

УДК 533.95

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ РАЗЛЕТА И ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННЫХ ФАКЕЛАХ

ЗАХАРОВ Н. С., ШАЙНОГА И. С.

Процессы взаимодействия концентрированных потоков энергии с твердыми преградами исследовались в ряде работ. Экспериментально наблюдалась генерация магнитных полей в эрозионных плазменных образованиях [1-4]. Однако эволюция магнитных полей в плазменных факелах изучена еще недостаточно подробно. В данной работе проведено численное исследование нестационарных пространственных течений эрозионной плазмы и генерации в них магнитных полей, возникающих при воздействии лазерного излучения на твердые преграды.

1. Постановка задачи. Пусть на поглощающую диэлектрическую преграду, занимающую в цилиндрической системе координат полупространство $z \leq 0$, нормально к поверхности падает пучок излучения с радиусом $r=r_0$ и плотностью потока энергии $q=q(r, \infty, t)$. Полупространство $z > 0$ первоначально заполнено неподвижным газом с давлением p_0 и плотностью ρ_0 , прозрачным для излучения. Под действием поглощенной доли подводимой энергии происходит нагрев, испарение преграды и образование у ее поверхности плазменного факела. Движение, возникающее под действием эрозионной плазмы, обладает аксиальной симметрией, при этом в факеле возбуждается только тороидальная структура токов [4] и магнитное поле будет иметь одну азимутальную компоненту, обращенную в ноль на оси симметрии.

Полагая плазму невязким и нетеплопроводным газом, применим для описания ее движения приближение одножидкостной двухтемпературной газодинамики [5]. В этом случае полная система уравнений движения излучающего газа в дивергентном виде записывается так [7]

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

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

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

$$\frac{\partial \rho E_t}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E_t \mathbf{V}) + \operatorname{div}(p_t \mathbf{V}) = Q_{ct} + Q_{ae} \quad (1.1)$$

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

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c}{e} \frac{[\nabla T_e \times \nabla \rho]}{\rho} + \operatorname{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] + \frac{c^2}{4\pi} \operatorname{rot} \left(\frac{1}{\sigma} \operatorname{rot} \mathbf{B} \right) \quad (1.2)$$

$$L = \kappa q_\infty \left(\exp \left(- \int_z^{+\infty} \kappa dz \right) + R_n \exp \left(- \int_0^{+\infty} \kappa dz \right) \exp \left(- \int_0^z \kappa dz \right) \right)$$

$$Q_v = \int_0^{+\infty} k_v \left(\int_{4\pi} I_v(\omega) d\omega - 4\pi B_v \right) dv, \quad \operatorname{div}(\omega I_v) + k_v I_v = k_a B_v, \quad (1.3)$$

$$p = p_i + p_e, \quad E_{i,e} = \varepsilon_{i,e} + 1/2 V^2, \quad \varepsilon = \varepsilon_i + \varepsilon_e$$

Здесь ρ — плотность, u, v — компоненты вектора скорости \mathbf{V} , ε_i, T_i — энергия и температура газа из атомов и ионов; ε_e, T_e — энергия и температура электронного газа; p_i, p_e — их парциальные давления, \mathbf{B} — индукция магнитного поля, κ — коэффициент поглощения плазмой падающего излучения, σ — проводимость плазмы, c — скорость света, e — заряд электрона, R_n — коэффициент отражения излучения поверхностью мишени, I_v — интенсивность собственного излучения плазмы в направлении вектора ω на частоте ν , B_v — функция Планка. Величины Q_{ei} и Q_{ae} описывают обмен энергией между газом из свободных электронов и газом из атомов и ионов [6, 8], величина F учитывает потери энергии электронным газом на ионизацию [8]. Уравнение для определения величины магнитного поля в плазме (1.2) получено из уравнений Максвелла и магнитной гидродинамики в пренебрежении инерцией электронов, давления поля излучения и магнитного давления [5, 7]. В уравнении (1.2) первый член справа описывает генерацию поля, второй — конвекцию, а третий — диффузию магнитного поля. Так как $V^2 \ll c^2$, током смещения в (1.2) можно пренебречь [6].

