

пустить появления электрического пробоя в рабочем объеме ВМГ. Согласно предварительному расчету, величина начальной энергии должна быть не более 50 кДж, а время ее ввода ~ 60 мкс. При таком условии осевое смещение двенадцатого витка не будет превышать к концу работы ВМГ 2,5 мм. Чтобы точнее зафиксировать начало появления пробоя в катушке в случае его возникновения, взрывные подсветки в этом опыте не применялись. На фиг. 6 представлены результаты эксперимента. На фиг. 6, б оба луча — производные тока ВМГ, метки времени 5 мкс. Электрические пробои в спирали не зарегистрированы. Кривые производных тока нарастают плавно без характерных «скачков». По сравнению с предыдущими генераторами в опыте была получена наибольшая величина конечного тока $\sim 1,4$ МА.

В процессе взрывных экспериментов с ВМГ было установлено, что смещение витков приводит к возникновению электрических пробоев в рабочем объеме ВМГ и снижению величины конечного тока. Электрические пробои удалось ликвидировать за счет уменьшения осевого смещения витков путем снижения величины начального тока и времени его нарастания и введения изоляции на витках. Предпринятые меры позволили в исследуемой конструкции поднять величину конечного тока с 0,8 до 1,4 МА, т. е. в 1,7 раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shearer J. W., Abraham F. F. et al. Explosive-driven magnetic-field compression generators. — Appl. Phys., 1968, vol. 39, N 4.
2. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
3. Chernyshev V. K., Zharinov E. I., Demidov V. A., Kazakov S. A. High-inductance explosive magnetic generators with high energy multiplication. — In: Megagauss Physics and Technology. Ed. by P. I. Turchi. N. Y. — L.: Plenum Press, 1979.
4. Pavlovski A. I., Lyudaev R. Z. et al. Formation and transmission of magnetic cumulation generators electromagnetic energy pulses. — In: Megagauss Physics and Technology. Ed. by P. I. Turchi. N. Y. — L.: Plenum Press, 1979.
5. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1966.

Поступила 11/XI 1983 г.

УДК 537.226 : 536.421 + 536.46

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕРАВНОМЕРНО НАГРЕТОГО ДИЭЛЕКТРИКА С СВЧ-ПОЛЕМ

А. Г. Мержанов, В. А. Радучев, Э. Н. Руманов
(Черноголовка)

Используя резкий рост электропроводности с температурой, авторы работы [1] осуществили плавление диэлектрика за счет передачи тепла в твердую фазу из расплава, поглощающего ВЧ-мощность. В [2] рассматривался тепловой режим движения межфазной границы при нагреве расплава постоянным током и при индукционном нагреве. В данной работе исследуется структура тепловой волны, формирующейся в окрестности расплава, при СВЧ-нагреве. Изучено распределение тепловых потоков и полей, определяются предельные значения параметров, при которых еще имеет место тепловая устойчивость области расплава.

1. Если в волноводе с диэлектрическим наполнением * создать участок расплава и подать мощность от СВЧ-генератора, то расплав, поглощая часть этой мощности, будет греться, нагревать соседние слои твердой фазы и плавить их. Таким образом, область расплава распространяется по волноводу навстречу генератору. Вследствие боковых тепловых потерь эта область будет ограниченной. Движение границы расплава по волноводу напоминает распространение газового СВЧ-разряда, исследованное в [3].

* При достаточной диэлектрической проницаемости вещества можно рассматривать просто стержень, который будет представлять собой диэлектрический волновод.

Близкая по постановке задача о волне светового горения в твердом диэлектрике рассматривалась в [4]. Однако наличие фазового перехода (сопровождающегося скачком проводимости) приводит, как будет показано, к структуре фронта и закономерностям его распространения, отличным от [3, 4].

Нагрев твердой фазы диэлектрика происходит не только за счет притока тепла из расплава, но и за счет собственного поглощения СВЧ-мощности. Причем основная часть тепла выделяется вблизи расплава (при температурах, близких к температуре плавления). Следовательно, можно считать, что в некотором слое твердой фазы, прилегающем к расплаву, действует «собственный» источник тепловыделения. Плотность мощности, выделяющейся в твердой фазе, мала по сравнению с плотностью мощности, выделяющейся в расплаве. Однако пренебречь ею, вообще говоря, нельзя, так как неизвестно заранее отношение ширины областей тепловыделения в твердой и жидкой фазах. Оно должно определяться из решения задачи вместе со скоростью волны плавления. При этом суммарная мощность тепловыделения в твердом диэлектрике может быть немалой величиной по сравнению с суммарной мощностью, выделяющейся в расплаве.

