{W_{1\theta}} = \frac{W_{2\theta}}{W_{1\theta}} \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right) \sin^2 \theta,$$

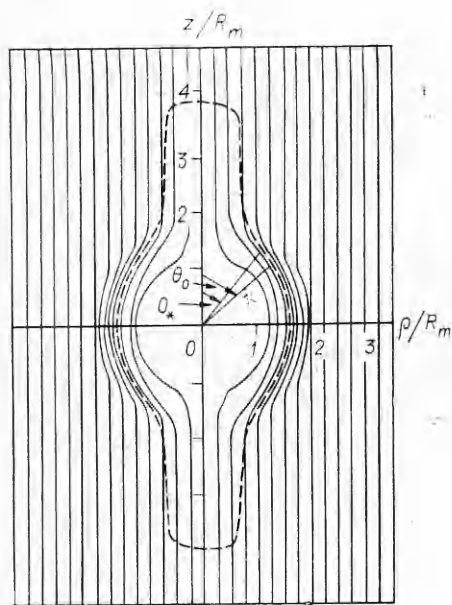
соответствующие (2.12); кривые 1, 2 относятся к варианту $m_1/m_2 = 2$, кривые 3, 4 — к варианту $m_1/m_2 = 1$. Видно хорошее согласие результатов расчетов с выводами приближенной теории.

На фиг. 3 для варианта $m_1/m_2 = 1$ на момент времени $t = 4R_m/v_0$ показана картина силовых линий магнитного поля в плоскости $\varphi = \text{const}$. Координаты z и ρ на этой плоскости связаны с координатами r , θ соотношениями

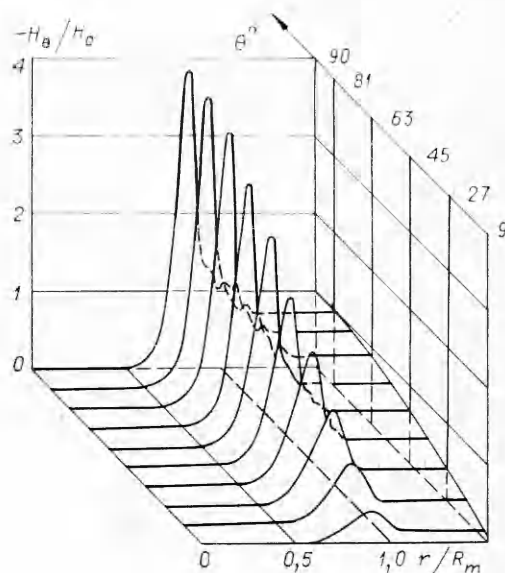
$$z = r \cos \theta, \quad \rho = r \sin \theta.$$

Из него видно, что область с вытесненным магнитным полем с хорошей точностью сферически-симметрична. Поджатие поля (сгущение силовых линий) максимально у экватора (т. е. при $\theta = \pi/2$) и ослабевает к полюсам ($\theta = 0, \pi$). На фиг. 3 штриховой линией обозначена граница области (в плоскости $\varphi = \text{const}$), занятой частицами облака. Эта область имеет весьма примечательную форму. В интервале углов $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$ граница ее представляет часть сферы; в интервалах углов $0 \leq \theta \leq \theta_0$ и $\pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi$ граница сильно вытянута вдоль силовых линий магнитного поля. Размер области в этом направлении определяется свободно летящими частицами, т. е. пропорционален t . Максимальный размер области, занятой частицами, в направлении поперек внешнего магнитного поля определяется ларморовским радиусом частиц, первоначально движущихся перпендикулярно этому полю. На фиг. 3 также показан угол θ_* , разделяющий области с интенсивным и слабым взаимодействием; его значение вычислено по формуле (2.13). Видно, что θ_* удовлетворительно согласуется с θ_0 .

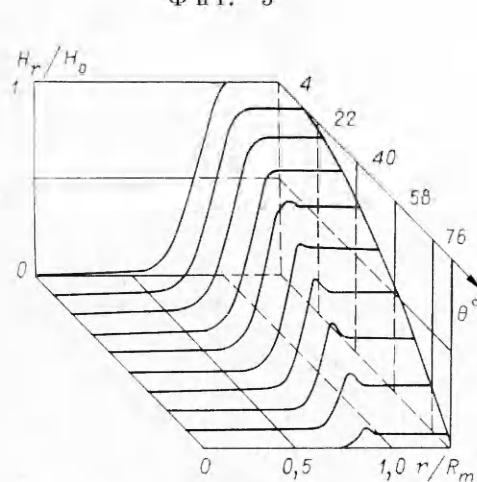
На фиг. 4—6 для варианта $m_1/m_2 = 1$ на момент времени $t = R_m/v_0$ показаны зависимости от радиуса r компонент H_r, H_θ, H_φ для различных значений θ . Как и следовало ожидать, максимальные возмущения $H_r,$