Уравнения (1.1)–(1.3) дополняются зависимостями коэффициентов поглощения $\kappa(\rho, \varepsilon)$ и $k_v(\rho, \varepsilon)$, а также уравнениями состояния вида $p = p(\rho, \varepsilon)$ и $T = T(\rho, \varepsilon)$, в качестве которых используются уравнения состояния воздуха и паров, составленные по методике и на основе таблиц [10]. Оптические характеристики воздуха составлены по данным [11], коэффициенты поглощения паров взяты из работы [12].

Уравнения (1.1)–(1.3) записаны при условии справедливости локального термодинамического равновесия и пренебрежении влиянием магнитного поля на движение плазмы. Общие условия применимости этого приближения подробно рассмотрены в [9] и здесь на них останавливаться не будем. Отметим лишь, что оно может иметь место в случаях, когда процессы возбуждения и ионизации идут за счет электронов. Отклонения от локального термодинамического равновесия обсуждались в [13], из которой вместе с критериями работы [9] легко показать, что в рассматриваемых здесь случаях это допущение обычно выполняется.

Оценим влияние магнитного поля на динамику разлета плазмы, для чего сравним величины ρV^2 и $B^2/4\mu$, где μ — магнитная проницаемость среды. При характерных значениях параметров плазмы $\rho \approx 10^{-3}$ кг/м³ и $V \approx 10^4$ м/с видно, что магнитное поле будет оказывать влияние на движение при $B > 10^4$ Гс. Для эрозионной плазмы, образованной потоком энергии мощностью $q \approx 10^{12}$ Вт/м², характерное значение индукции магнитного поля составляет $B \approx 10^2$ Гс [1–3]. Следовательно, генерацию магнитного поля можно искать на заданном поле течения плазменного факела, соответствующего решению уравнений (1.1) и (1.3).

Граничные условия для уравнений (1.1) на поверхности $z=0$ при $r \leq r_0$ соответствуют числу Маха $M=1$ [13], причем температура поверхности преграды находится из решения известной краевой задачи теплопроводности с движущейся границей [13]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_r \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + S \frac{\partial T}{\partial z} \quad (1.4)$$

$$-k_r \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q_s - \rho_r \dot{S} \Delta H, \quad T(r, z, 0) = T_n$$

где a_r, k_r, ρ_r — температуропроводность, теплопроводность и плотность среды, S — скорость волны испарения, ΔH — разность удельных энтальпий

пара и конденсированной среды, T_n — начальная температура. Значение плотности потока энергии на поверхности q_s определяется поглощением излучения в факеле, величины S и ΔH находятся из решения задачи о параметрах паров на внешней границе Кнудсеновского слоя [13]. При $r > r_0$ на поверхности $z=0$ и на оси симметрии выполняется условие непротекания. Граничные условия для уравнения (1.3) определяются из того, что поток излучения со стороны невозмущенной окружающей среды равен нулю, а на поверхности преграды этот поток определяется температурой поверхности [15]. Выбор граничных условий для магнитного поля основан на реализации в плазменном факеле тороидальной структуры токов и условия прилипания магнитного поля на поверхности $z=0$ [14], т. е. предполагается, что поток магнитного поля проникает в глубь диэлектрика без отражения [6].

2. Метод решения. Для решения системы уравнений (1.1) — (1.3) используется метод «крупных частиц» [14], обобщенный в [12] на случай движений эрозивной плазмы. Удобство выбранной схемы расчета состоит в том, что процесс вычислений разбивается на три этапа, на которых определяющим является один или несколько физических процессов. Раздельное описание оптических и термодинамических характеристик окружающего воздуха и паров преграды достигается выделением контактной границы путем введения массовой доли паров вещества в ячейке [12]. Подробно метод «крупных частиц» описан в [14], там же выписаны разностные уравнения, аппроксимирующие систему (1.1), поэтому здесь остановимся лишь на расчете уравнения (1.2).

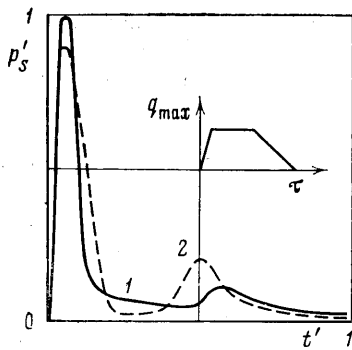
На первом этапе вычисляются промежуточные значения индукции магнитного поля, обусловленные процессами генерации в пренебрежении потоками массы газа через границы ячеек и процессами диссипации магнитного поля. На втором этапе вычисляются эффекты переноса потоков массы газа и магнитного поля через границы смежных ячеек. На заключительном этапе учитывается диффузия магнитного поля и на основании законов сохранения массы, количества движения и энергии определяются значения искомых величин на новом временном слое.