В зависимости от мощности СВЧ-генератора распространение тепловой волны по волноводу может происходить в различных режимах. При достаточной величине подаваемой мощности часть тепла, выделяющегося в расплаве, идет непосредственно на плавление вещества, а часть — на нагрев твердой фазы. Ширина прогретого слоя твердой фазы обратно пропорциональна скорости волны и зависит от поглощаемой диэлектриком мощности. Последняя определяется распределением электромагнитного поля, которое в свою очередь зависит от ширины прогретого слоя. Таким образом, имеет место обратная связь электромагнитных и тепловых процессов. При уменьшении мощности СВЧ-генератора ниже некоторой критической величины расплав замерзает, и по твердому диэлектрику распространяется тепловая волна, подобная рассмотренной в [3]. Условию смены режимов отвечает обращение в нуль потока тепла из расплава в твердую фазу.

2. Электрическое поле в волноводу имеет сложный характер. Однако, поскольку цель работы — лишь качественные оценки, вместо реальных волноводных мод рассматривается, как и в [3], плоская волна согласно уравнению

$$(2.1) \quad \frac{d^2 E}{dx^2} + k^2 E = 0, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left[\epsilon_0 + i \frac{4\pi\sigma(T)}{\omega} \right],$$

где E — напряженность электрического поля; ϵ_0 — действительная часть диэлектрической проницаемости, которая для простоты считается не зависящей от температуры; σ — удельная проводимость диэлектрика.

Уравнение теплопроводности, описывающее одномерное стационарное распространение волны плавления по волноводу без учета боковых теплопотерь, в системе координат, связанной с фронтом волны, имеет вид

$$(2.2) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - c\rho v \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{2} \sigma(T) |E|^2 = 0,$$

где x — координата; T — температура; λ , c , ρ — теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность диэлектрика; v — скорость волны.

Граничные условия для системы (2.1), (2.2):

$$\begin{aligned} x \rightarrow -\infty, \quad T = T_0, \quad E = E_0 e^{ikx} + B e^{-ikx}, \\ x \rightarrow +\infty, \quad dT/dx = 0, \quad E = 0, \end{aligned}$$

E_0 — заданная амплитуда падающей электромагнитной волны на входе волновода; B — неизвестная амплитуда отраженной волны.

Таким образом, имеется самосогласованная задача: профиль температуры в тепловой волне, согласно (2.2), зависит от распределения электри-

ческого поля, которое в свою очередь определяется распределением температуры (2.1).

3. Система (2.1), (2.2) не допускает точного аналитического решения. Для построения приближенного решения используется широко известный в теории горения метод «обрезания» функции тепловыделения в уравнении теплопроводности [5]. Вследствие экспоненциальной температурной зависимости проводимости твердого диэлектрика мощность тепловыделения в нем сильно падает с уменьшением температуры. Будем считать, что все тепло в твердой фазе выделяется лишь внутри характеристического температурного интервала $T_b < T < T_l$ ($T_b = T_l - T_l^2/\Delta$, где Δ — ширина запрещенной зоны диэлектрика, T_l — температура плавления). В расплаве из-за скин-эффекта тепло выделяется в узком поверхностном слое шириной δ . В остальной части расплава (поскольку нет ни тепловыделения, ни теплопотерь) поддерживается постоянная температура T_m .

В соответствии с вышесказанным в диэлектрике можно выделить следующие области (фиг. 1):

$x < 0$, $T < T_b$ — зона прогрева 1;

$0 < x < l$, $T_b < T < T_l$ — зона тепловыделения в твердой фазе 2;

$l < x < l + \delta$, $T_l < T < T_m$ — зона тепловыделения в расплаве 3;

$x > l + \delta$, $T = T_m$ — зона без тепловыделения и теплопотерь 4.

