

Задача (1)–(5) решалась численными методами в широком диапазоне параметров. На рисунке приведены некоторые результаты ее расчета для медного лайнера с $\sigma_0 = 63,3 \cdot 10^6$ 1/(Ом·м), $\beta = 1,32 \cdot 10^{-9}$ м³/Дж, $H_0 = H_1 = 13,4 \cdot 10^6$ А/м, $R_{10} = 0,091$ м, $R_{20} = 0,11$ м, $R_{30} = 0,118$ м, $v_0 = 3 \cdot 10^3$ м/с, $\rho_+ = 8,9 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_0 = 0,45 \cdot 10^{-2}$ кг/м³. Кривые 1–5 соответствуют $x_1(t)$ (см), $x_2(t)$ (см), $f(t)$ (А/м),

$\theta(t)$ (КэВ) и $W(t) = R_{20}\pi \int_0^t x_1^2(\tau) q(\tau) d\tau$ (МДж) — энергосодержание в плазме на длине, равной радиусу лайнера, в окрестности максимального сжатия. Здесь же для сравнения приведена функция $W(t)$ (штриховая линия), рассчитанная в предположении, что диффузии магнитного поля в лайнер нет [4].

Расчеты показали, что учет диффузии магнитного поля в лайнер при разумном коэффициенте сжатия $R_{10}/x_1 \approx 10-30$ и магнитном числе Рейнольдса $Re_m = R_{20}v_0\sigma_0\mu_0 \approx (3-30) \cdot 10^3$ приводит к заметному снижению энергосодержания по сравнению со случаем идеально проводящего лайнера. В частности, для приведенного выше варианта с медным лайнером отличие по энергосодержанию составляет около 40 % при $R_{10}/x_1 = 14$ и $Re_m = 26200$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афонин В. И., Бакулин Ю. Д., Лучинский А. В. Расчет сжатия ДТ-смеси электрически взрывающейся цилиндрической оболочкой // ПМТФ.— 1980.— № 6.
2. Алиханов С. Г., Бахтин В. Н. Использование $m = 0$ неустойчивости зет-пинч-лайнера для трехмерного сжатия плазмы // ДАН СССР.— 1982.— Т. 263, № 2.
3. Turchi P. T. A compact-toroid fusion reactor design at 0,5 megagauss based on stabilized liner implosion techniques // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение.— М.: Наука, 1984.
4. Гусаров А. А., Левин В. А. Оптимизация процесса сжатия плазмы цилиндрическим лайнером с магнитным полем // Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями.— М.: Изд-во МГУ, 1985.
5. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез.— М.: Атомиздат, 1977.

Поступила 16/XII 1987 г.,
в окончательном варианте — 16/III 1988 г.

УДК 533.6.011 : 537.84 + 537.56

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИОНИЗУЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. А. Бармин, В. С. Успенский
(Москва)

Изучение ионизирующих ударных волн (УВ) в магнитном поле [1] показало, что перед разрывом генерируется электромагнитная волна, создающая перед ним отлично от нуля собственное электрическое поле в частицах. Построенная теория, согласно которой ионизация происходит в результате нагрева в газодинамическом скачке, хорошо описывала поведение ионизирующих волн умеренной интенсивности, наблюдаемых в экспериментах [2, 3]. Особенностью сильных УВ в магнитном поле (со скоростями распространения $D > 3$ км/с) в экспериментах явилось образование перед газодинамическим скачком зоны, в которой происходило изменение магнитного поля, что свидетельствовало о наличии электропроводной среды перед скачком [4, 5]. Учет лишь

одного опережающего фотоионизирующего излучения в непрерывном спектре как источника ионизации перед скачком в холодном газе (как в обычной газовой динамике) не в состоянии объяснить наблюдаемые эффекты изменения магнитного поля [6]. В отличие от газовой динамики наличие электрического поля перед скачком плотности приводит к разогреву свободных электронов, так что, во-первых, имеет место ионизация электронным ударом [7], во-вторых, из-за высокой электронной температуры свободные электроны, образовавшиеся в результате фотоионизации, не рекомбинируют, несмотря на малую температуру тяжелых частиц. Образование проводящей зоны перед скачком в свою очередь приводит к экранировке электрического поля, генерированного разрывом, что не учитывалось в [7]. В данной работе проводится численный расчет задачи на основе построенной модели явления применительно к условиям эксперимента [4] в целях ее качественной проверки.