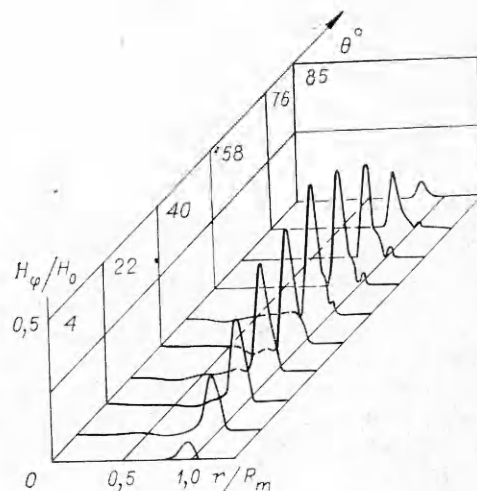
Ф и г. 3



Ф и г. 5



Ф и г. 4



Ф и г. 6

H_θ наблюдаются вблизи $\theta = \pi/2$. Максимальные значения компоненты H_ϕ напряженности магнитного поля достигаются вблизи угла $\theta = \pi/4$. Этот факт объясняется тем, что для невозмущенного поля $H_\phi = 0$, а генерация H_ϕ в первом приближении обусловлена компонентами H_r , H_θ , вычисленными по потенциалу A_ϕ (2.7). Поскольку $H_r \sim \cos \theta$, $H_\theta \sim \sin \theta$, можно убедиться, что $H_\phi \sim \cos \theta \sin \theta$.

Проведенное рассмотрение позволяет сделать следующие выводы. При точечном взрыве в разреженной плазме, помещенной в магнитное поле, в условиях, когда велико значение числа Альфвена — Маха M_A , интенсивность взаимодействия разлетающегося облака и окружающей плазмы определяется параметром $\delta = R_*^2/R_{H_1}R_{H_2}$. В области углов $\theta (\theta_* \leq \theta \leq \pi - \theta_*)$, где $\theta_* = \arcsin \left(\frac{4}{3\delta I} \right)^{1/2}$ интенсивность взаимодействия наибольшая. Возникающее здесь течение плазмы сферически-симметрично, т. е. влияние двумерности незначительно. Вне этого интервала углов ионы разлетающегося облака движутся в почти невозмущенном магнитном поле без потери своей энергии.

Поступила 10 VIII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле.— ПМТФ, 1963, № 6.
2. Пилипенко В. А. О форме границы свободно разлетающейся плазмы в магнитном поле.— ПМТФ, 1967, № 2.
3. Poukey J. W. Expansion of a plasma shell into vacuum magnetic field.— Phys. Fluids, 1969, vol. 12, N 7.
4. Бахрах С. М., Губков Е. В. и др. Разлет плазменного облака в однородном магнитном поле.— ПМТФ, 1974, № 4.
5. Colgate S. A. The phenomenology of the mass motion of a high altitude nuclear explosion.— J. Geophys. Research, 1965, vol. 70, N 13.
6. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах.— Труды МИ АН СССР, 1973, № СХІХ.
7. Голубев А. И., Соловьев А. А., Терехин В. А. О бесстолкновительном разлете ионизированного облака в однородную замагниченную плазму.— ПМТФ, 1978, № 5.
8. Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E. The Boltzmann equation and the one — fluid hydromagnetic equations in the absence of particle collisions.— Proc. Roy. Soc., 1956, vol. A236, p. 112.
9. Forslund D. W., Freidberg J. P. Theory of laminar collisionless shocks.— Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 27, N 13.
10. Chodura R. A. Hybrid-fluid-particle model of ion heating in high-Mach-number shock waves.— Nucl. Fusion, 1975, vol. 15, p. 55.
11. Sgro A. G., Nielson C. W. Hybrid model studies of ion dynamics and magnetic field diffusion during pinch implosion.— Phys. Fluids, 1976, vol. 19, N 1.
12. Голубев А. И., Соловьев А. А. Алгоритм численного решения задачи о сильном взрыве в разреженной плазме.— ЧММСС, 1979, т. 10, № 4.

УДК 533.915.072

ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ПОТОКА ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ АРГОНО-ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ В КАНАЛЕ

В. С. Клубникин, В. А. Лаптев, А. А. Салангин

(Ленинград)

Создание высокотемпературных нагревателей газа с заданными характеристиками сдерживается из-за отсутствия приемлемых математических моделей, максимально приближенных к реальным условиям. Особенно это относится к электродуговым плазмотронам, генерирующим термически неравновесную плазму. Теоретическое исследование характеристик электрической дуги в двухтемпературном приближении на начальном и установившемся участках проводилось в ряде работ [1—6]. Однако большинство из них ограничено безрасходным режимом горения дуги [1, 3] и ламинарным течением газа в разрядном канале [2, 4, 5], причем в [4] расчет проведен при весьма грубом приближении с целью получения простого решения. Наиболее точный анализ дан в [2, 5], а в [6] дана оценка влияния турбулентности течения газа. Подробный анализ влияния переходного от ламинарного к турбулентному и турбулентного течения среды на характеристики двухтемпературного потока электродуговой плазмы не проводился. Кроме этого, при вычислении свойств плазмы использовались не всегда достоверные формулы, что существенно затрудняет анализ точности и применимости полученных результатов.

В данной работе исследуется влияние ламинарного и турбулентного течения газа на характеристики двухтемпературной аргоновой плазмы установившегося участка электрической дуги в цилиндрическом канале. Проанализированы существующие формулы для расчета свойств плазмы и выбраны те из них, которые наиболее хорошо согласуются с экспериментом.

Из анализа различных явлений, происходящих в электрической дуге, стабилизированной стенками цилиндрического канала и обдуваемой продольным потоком газа, было установлено, что для ее описания может быть принята следующая система уравнений:

уравнение энергии электронного газа

$$(1) \quad \sigma E^2 = 3 \frac{m_e}{m_a} n_e v k (T_e - T) - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda_e \frac{dT_e}{dr} \right) - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(\frac{3}{2} k T_e + \right. \right. \\ \left. \left. + E_i \right) D_a \frac{dn_e}{dr} \right] + W_{\text{л}}$$