В пределах каждой зоны функции источника и λ в (2.2) заменяются своими средними значениями (для данной зоны). Граничные условия:

$$(3.1) \quad x \rightarrow -\infty, T = T_0, \quad x = 0, T = T_b, \quad q_1 = q_2,$$

$$x = l, T = T_l, \quad q_3 = q_2 + \rho v L, \quad x = l + \delta, T = T_m, \quad dT/dx = 0,$$

q_j — поток тепла через единицу площади в j -й зоне; L — теплота плавления диэлектрика. Решая кусочно-линейную систему (2.2) с граничными условиями (3.1), можно найти профиль температуры (фиг. 1, кривая a) и распределение по зонам тепловых потоков $q_j = \lambda_j(dT/dx)$.

При условии

$$(3.2) \quad q_2(x = l) = 0$$

все тепло, выделяющееся в расплаве, идет на плавление вещества, а прогрев твердой фазы происходит за счет собственного источника тепловыделения Q_s . Условие (3.2) определяет критическое значение мощности, подаваемой на вход волновода от СВЧ-генератора, поскольку при дальнейшем ее снижении происходит кристаллизация расплава. Из (3.1), (3.2) получаются соотношения

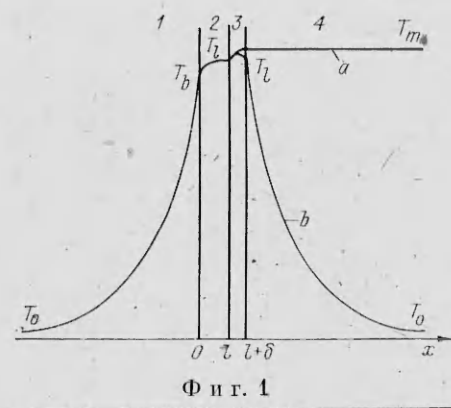
$$(3.3) \quad l = 2\gamma\chi_s v^{-1}, \quad v = (2\gamma\chi_s Q_s/c\rho)^{1/2}(T_l - T_0)^{-1/2}, \quad Q\delta = \rho v L,$$

где $\gamma = (T_l^2/\Delta)(T_l - T_0)^{-1}$; χ_s — температуропроводность твердого диэлектрика; Q — мощность тепловыделения в единице объема; индекс s означает принадлежность величины к твердой фазе. Система (3.3) из трех уравнений не определяет четыре неизвестные величины v , l , Q_s и Q . Недостающее четвертое соотношение можно получить из «электрического» уравнения (2.1), решая его в соответствии с принятой моделью волны плавления при постоянном в пределах каждой зоны значении σ . Решение в j -й зоне имеет вид

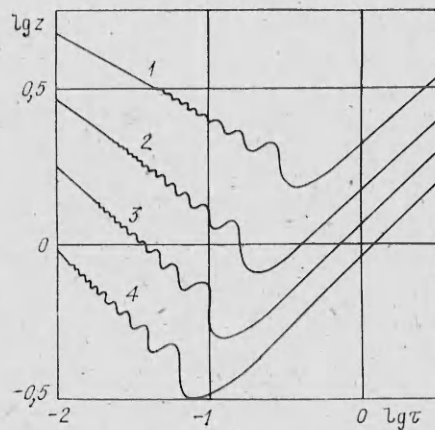
$$E_j = A_j e^{ik_j x} + B_j e^{-ik_j x},$$

где A_j и B_j — комплексные амплитуды падающей и отраженной волн, которые должны быть найдены из граничных условий. Считая амплитуду падающей волны на входе волновода заданной величиной $A_1 = E_0$ и полагая коэффициент отражения от расплава равным единице (только для приближенного расчета поля в твердой фазе), запишем условия непрерывности электрического и магнитного полей на границе зон 1 и 2 в виде

$$E_0 + B_1 = A_2 [1 - \exp(2ik_2 l)], \quad k_1(E_0 - B_1) = k_2 A_2 [1 + \exp(2ik_2 l)],$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

откуда

$$(3.4) \quad B_1 = \frac{k_1 [1 - \exp(2ik_2 l)] - k_2 [1 + \exp(2ik_2 l)]}{k_1 [1 - \exp(2ik_2 l)] + k_2 [1 + \exp(2ik_2 l)]} E_0;$$

$$(3.5) \quad A_2 = \frac{2k_1}{k_1 [1 - \exp(2ik_2 l)] + k_2 [1 + \exp(2ik_2 l)]} E_0.$$