1. Постановка задачи. Рассмотрим область, занятую неэлектропроводным водородом в магнитном поле и ограниченную плоскими (или цилиндрическими) неизлучающими стенкой и поршнем. Стенка предполагается неэлектропроводной, на ней поддерживается постоянное начальное значение магнитного поля H_0 ; поршень идеально проводящий, на нем значение электрического поля $E = 0$. Вектор магнитного поля предполагается параллельным плоскости поршня. В момент времени $t = 0$ поршень приобретает постоянную скорость $u_p > 0$. Требуется найти распределение физических параметров в течении до момента отражения возникающей УВ от стенок.

Система уравнений, начальных и граничных условий, описывающая одномерное течение идеального газа плоскими волнами в лагранжевых переменных, имеет вид [6, 8]. Ниже на основе системы уравнений одномерной магнитной гидродинамики, кинетики ионизации, переноса излучения исследуются нестационарные процессы распространения сильных ионизирующих УВ в магнитном поле, когда существенны указанные выше процессы перед скачком плотности. Особенность расчетов — наличие двух областей — высокотемпературной за газодинамическим скачком и низкотемпературной перед ним, где особое значение приобретают процессы ионизации и переноса излучения:

$$(1.1) \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u;$$

$$(1.2) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial s} (r^{\nu-1} u);$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -r^{\nu-1} \frac{\partial}{\partial s} \left(p + \frac{H^2}{8\pi} \right);$$

$$(1.4) \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial (r^{\nu-1} u)}{\partial s} + \frac{\sigma E^2}{\rho} - \frac{S}{\rho};$$

$$(1.5) \quad \frac{\partial H}{\partial s} = -\frac{4\pi\sigma}{cr^{\nu-1}} E;$$

$$(1.6) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H}{\rho} \right) = -\frac{\partial}{\partial s} (cr^{\nu-1} E);$$

$$(1.7) \quad \frac{\partial \alpha}{\partial t} = \dot{\alpha}_{уд} + \dot{\alpha}_{фот};$$

$$(1.8) \quad \frac{4}{r^{\nu-1}} \frac{\partial}{\partial \tau} (r^{\nu-1} q) - 4q = 4\pi \frac{\partial r^{\nu-1} S_{фот}}{r^{\nu-1} \partial \tau};$$

$$(1.9) \quad \sigma E^2 = NkJ\dot{\alpha}_{уд} + Q_{\Delta} k(T_e - T)\alpha.$$

Здесь r, s — эйлерова и лагранжева пространственные координаты; $\nu = 1$ отвечает плоской геометрии, $\nu = 2$ — цилиндрической; ρ, p, ε — плотность, давление и внутренняя энергия единицы массы газа; u — скорость; σ — электропроводность; H, E — напряженности магнитного и электрического полей; α — степень ионизации газа; $\dot{\alpha}_{уд}, \dot{\alpha}_{фот}$ — источник и потери свободных электронов в столкновительных и излучательных процессах; q — плотность потока энергии излучения непрерывного спектра; Δ — оптическая толщина излучающего газа; $S_{фот}$ — модифицирован-

ная] функция излучения Планка; N — количество тяжелых частиц в единице объема; k — постоянная Больцмана; c — скорость света; T , T_e — температуры тяжелых частиц и электронов; J — потенциал ионизации атомов в газе; S — удельный теплоподвод излучением. Уравнения состояния среды для газа примем в виде

$$(1.10) \quad \varepsilon = \frac{1}{\gamma-1} \frac{k}{m_a} T + \frac{3}{2} \alpha \frac{k}{m_a} T_e + \alpha \frac{k}{m_a} J + \beta \frac{k}{m_a} E_{\text{dis}};$$

$$(1.11) \quad p = \rho \frac{k}{m_a} (T + \alpha T_e),$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей, для одноатомного газа $\gamma = 5/3$, для двухатомного $\gamma = 1,4$; β , E_{dis} — степень и энергия диссоциации водорода. Оптическая плотность определена связью

$$(1.12) \quad \tau = r k_\nu, \quad k_\nu = 0,96 \cdot 10^{-7} \frac{2NkJ}{(\hbar\nu/kJ)^3} (\text{см}^{-1})$$

(k_ν — коэффициент поглощения излучения с частотой ν для квантов с энергией $\hbar\nu \geq kJ$ (формула Унзольда — Крамерса [9])).

