

ЛИТЕРАТУРА

1. Еремин Г. И., Кондратьев В. И. Акустическое воздействие на течение и спектр шума сверхзвуковых струй // Аэроакустика. М.: Наука, 1980. С. 119–123.
2. Glass D. R. Effects of acoustic feedback on the thread and decay of supersonic jets // AIAA Journal. 1968. V. 6. № 10. P. 1890–1897.

Москва

Поступила в редакцию
26.IV.1988

УДК 533.95:533.9

© 1989

ЗАХАРОВ Н. С., ШАЙНОГА И. С.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА И ГЕНЕРАЦИИ В НЕМ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНЕЙ КОЛЬЦЕВЫМИ ЛУЧАМИ

Проблема генерации спонтанных электромагнитных полей в плазме лазерного факела стала предметом появившихся в последнее время исследований [1–5]. Наиболее изучены режимы однородного облучения мишеней, когда реализуются только расходящиеся течения лазерного факела, а механизм генерации является термо-ЭДС плазмы. Практически не изучены случаи неоднородного облучения мишеней с образованием сходящихся течений в плазменном факеле, в которых электромагнитные поля имеют совершенно иные пространственно-временные характеристики. В настоящей работе рассматривается задача о генерации и структуре магнитных полей в лазерной плазме, возникающей при облучении кольцевыми лучами твердых мишеней в разреженном воздухе.

1. Кратко остановимся на постановке задачи, которая приведена в [5, 6]. Система уравнений движения плазменного факела, образованного при нормальном падении на твердую преграду импульса излучения кольцевого сечения $q_\infty = q(\Delta r, \infty, t)$, в одножидкостном двухтемпературном приближении имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial r} = 0$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial \rho E_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E_i \mathbf{V}) + \operatorname{div}(p_i \mathbf{V}) = Q$$

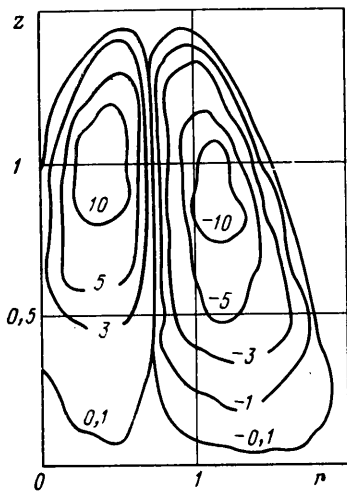
$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \mathbf{V}) + \operatorname{div}(p \mathbf{V}) = L$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c}{e\rho} (\nabla T_e \times \nabla \rho) + \operatorname{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi} \operatorname{rot} \left(\frac{\operatorname{rot} \mathbf{B}}{\sigma} \right)$$

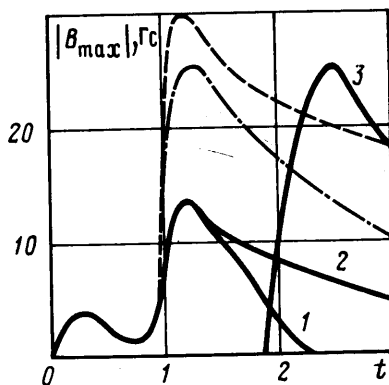
$$L = \kappa q_\infty \left[\exp \left(- \int_z^\infty \kappa dz \right) + R \exp \left(- \int_0^\infty \kappa dz \right) \exp \left(- \int_0^z \kappa dz \right) \right]$$

$$p = p_i + p_e, \quad E_i, e = \varepsilon_i, e + 1/2 V^2, \quad \varepsilon = \varepsilon_i + \varepsilon_e$$

Обозначения в уравнениях общеприняты: u, v – компоненты скорости \mathbf{V} ; ρ – плотность; p – давление; ε – внутренняя энергия; T – температура; \mathbf{B} – индукция магнитного поля; κ – коэффициент поглощения излучения; R – коэффициент отражения; σ – проводимость плазмы; c – скорость света; e – заряд электрона. Величина



Фиг. 1



Фиг. 2

Q учитывает обмен энергией электронов с атомами и ионами [7]. Индекс e относится к электронам, i — к атомам и ионам. Координата z направлена вдоль оси пучка навстречу излучению, координата r — перпендикулярно к ней. Эффекты собственного излучения не учитываются вследствие их малого влияния на процессы фокусировки и разлета плазмы [5, 6].