Вектор Пойнтинга для падающей электромагнитной волны в j -й зоне равен $(S_{j0}, 0, 0)$

$$(3.6) \quad S_{j0} = (c_0^2/8\pi\omega) \operatorname{Re} k_j |A_j \exp(ik_j x)|^2.$$

В зону 2 поступает поток энергии плотностью

$$(3.7) \quad S_2 = (1 - R)S_{10} = Q_s l + Q\delta,$$

а в зону 3

$$(3.8) \quad S_3 = (1 - R_3)S_{20}|_{x=l} = Q\delta,$$

где R — коэффициент отражения; R_3 — коэффициент отражения от зоны 3. Из (3.7), (3.8) получается отношение

$$(3.9) \quad Q_s/Q = \delta l^{-1} [(1 - R)(1 - R_3)^{-1} (S_{10}/S_{20}|_{x=l}) - 1].$$

Коэффициент отражения

$$(3.10) \quad R = |B_1/E_0|^2,$$

а R_3 можно записать в виде

$$R_3 = |(k_3 - k_2)/(k_3 + k_2)|^2$$

(см., например, [6]). Разложив последнее выражение в ряд по степеням малой величины $(\sigma_s/\sigma)^{1/2}$ и ограничившись линейными членами, получим R_3 в виде

$$(3.11) \quad R_3 = 1 - (a + b)(2\varepsilon_0\omega/\pi\sigma)^{1/2},$$

где $a = \operatorname{Re} \sqrt{1 + i(4\pi\sigma_s/\varepsilon_0\omega)}$, $b = \operatorname{Im} \sqrt{1 + i(4\pi\sigma_s/\varepsilon_0\omega)}$. С учетом (3.6), (3.10) и (3.11) выражение (3.9) принимает вид

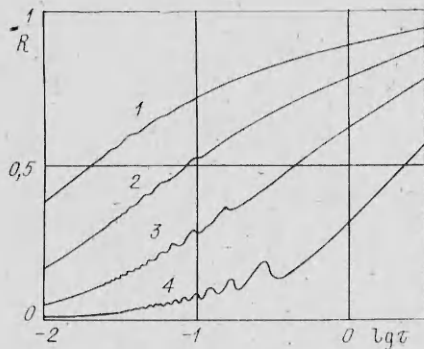
$$(3.12) \quad Q_s/Q = \delta l^{-1} [(\pi\sigma/2\varepsilon_0\omega)^{1/2} a^{-1} (a + b)^{-1} (E_0^2 - |B_1|^2) \times \\ \times |A_2 \exp(ik_2 l)|^{-2} - 1].$$

Это и есть соотношение, замыкающее систему (3.3). Из (3.3) следует

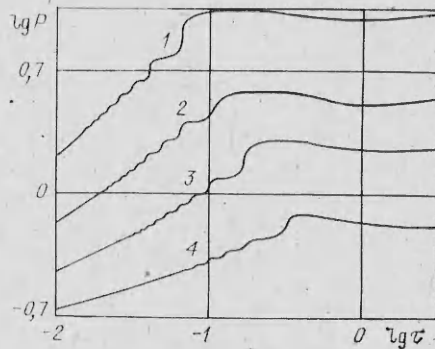
$$(3.13) \quad Q_s/Q = (\delta c/lL)(T_l - T_0). \quad \square$$

Исключая из (3.12), (3.13) отношение Q_s/Q , можно получить уравнение относительно l — ширины зоны 2:

$$(3.14) \quad E_0^2 - |B_1|^2 = a(a + b)(2\varepsilon_0\omega/\pi\sigma)^{1/2} [1 + (c/L)(T_l - T_0)] |A_2 \exp(ik_2 l)|^2.$$



Ф и г . 3



Ф и г . 4

Выражения для комплексных амплитуд B_1 и A_2 даются формулами (3.4) и (3.5). Рассчитав из (3.14) величину l , по формулам (3.3) можно определить значения v , Q_s и Q . После вычисления модулей комплексных величин и приведения подобных членов уравнение (3.14) переписывается в безразмерном виде

$$(3.15) \quad \tau^{1/2}(a - b)[\text{sh}(b\tau^{-1}z) - (b/a) \sin(a\tau^{-1}z)] = N,$$