Для коэффициентов переноса и постоянных в уравнениях (1.1)–(1.10) будем пользоваться следующими зависимостями и значениями [6, 10–12]:

$$(1.13) \quad \sigma = \frac{c^2 \alpha}{m_e \nu_{\text{eff}} N}, \quad \nu_{\text{eff}} = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} N [(1-\alpha)\sigma_{ea} + \alpha\sigma_{ei}],$$

$$Q_\Delta = \frac{3m_e}{m_a} \nu_{\text{eff}}, \quad \dot{\alpha}_{\text{фот}} = - \frac{1}{NkJr^{\nu-1}} \frac{\partial r^{\nu-1} q}{\partial r},$$

$$\dot{\alpha}_{\text{уд}} = (\alpha k_{fe} + (1-\alpha)k_{fa})(1-\alpha - \alpha^2 N/k_{eq}),$$

$$S_{\text{фот}} = \frac{\alpha^2 (1-\alpha_{eq})}{\alpha_{eq}^2 (1-\alpha)} \int_{kJ/\hbar}^{\infty} \frac{2\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{\hbar\nu}{kT_e}\right) d\nu,$$

$$k_{fe}^{-1} = k_{fe2}^{-1} + k_{fe1}^{-1} \chi(E_2/T_e), \quad 5 \cdot 10^3 < T_e < 2 \cdot 10^4 \text{ К},$$

$$\chi(x) = \frac{4}{3\sqrt{x}} \int_0^x \exp(-t) t^{3/2} dt,$$

$$k_{eq} = 2,4 \cdot 10^{15} T_e^{3/2} \exp(-J/T_e) \quad (\text{см}^{-3}),$$

$$k_{fe1} = 1,3 \cdot 10^{-5} T_e^{-3} \exp(-J/T_e) N \quad (\text{см}^3/\text{с}),$$

$$T_e < 5 \cdot 10^3 \text{ К}, \quad k_{fe2} = 2,55 \cdot 10^{-13} (2 + E_2/T_e) \exp(-E_2/T_e) N \quad (\text{см}^3/\text{с}),$$

$$2 \cdot 10^4 < T_e < 6 \cdot 10^4 \text{ К},$$

$$k_{fa} = 2,9 \cdot 10^{10} T_e^{-1} \exp(-J/T) \sigma_{ea} N \quad (\text{см}^3/\text{с}),$$

$$\sigma_{ea} = \begin{cases} [(12,49 + 21,42 \lg T_e - 5,01 \lg^2 T_e) \cdot 10^{-16} \quad (\text{см}^2), & T_e < 2 \cdot 10^4 \text{ К}, \\ (1,38 \cdot 10^5 T_e^{-1} + 714,2 T_e^{-1/2}) \cdot 10^{-16} \quad (\text{см}^2), & T_e \geq 2 \cdot 10^4 \text{ К}. \end{cases}$$

Здесь ν_{eff} — эффективная частота столкновений электрона с тяжелыми частицами; α_{eq} — равновесная степень ионизации, отвечающая текущим значениям ρ , T_e ; k_{eq} — константа для процесса ионизации; k_{fe1} , k_{fe2} , k_{fe} — скорость ионизации электронным ударом; k_{fa} — скорость ионизации в межатомных соударениях; потенциал ионизации атома водорода $J = 1,556 \cdot 10^5 \text{ К}$; энергия первого возбужденного состояния $E_2 = 1,18 \times 10^5 \text{ К}$; $E_{\text{dis}} = 5,197 \cdot 10^4 \text{ К}$. Плазма водорода прозрачна в линии [13]. Для $N \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $k_\nu \leq 10 \text{ см}^{-1}$. В уравнении притока тепла (1.4) учитывается перенос излучения только непрерывного спектра, так что

$$S = - \frac{1}{r^{\nu-1}} \frac{\partial r^{\nu-1} q}{\partial r}. \quad \text{Коэффициент поглощения для излучения непрерыв}$$

ного спектра полагается не зависящим от спектральной частоты и вычисляется по (1.12) при $\hbar\nu = kJ$.