Возникающее движение плазменного факела обладает аксиальной симметрией, в плазме возбуждается тороидальная структура токов и генерируется только азимутальное магнитное поле. Граничные условия таковы: на оси задаются условия симметрии, на преграде в зоне облучения ($\Delta r = r_2 - r_1$) — известное решение задачи об испарении при $M=1$ [8], причем температура преграды находится из решения краевой задачи теплопроводности с движущейся границей [5, 8]; на остальной поверхности — условие непротекания. Для магнитного поля на поверхности преграды задается условие прилипания [9].

Задача решается методом крупных частиц [9], модифицированным здесь на случай генерации магнитных полей в плазменном факеле [5] и сходящихся течений (счет ведется на сгущающейся к оси симметрии сетке [6]). Уравнения состояния компонентов плазмы вида $p = p(\rho, \epsilon)$ и $T = T(\rho, \epsilon)$, необходимые при решении системы уравнений движения, получены по методике и на основе таблиц из [10, 11], электрические и оптические свойства газов $\sigma = \sigma(\rho, \epsilon)$ и $\kappa = \kappa(\rho, \epsilon)$ взяты из [11, 12]. Раздельное описание оптико-физических характеристик окружающего воздуха и паров преграды достигается явным выделением контактных границ.

2. Основные особенности течения плазменного факела и генерации в нем магнитных полей при облучении мишеней кольцевыми лучами анализировались для импульса излучения прямоугольной формы с интенсивностью $q_\infty = 10^{11}$ Вт/м² и длительностью $\tau = 10^{-5}$ с. В качестве типичного примера далее приведены результаты расчетов при $r_2 = 2r_1$ для излучения с частотой $\nu = 3 \cdot 10^{14}$ Гц и диэлектрической мишени из текстолита в воздухе при давлении $p_0 = 10$ Па.

Результаты численного моделирования представлены на фиг. 1, 2. Значения входящих в задачу координат r, z и времени t везде даны в масштабах r_2 и τ . На фиг. 1 показаны изолинии магнитного поля в момент времени $t = 1.5$. Цифрами указаны значения индукции поля B в Гс.

Анализ процесса схлопывания показывает, что в области $r < 1$ из-за движения зоны поглощения навстречу излучению сходящиеся волны образуются на некотором расстоянии от поверхности преграды. Это приводит к тому, что фокусировка происходит в точке оси $z_k = 0,12$, однако вследствие сильного развития течения в осевом направлении выхода на автоматическую асимптоту не происходит. Основная доля энергии после схлопывания выносится из области кумуляции вдоль оси $z > z_k$ вместе со струей сжатого газа. По направлению к мишени также формируется газовая струя, но более слабая.

В отличие от облучения мишеней цилиндрическими пучками излучения [5] в данном случае существуют две характерные стадии генерации магнитных полей. На первой сразу же после начала действия импульса образуются две тороидальные структуры тока и формируются соответственно две области генерации магнитного поля противоположного знака (см. фиг. 1). Эти две области существуют и после момента фокусировки $t_k = 0,6$ в течение времени, когда происходит процесс сжатия внутреннего тора. По мере развития движения плазмы наступает вторая стадия, на которой роль внешнего тора становится доминирующей и происходит «поглощение» внутреннего тора, т. е. образуется одна область генерации поля.