$$a = \text{Re} \sqrt{1 + i\tau}, \quad b = \text{Im} \sqrt{1 + i\tau},$$

где $z = 8\lambda\sigma_s l \varepsilon_0^{-1/2} c_0^{-1}$ — безразмерная толщина зоны 2; $\tau = 4\lambda\sigma_s (\varepsilon_0 \omega)^{-1}$; $N = (2\sigma_s/\sigma)^{1/2} [1 + (c/L)(T_l - T_0)]$. Величину z^{-1} можно рассматривать как безразмерную скорость волны плавления, так как, согласно (3.3), $z = 16\lambda\gamma\sigma_s \chi_s \varepsilon_0^{-1/2} (c_0 v)^{-1}$. На фиг. 2 показана рассчитанная численно из (3.15) зависимость величины z от τ при $N = 0,5; 0,2; 0,1; 0,05$ (кривые 1—4 соответственно). По существу, это зависимость критической толщины зоны 2 (или минимальной скорости волны плавления) от частоты поля для различных материалов (большие N соответствуют окислам переходных металлов, малые — полупроводникам). Она носит немонотонный характер: с увеличением частоты скорость волны проходит через максимум. С помощью (3.4), (3.10) и (3.15) можно рассчитать зависимость коэффициента отражения R от τ и N (фиг. 3, $N = 0,05; 0,1; 0,2; 0,5$, кривые 1—4 соответственно).

С увеличением частоты коэффициент отражения уменьшается (следовательно, возрастает эффективность энерговыклада). В области длин волн, сравнимых с толщиной зоны 2, вследствие интерференционных явлений наблюдаются осцилляции коэффициента отражения. Скорость волны в этой области частот тоже осциллирует (см. фиг. 2). Интерференционные осцилляции поглотительной способности систем металл — окисел при лазерном нагреве металлов в окислительной среде описаны в [7].

Зная частотные зависимости скорости (см. фиг. 2) и коэффициента отражения (см. фиг. 3), можно определить частотную зависимость минимального потока энергии, подаваемой на вход волновода от СВЧ-генератора. Согласно (3.3), (3.7), плотность этого потока в безразмерных переменных имеет вид

$$(3.16) \quad P = [(1 - R)z]^{-1},$$

$$\text{где} \quad P = (c_0 \varepsilon_0^{1/2} / 16\lambda\gamma\sigma_s \lambda_s) (T_l - T_0 + Lc^{-1})^{-1} S_{10}.$$

Серия кривых $P = P(\tau, N)$ изображена на фиг. 4, где линии 1—4 соответствуют $N = 0,05; 0,1; 0,2; 0,5$. Если значение подаваемого потока мощности P_0 лежит ниже соответствующей кривой, расплав исчезает. При этом для описания тепловой волны становятся применимы формулы [3]. Как показывают численные оценки, при переходе к $P_0 < P(\tau, N)$ толщина зоны 2 увеличивается, коэффициент отражения R падает практически до нуля. Скорость волны возрастает, что связано как с уменьшени-

ем R , так и с отсутствием затрат тепла на фазовый переход. Зона 2, в которой поглощается вся энергия поля, «убегает» от зоны 3, и расплав замерзает. Это явление подобно переходу от режима «управления» к «отрыву» в теории многозонного горения [8].

4. Выше рассматривалось адиабатическое распространение волны плавления по диэлектрическому волноводу. Влияние боковых теплопотерь на основные характеристики процесса (скорость волны, минимальные энергозатраты, максимальная температура расплава) можно учесть, если ввести в левую часть уравнения теплопроводности (2.2) член $[-4\text{Bi}d^{-1}\lambda(T - T_0)]$. Как указывалось выше, в неадиабатическом случае область расплава становится ограниченной. Ширина ее зависит от интенсивности теплоотвода, т. е. от критерия Био Bi . Ограничимся расчетом Bi , при котором эта ширина совпадает с шириной скин-слоя δ . Структура такой волны плавления показана на фиг. 1 (кривая b). Теплоотвод с поверхности волновода происходит в основном в зонах 1 и 4, так как их ширина намного больше ширины зон 2 и 3. Поэтому при записи уравнения теплопроводности в зонах 2 и 3 боковую теплоотдачу можно не учитывать. Граничные условия для первых трех зон остаются прежними. Для зоны 4 они имеют вид

$$x = l + \delta, T = T_l, q_3 - q_4 = \rho v L; x \rightarrow +\infty, T = T_0.$$