Для описания процесса ионизации электронным ударом перед скачком плотности используется полуэмпирическая теория Таунсенда [12]. Это связано с тем, что на начальном этапе ионизации распределение электронов по энергиям отличается от максвелловского, что не позволяет использовать известные зависимости скорости ионизации от электронной температуры [10]. В этом случае

$$(1.14) \quad k_{je} = T_a V_d,$$

где T_a — первый ионизационный коэффициент Таунсенда; V_d — скорость дрейфа свободных электронов во внешнем электрическом поле. Например, для водорода во внешнем электрическом поле в условиях $E/p \in \in (1,2; 4) \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$ получим [14] $T_a = pA \exp(-Bp/E)$, $A = 0,04 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$, $B = 1 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$. Для V_d брались табличные значения из [15] как функции E/p . Критерием существования распределения Максвелла является $c_M \ll 1$ [10]: $c_M = 0,5 \cdot 10^{-3} \alpha^{-1} T_e (1 + T_e / (J - E_2)) / (J - E_2)$.

В расчетах при $c_M > 1$ использовалась зависимость (1.14), при $c_M < 1$ — (1.13). Граничные и начальные условия:

$$(1.15) \quad s = 0, \quad u = u_p, \quad E = 0, \quad \frac{1}{r^{v-1}} \frac{\partial r^{v-1} q}{\partial \tau} - 2q = 4\pi S_{\text{фот}};$$

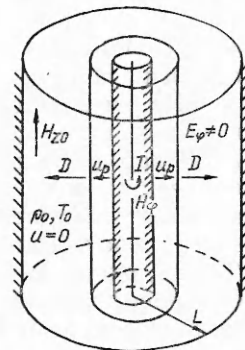
$$(1.16) \quad s = s_0 \equiv (L^v - r_0^v) \pi^{v-1} \rho_0, \quad u = 0, \quad H = H_0,$$

$$\frac{1}{r^{v-1}} \frac{\partial r^{v-1} q}{\partial \tau} + 2q = 4\pi S_{\text{фот}},$$

$t = 0, 0 \leq s \leq s_0, T = T_e = T_0, \rho = \rho_0, u = 0, E = 0, H = H_0$ (u_p — скорость поршня, L — размер установки). Условия (1.15), (1.16) соответствуют предположению, что поршень и стенка не излучают [16].

2. Особенности расчетов. В [4] описан эксперимент по созданию сильных ионизирующих УВ в магнитном поле. В цилиндрической разрядной камере диаметром 45 и высотой 15 см на оси инициировался электрический разряд (рис. 1). Начальное давление водорода составляло 13 и 32,5 Па. Внешней обмоткой с током в камере создавалось магнитное поле с составляющей H_z вдоль оси камеры. Стенки камеры неэлектропроводные. В возникающем разряде вследствие протекания тока I индуцировалась составляющая магнитного поля H_φ , служащая магнитным поршнем для ионизованных частиц газа. В эксперименте определялась скорость возникающей УВ по распространению светящейся зоны. Составляющая H_z магнитного поля за УВ и E_φ в лабораторной системе координат измерялись в двух положениях датчика ($r = 10; 14$ см от оси установки). В экспериментах обнаружено изменение магнитного поля непосредственно перед фронтом скачка плотности, что связывалось с наличием электропроводного слоя перед скачком. Расчеты велись в безразмерных переменных. Перед скачком степень диссоциации полагалась равной нулю, за скачком — единице.

Для сквозного расчета УВ применялся метод отдельных прогонок [8] с введением в формулу для давления (1.11) искусственной квадратичной вязкости с размазыванием разрыва на двух-трех расчетных ячейках. Особенность расчетов — объединение в одной расчетной группе уравнений Максвелла, температуры электронов и кинетики ионизации ввиду сильной нелинейной зависимости в области перед газодинамической УВ электрического поля от степени ионизации и температуры электронов. При расчете внутри группы уравнений использовался метод возмущенного параметра [17].