Для расчета диффузии магнитного поля использовался метод продольно-поперечной прогонки [16]. Учет радиационных эффектов проводился согласно рекомендациям [14], причем в данной работе для нахождения двумерного радиационного поля используется P_1 — (дифференциальное) приближение метода сферических гармоник [17]. Селективность излучения учитывается путем разбиения непрерывного спектра излучения на ряд интервалов по частоте, внутри каждого из которых коэффициент поглощения $k_n(\rho, \epsilon)$ считается не зависящим от частоты [12, 15]. Анализ устойчивости и сходимости применяемых численных схем можно найти в [14–16].

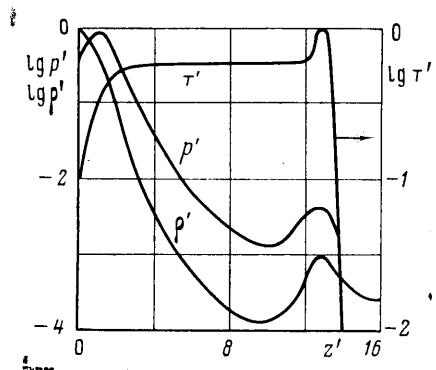
При практическом применении описанного метода к решению поставленной задачи возникают трудности, обусловленные различным масштабом развития явлений. Для учета этой особенности при расчетах используется метод неравномерных сеток. В том случае, когда возмущения доходят до границ расчетной области, производится укрупнение и перестройка сеток так, чтобы они покрыли всю область возмущений. Исследование точности расчетов проводилось путем сравнения расчетных данных с экспериментами [2, 3, 18], а также с результатами решения контрольных задач о точечном взрыве [19] и локальном подводе энергии [20], допускающими точные решения. Как следует из этих сравнений [12], используемый численный метод правильно отражает особенности физических процессов взаимодействия и обеспечивает достаточную точность расчетных параметров.

3. Результаты расчетов. Расчеты проводились для трапециевидной формы импульса излучения с равномерным распределением энергии по сечению пучка (фиг. 1, $q_{\max} = 10^{14}$ Вт/м², $t' = t/\tau$, $\tau = 5 \cdot 10^{-5}$ с) и давления окружающего воздуха $p_0 = 10$ Па. Типичные зависимости давления газа на поверхности приведены на фиг. 1 ($p_s' = p(r, 0, t)/p_{\max}$, p_{\max} — максимальное давление на мишени, кривая 1 — $r=0$, 2 — $r=r_0$). Видно, что давление во времени имеет четко выраженные экстремумы. Первый пик давления обусловлен развитием экранировки в парах, образованием плазмы и почти полным прекращением испарения вещества.

Плотность энергии и время образования плазмы паров хорошо согласуются с эмпирическим соотношением работы [21], полученным на основе анализа большого числа экспериментальных результатов. Второй пик давления появляется из-за «просветления» плазмы вследствие ее быстрого разлета, что сопровождается испарением новой порции паров. Про-



Фиг. 1



Фиг. 2

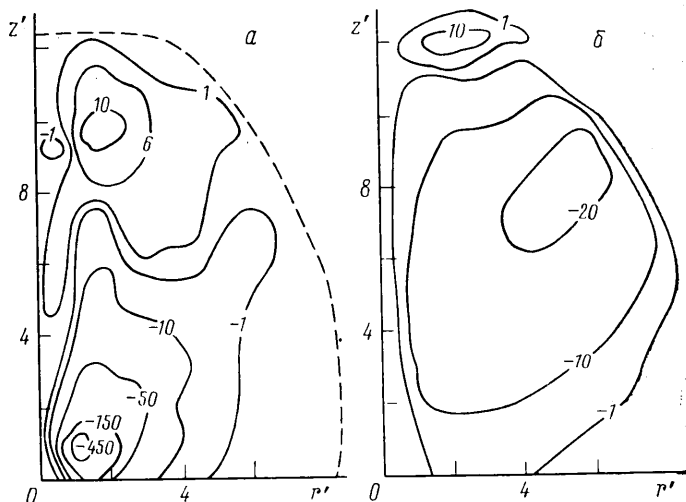
светление факела по сечению неравномерно, плазма быстрее охлаждается на краях и как следствие этого рост давления во втором пичке на краю опережает увеличение давления в центре.