Время наступления второй стадии можно оценить как $t \approx 2t_g$, где $t_g = 4\pi\sigma r_0^2/c^2\tau$ — время диффузии внутреннего тора, после чего общая картина разлета плазмы и генерации в ней магнитных полей будет аналогична случаю сплошного облучения [5]. В процессе схлопывания внутренний тор исчезает, магнитное поле вблизи оси симметрии возрастает, а во внешней расходящейся области течения при $r > 1$ индукция поля со временем падает. Изменение во времени величины $|B_{\max}|$ для различных областей генерации магнитного поля показано на фиг. 2: 1 — область $r < 0,5$; 2 — область $r > 1$, 3 — область кумуляции. Видно, что в области кумуляции модуль индукции примерно в 2 раза больше, чем в других областях течения. Для сравнения на фиг. 2 приведена временная зависимость B_{\max} для излучения кругового сечения радиусом $r_0 = 0,5$ (штрихпунктир) и $r_0 = 1$ (штриховая линия, параметры излучения те же). Видно, что при сплошном облучении величина B_{\max} несколько выше, чем при кольцевом, причем с увеличением r_0 поле растет. Последнее обусловлено в основном ролью диффузии магнитного поля, ведущей к его насыщению. Пространственное распределение областей с B_{\max} совершенно различное: при сплошном облучении максимум поля находится вне пятна при $r > r_0$, тогда как при кольцевом — вблизи оси симметрии.

Таким образом, в центральной области течения ($r < 1$) импульс магнитного поля имеет двухполярную форму. Первый полупериод импульса обусловлен наличием внутреннего тора на ранней стадии развития плазменного факела, второй — возрастанием поля за счет кумулятивного эффекта. По сравнению с условиями нормальной атмосферы [6] структура сходящихся течений плазмы в разреженной среде имеет ряд особенностей. Это относится прежде всего к фокусировке плазмы на оси симметрии в точках $z > 0$ и сильному выносу энергии в осевом направлении. Полученные результаты могут оказаться полезными при исследованиях различного рода неустойчивостей, например желобковой, так как для генераторов с неустойчивыми резонаторами, представляющими интерес для лазерной техники [13], излучение, как правило, имеет кольцевую или П-образную форму и ограничение на равномерность распределения энергии по пятну становится существенным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барчуков А. И., Конов В. И., Никитин П. И., Прохоров А. М. Зондовые исследования электрических полей, возникающих в воздухе вблизи лазерной искры // ЖЭТФ. Т. 78. Вып. 3. С. 957–965.
2. Гамалий Е. Г., Гасилов В. А., Лебо И. Г., Розанов В. Б. Генерация спонтанных магнитных полей вследствие рэлей-тейлоровской неустойчивости в сферических лазерных мишенях // Тр. Физ. ин-та АН СССР. 1982. Т. 134. С. 84–97.
3. Горбунов В. А., Никольская Л. С., Петрухин А. И. и др. Структура магнитного поля плазмы лазерного факела при низких плотностях потока излучения // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 2. С. 349–354.
4. Афанасьев Ю. В., Ибраев Р. А., Канавин А. П., Четверушкин Б. Н. Численное моделирование генерации тока в плазме лазерного факела // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 2. С. 392–394.
5. Захаров Н. С., Шайнога И. С. Численные исследования динамики разлета и генерации магнитных полей в плазменных факелах // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 135–140.
6. Захаров Н. С. Нестационарные течения эрозионной плазмы при облучении твердых мишеней кольцевыми лучами // Тез. докл. 6-й Всесоюз. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом, Паланга, 1984. Вильнюс, 1984. С. 292.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
8. Анисимов С. И., Ямас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
9. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислит. эксперимент. М.: Наука, 1982. 391 с.
10. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.
11. Камиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Рогов В. С. Таблица термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. Препринт М.: Ин-т прикл. матем. АН СССР, 1972. 112 с.
12. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С. и др. Оптические свойства горячего воздуха / Под ред. Бибермана Л. М. М.: Наука, 1970. 320 с.
13. Зелло О. Принципы лазеров: Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 395 с.

Москва

Поступила в редакцию
28.IV.1988