Р и с. 1

В [4] начальные значения магнитного поля составляли 2400 Гс, давление ≥ 13 Па, что позволяло не учитывать в расчетах эффект Холла, имеющий место при больших полях и меньших давлениях.

3. Результаты расчетов. Для анализа процесса нестационарного распространения ионизирующей УВ в магнитном поле проводились расчеты в плоской геометрии, когда на физический эффект экранировки собственного электрического поля в частицах перед скачком не накладываются свойства цилиндрической геометрии. Так, за газодинамической УВ в цилиндрической геометрии возникает нестационарное течение, в котором меняются u , ρ , T .

В зависимости от условий реализуются три различных режима распространения ионизирующей УВ в магнитном поле. Для относительно слабых УВ ($D < 3$ км/с, $p_0 \sim 13$ Па, $H_0 \leq 1$ кГс) хорошо работает ранее построенная теория [1–3], когда опережающие эффекты выражены слабо и ионизация происходит за фронтом газодинамической УВ (беспробойный режим). Магнитное поле в структуре решения меняется незначительно.

Во втором и третьем режимах развиваются зоны электрического пробоя перед газодинамической УВ при разных механизмах ионизации. Наличие проводящей области перед скачком плотности приводит к экранировке электрического поля. Этот нестационарный процесс описывается качественно решением [18]

$$(3.1) \quad E = E_0 [\exp(-y)(R + \exp(-\tau(1+R)))^{1/2} [1+R - \exp(-y) \times (1 - \exp(-\tau(1+R)))^{-1/2}],$$

$$R = 8\pi k J N \alpha_0 u^2 / E_0^2, \quad y = 8\pi i \alpha_0 r / c^2 A, \quad \tau = t E_0^2 / k J A N c^2, \quad A = \alpha / \sigma = \text{const.}$$

Здесь E_0 — собственное электрическое поле в частицах на скачке уплотнения (непосредственно перед газодинамической УВ); u — скорость набегающего потока в системе координат, связанной со скачком; α_0 — начальная степень ионизации, обеспечиваемая, например, фотоионизацией. Из (3.1) следует, что с ростом r электрическое поле падает (экранировка), при $t \rightarrow \infty$ происходит выход на стационарное состояние.

Критерием существования режима с пробоем служит $u_p H_0 / (c p_0 (E / p_0)_{\text{пр}}) > 1$, когда собственное электрическое поле E , генерируемое волной, оказывается больше пробойного значения для газа, так что перед разрывом развивается процесс лавинной ионизации в электрическом поле. Во втором режиме с электрическим пробоем опережающее излучение из-за фронта скачка создает затравочные свободные электроны для таунсендовского процесса ионизации. В этом случае для анализа явления существенными оказываются поглощение излучения непрерывного спектра в неравновесной зоне ионизационной релаксации за фронтом газодинамической УВ и учет немаксвелловского характера функции распределения свободных электронов по энергиям при развитии ионизации в электрическом поле в зоне перед скачком плотности. На рис. 2 показано распределение E , H , α в лагранжевых координатах в два последующих момента времени (отмечены цифрами 1, 2), где S — зона размазанной в расчетах газодинамической УВ, $p_0 = 13$ Па, $T_0 = 300$ К, $H_0 = 1200$ Гс, $u_p = 5 \cdot 10^6$ см/с. На рис. 3 показано распределение T , T_e , ρ в момент времени, отмеченный на рис. 2 цифрой 1.

Из расчетов следует (рис. 2, 3), что с течением времени область МГД-взаимодействия перед газодинамической УВ сокращается (зона изменения E , H перед S в режимах 1, 2). С течением времени развивается процесс ионизации, так что $\text{grad}|E|$ перед скачком S падает, что в свою очередь вызывает замедление процесса ионизации перед скачком и сокращение зоны пробоя. Толщина зоны пробоя в проведенных расчетах порядка 4 см (рис. 2, один интервал s в невозмущенной области соответствует $\sim 0,5$ см). Основное изменение магнитного поля происходит в зоне пробоя. В третьем режиме основной источник свободных электронов — фотоионизация опережающим излучением. При этом наличие электрического поля определяет равновесную степень ионизации перед скачком, достигаемую в про-