На фиг. 2 показано распределение газодинамических параметров p' , $T' = T/T_{\max}$, $\rho' = \rho/\rho_{\max}$ вдоль оси z на момент времени $t_0 = 0,6\tau$. Плазменный факел можно разбить на три характерные области: приповерхностную, сравнительно холодную, имеющую довольно большую массу; центральную, для которой характерно практически постоянное значение температуры, и внешнюю, где происходит поглощение основной доли подводимой энергии и увеличение максимальной температуры ($T_{\max}(t_0) = 3$ эВ). К выравниванию температуры в плазме ведет ее быстрое расширение, которое происходит со скоростями в несколько десятков км/с, а также перераспределение энергии в плазменном факеле за счет «собственного» излучения. Расширяясь, плазма приводит к образованию в окружающем газе ударной волны (поршневой эффект), которая является прозрачной для падающего излучения.

Расчет уравнения переноса излучения проводился в шестигрупповом приближении [12], границы групп были таковы: 0–2–7–8,3–10,3–13,7–62,5 эВ. Применение данного приближения показало, что потери энергии на излучение в окружающую среду относительно невелики и составляют примерно 10% от подведенной энергии. Часть собственного излучения факела, направленная к преграде, вызывает прогрев паров, однако дополнительного испарения мишени практически нет и полная испаренная масса не меняется. Благодаря этому величина давления (фиг. 1) оказалась слабо зависящей от того, учитывается переизлучение или нет. С увеличением плотности потока излучения $q \geq 10^{12}$ Вт/м² роль переизлучения возрастает [22], что может привести к существенному его влиянию на параметры плазмы. В плоском случае потери энергии на излучение могут достигать 40–50% [22].

Двумерное движение приводит к более быстрому падению плотности и температуры по сравнению с плоским случаем, увеличению прозрачности факела и уменьшению влияния переизлучения на параметры течения. Особенно невелика роль переизлучения становится для внешней, разреженной области плазменного факела. Поэтому в данных расчетах ($q \leq 10^{11}$ Вт/м²) влиянием собственного излучения на генерацию магнитного поля в плазме можно пренебречь.

Рассмотрим теперь влияние различных членов в правой части уравнения (1.2) на величину магнитного поля. На фиг. 3, а приведено распределение магнитного поля при $t = t_0$ в отсутствие конвекции и диффузии поля (значения поля указаны в Гс, $z' = z/r_0$, $r' = r/r_0$). Штриховой линией показана контактная граница. Видно, что существуют две области генерации



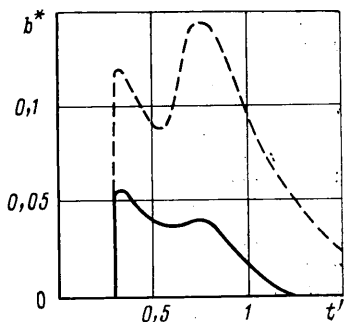
Фиг. 3

поля, в которых образуются поля противоположного знака. Оценку максимальных значений индукции магнитного поля, генерируемого в плазменном факеле, легко получить из соображений теории размерностей [19]

$$|B_*| = \frac{ck}{4er_0R} \left(\frac{q}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

где k — постоянная Больцмана, R — газовая постоянная. Формула (3.1) получена без учета диффузии и выноса поля веществом, однако правильно отражает основные качественные зависимости [1—4]: рост величины поля с увеличением q и уменьшением r_0 и ρ_0 .

Учет всех членов в уравнении (1.2) приводит к существенному изменению конфигурации и индукции поля. Полное пространственное распределение поля на момент времени t_0 показано на фиг. 3, б. Конвекция ведет к вытягиванию токовой системы и смещению зоны с наибольшим значением B относительно края, диффузия уменьшает величину B . Сложность в определении роли диффузии поля связана с точным учетом проводимости образующейся плазмы. Следует отметить, что использование простой формулы вида $\sigma = \sigma_0 T^{1/2}$ для полностью ионизированного газа [23] дает завышенное значение проводимости и уменьшает влияние диффузионного члена. На фиг. 4 приведена временная зависимость величины $b^* = B/V$ с учетом проводимости, взятой из [24], штриховой линией показано значение индукции, получаемое для полностью ионизированной плазмы. Видно, что в последнем случае поле значительно больше. Максимальные значения индукции на фиг. 4 связаны с возникновением «вспышки» поглощения в эрозионных парах [12, 18, 22], что приводит к резкому увеличению градиентов температуры и плотности. Подтверждением этого служит хорошая временная корреляция пиков давления (фиг. 1) и магнитного поля (фиг. 4). Задержка генерации магнитного поля относительно импульса излучения определяется разлетом плазмы.



Фиг. 4

Таким образом, предложенная модель и методика расчета позволяют рассчитывать структуру эрозионных плазменных образований и генерацию в них магнитных полей с точностью порядка точности физического эксперимента.

Авторы благодарят И. В. Немчинова и Б. Т. Федюшина за полезное обсуждение изложенных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. McKee L. L., Bird R. S., Schwirzke F. Self-generated magnetic fields associated with a laser-produced plasma.— Phys. Rev., ser. A., 1974, v. 9, № 3, p. 1305–1311.
2. Горбунов В. А., Никольская Л. С., Петрухин А. И., Пуштарик В. А., Рыбаков В. А. Структура магнитного поля плазмы лазерного факела при низких плотностях потока излучения.— Квантовая электрон., 1984, т. 11, № 2, с. 349–354.
3. Горбунов В. А., Калмыков А. А., Петрухин А. И., Плешаков Ю. Е., Пуштарик В. А., Рыбаков В. А. Генерация магнитного поля плазмой лазерного факела при низких плотностях потока.— Квантовая электрон., 1982, т. 9, № 1, с. 130–134.
4. Drouot M. G., Bolton R. Distribution of self-generated current in laser-produced plasmas.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, № 11, p. 591–597.
5. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме.— В сб.: Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963, вып. 1, с. 183–271.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 623 с.
7. Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Розанов В. Б. Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы.— Тр. Физ. ин-та АН СССР, 1982, т. 134, с. 10–31.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
9. Сэмпсон Д. Уравнения переноса энергии и количества движения в газах с учетом излучения. М.: Мир, 1969. 206 с.
10. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.
11. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. 320 с.
12. Буранов В. Г., Захаров Н. С., Суханов И. П. Численное моделирование динамики разлета эрозионных паров с учетом поглощения излучения.— В сб.: 5-е Всесоюз. совещ. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Ленинград, 1981. Тез. докл. Л., 1981, с. 260.
13. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
14. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.
15. Кривцов В. М. Расчет течения селективно излучающего газа между коаксиальными цилиндрами.— В сб.: Динамика излучающего газа. Вып. 1. М.: ВЦ АН СССР, 1974, с. 94–1087.
16. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967. 195 с.
17. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1960. 520 с.
18. Козлова Н. Н., Маркович И. Э., Немчинов И. В., Петрухин А. И., Плешаков Ю. Е., Рыбаков В. А., Суляев В. А. Экспериментальное исследование взаимодействия излучения ОКГ с преградой в воздухе.— Квантовая электрон., 1975, т. 2, № 9, с. 1930–1942.
19. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981. 447 с.
20. Захаров Н. С. Автомодельный разлет прозрачных паров в трехстепенном законе подвода энергии излучения. Автомодельные движения двухкомпонентной плазмы, нагреваемой излучением.— В сб.: 5-е Всесоюз. совещ. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Ленинград, 1981. Тез. докл. Л., 1971, с. 258–259.
21. Берченко Е. А., Кошкин А. В., Соболев А. П., Федюшин Б. Т. Влияние длины волны лазерного излучения на порог плазмообразования при облучении непрозрачных материалов.— Квантовая электрон., 1981, т. 8, № 7, с. 1532–1584.
22. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Параметры плазмы, образующейся под действием микросекундных импульсов излучения лазеров на алюминиевую преграду в вакууме.— Квантовая электрон., 1978, т. 5, № 10, с. 2123–2131.
23. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Изд-во иностр. лит., 1957. 212 с.
24. Калигин Н. Н., Кузьмина Л. В., Рогов В. С. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. Препринт. М.: Ин-т прикл. матем. АН СССР, 1972. 112 с.

Москва

Поступила в редакцию
29.XI.1985