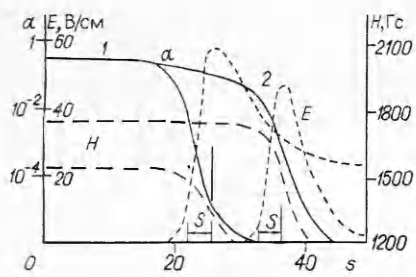


Рис. 2

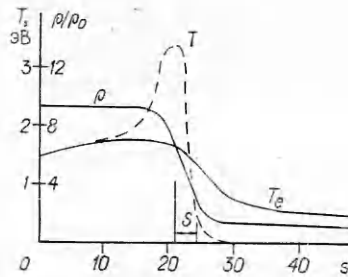


Рис. 3

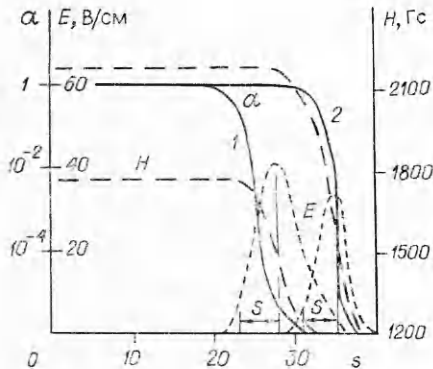


Рис. 4

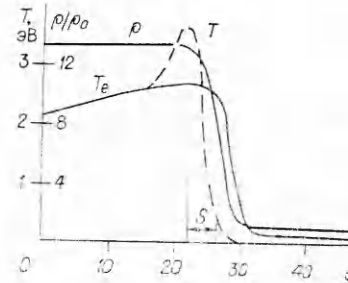


Рис. 5

цессе фотоионизации. Такая ситуация возникает для очень сильных УВ ($D > 7$ км/с, $p_0 \sim 13$ Па), равновесная температура за которыми превышает 2 эВ (рис. 4, 5). На рис. 4 приведено распределение E , H , α в лагранжевых координатах в два последующих момента времени, $p_0 = 13$ Па, $T_0 = 300$ К, $H_0 = 1200$ Гс, $u_p = 8 \cdot 10^6$ см/с. На рис. 5 дано распределение T , T_e , ρ в момент времени, отмеченный на рис. 4 цифрой 1. При этом в расчетах оказывается, что характерное время фотоионизации $\tau \sim 10^{-7}$ с, так что α перед скачком можно считать равновесной функцией T_e . Из расчетов вытекает, что толщина пробойной зоны несколько сокращается, а экранировка E более резкая, чем в случае, изображенном на рис. 2, 3. Время выхода на стационарное состояние определяется уравнением (1.6) и оказывается порядка времени эксперимента [4]; стационарного решения не наблюдается. Отличие от второго режима с пробоем регулируется критерием

$$(3.2) \quad \frac{\dot{\alpha}_{\text{фот}}}{\dot{\alpha}_{\text{уд}}} = \frac{2\pi S_{\text{фот}}(T_2) \exp(-r/l)}{N_0 k J l \alpha T_a} \approx \frac{10^4 \exp(-J/T_2)}{p_0 A \exp(-B c p_0 / u_p H_0)} \gg 1$$

$$(l = k_v^{-1} \quad (1.12), \quad \alpha \sim 1, \quad r \approx 0),$$

где T_a вычисляется для $E/p = u_p H_0 / c p_0$; A , B — эмпирические константы [14], известные для разных газов; поток излучения определяется планковским спектром с $\alpha = \alpha_{eq}$; T_e — равновесная температура за газодинамической УВ. В оценке (3.2) пренебрегается поглощением излучения в релаксационной зоне за скачком плотности. Длина свободного пробега вычисляется для частот $\hbar\nu = kJ$. Скорость ионизации во всей зоне пробоя идет по Таунсенду.

Наиболее отличительная черта решения в цилиндрической геометрии по сравнению с плоским случаем — более резкое спадание E до 0 перед скачком в силу геометрии задачи.

В таблице приведены экспериментальные и расчетные значения параметров в решении для цилиндрической геометрии. Расчетные значения H_2 брались на движущемся поршне, $E_l = u_p H_2$, заметно их система-

Начальные и граничные условия			Эксперимент			Расчет		
$H_0, \text{Гс}$	$p_0, \text{Па}$	$u_p, \text{см/мкс}$	H_2/H_0	$E_l, \text{В/см}$	$D, \text{см/мкс}$	H_2/H_0	$E_l, \text{В/см}$	$D, \text{см/мкс}$
2140	32,5	4,2	1	71	4,2	1,05	94,4	4,44
1280	32,5	4,35	1	53	4,65	1,1	61,2	4,98
420	13	4,7	1	18	4,8	1,14	22,5	5,07
420	32,5	5	1	16	5,25	1,21	25,4	5,31
420	13	6,75	1,54	15	7,3	1,61	45,6	7,22
420	13	6,75	2,45	—	7,3	2,78	78,8	7,22
1280	13	6,75	1,3	85	6,7	1,4	120,9	7,12
1280	13	6,75	1,65	79	6,7	1,72	148,6	7,12
2140	32,5	6,25	2,12	138	7,0	2,18	291,6	6,94
2140	32,5	6,25	2,29	139	7,0	2,62	350,4	6,94

тическое завышение над экспериментальными, что, в частности, связано с размазыванием в расчетах газодинамической УВ. Скорость распространения УВ укладывается в 10 % ошибки эксперимента. Существенное завышение расчетных значений электрического поля в лабораторной системе координат над экспериментальными связано с тремя причинами: во-первых, завышение расчетного значения магнитного поля за скачком; во-вторых, предположение при расчетах постоянства скорости поршня, в то время как скорость магнитного поршня в эксперименте падает с течением времени, о чем свидетельствует и рассогласование значений $u_p H_2$, E_l в эксперименте; в-третьих, в эксперименте E_l снималось непосредственно за скачком, где в силу геометрии задачи $u < u_p$, что приводит к заниженным значениям E_l .

ЛИТЕРАТУРА

- Куликовский А. Г., Любимов Г. А. О МГД ударных волнах, ионизирующих газ // ДАН СССР.— 1959.— Т. 129, № 1.
- Бармин А. А., Куликовский А. Г. Об ударных волнах, ионизирующих газ при наличии произвольно ориентированного магнитного поля // Проблемы гидромеханики и механики сплошной среды.— М.: Наука, 1969.
- Бармин А. А., Куликовский А. Г. Об ударных волнах, ионизирующих газ, находящийся в электрическом поле // ДАН СССР.— 1968.— Т. 178, № 1.
- Sterbins C. F., Vlases G. G. An experimental study of transverse ionizing MHD shock waves // J. Plasma Phys.— 1968.— V. 2, pt 4.
- Sorrell F. Y. Current sheet dynamics in an inverse pinch shock tube // Phys. Fluids.— 1968.— V. 11, N 5.
- Hoffert M. I. Precursor ionization effects on magnetohydrodynamic switch-on structure // J. Plasma Phys.— 1970.— V. 4, N 3.
- Lieberman M. A., Velikovich A. L. Physics of ionizing shock waves in magnetic fields // Physics reports.— 1982.— V. 84, N 1.
- Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики.— М.: Наука, 1980.
- Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн.— М.: Наука, 1977.
- Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1982.
- Mathers C. D. Transverse MHD shock waves in a partly ionized plasma. Pt 2. Shock structure in hydrogen // J. Plasma Phys.— 1980.— V. 23, N 1.
- Райзер Ю. П. Современная физика газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980.
- Солоухин Р. И., Якоби Ю. А., Компи А. В. Оптические характеристики водородной плазмы.— Новосибирск: Наука, 1973.
- Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда.— М.: Атомиздат, 1961.
- Крэмpton Л., Хаксли Р. Диффузия и дрейф электронов.— М.: Мир, 1967.
- Пилюгин Н. Н., Тирский Г. А. Основы динамики излучающего газа.— М.: Изд-во МГУ, 1979.
- Шуп Т. Решение инженерных задач на ЭВМ.— М.: Мир, 1982.
- Успенский В. С. О распространении волны ионизации перед ударной волной в магнитном поле // Механика деформируемых сред.— М.: Изд-во МГУ, 1985.

Поступила 19/VIII 1987 г.,
в окончательном варианте — 11/I 1988 г.