Вычисления приводят к уравнению для ширины зоны 2, совпадающему с (3.15), однако параметр N становится равным

$$N = (\sigma_s/\sigma)^{1/2} [4 + (c/L)(T_l - T_0)].$$

Представленные на фиг. 2 и 3 зависимости $z = z(\tau, N)$ и $R = R(\tau, N)$ справедливы и для неадиабатического случая. Скорость волны плавления связана с шириной зоны 2 соотношением

$$v = 2\gamma\lambda_s l^{-1} [4 + 2Lc^{-1}(T_l - T_0)^{-1}]^{-1}.$$

Максимальная температура расплава

$$T_m = T_l + (Q\delta^2/8\lambda).$$

Средние плотности мощности тепловыделения в твердой фазе и в расплаве

$$Q_s = 2\gamma\lambda_s l^{-2}(T_l - T_0),$$

$$Q = 2\gamma\lambda_s (l\delta)^{-1}(T_l - T_0) [4 + (c/2L)(T_l - T_0)^{-1}]^{-1},$$

а соответствующее значение критерия Био

$$\text{Bi} = 2\gamma(d/l)^2 [4 + (2c/L)(T_l - T_0)^{-1}]^{-1}.$$

Для величины

$$P = (c_0 \epsilon_0^{1/2} / 16\pi\gamma\sigma_s\lambda_s) (T_l - T_0)^{-1} [2 + (c/L)(T_l - T_0)] \times \\ \times [4 + (c/L)(T_l - T_0)^{-1}]^{-1} S_{10}$$

получается формула, совпадающая с (3.16), так что результаты, представленные на фиг. 4, сохраняют свое значение.

В заключение следует отметить, что введение резкой границы между зонами 1 и 2, а также приближение $R_3 = 1$ увеличивают коэффициент отражения R . Поэтому рассчитанное значение потока энергии S_{10} следует считать оценкой сверху.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров В. И., Осико В. В. и др. Новый метод получения тугоплавких монокристаллов и плавленых керамических материалов. — Вест. АН СССР, 1973, № 12.
2. Мержанов А. Г., Радучев В. А., Руманов Э. Н. Тепловые волны плавления и кристаллизации диэлектрика. — ДАН СССР, 1980, т. 253, № 2.
3. Райзер Ю. П. Распространение СВЧ-разряда высокого давления. — ЖЭТФ, 1971, т. 61, № 1.

4. Поторовская И. Е., Трибельский М. И., Фишер В. И. О волне ионизации, поддерживаемой мощным монохроматическим излучением. — ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 6.
5. Зельдович Я. Б. К теории распространения пламени. — ЖФХ, 1948, т. 22.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматгиз, 1957.
7. Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С. Термохимические явления, стимулированные лазерным излучением. — Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1981, т. 45, № 6.
8. Мержанов А. Г., Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. Многозонное горение конденсированных систем. — ПМТФ, 1972, № 6.

Поступила 2/XII 1983 г.

УДК 533.9.07

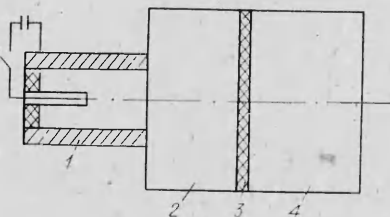
ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБОЛОЧКИ С ТОКОМ В ВОЛНЕ РАЗРЕЖЕНИЯ

В. С. Комельков, А. П. Кузнецов, А. С. Плешанов
(Москва)

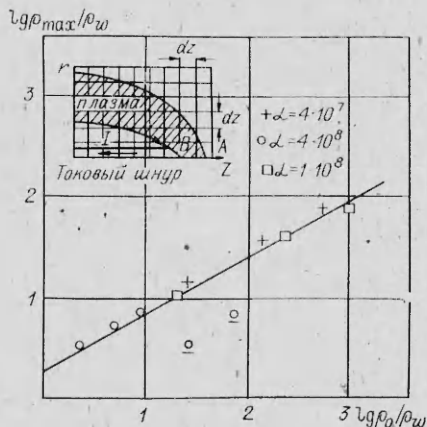
Работа является продолжением исследований [1, 2]. В [2] было показано как экспериментально, так и теоретически, что плазменная оболочка, генерированная коаксиальным ускорителем, может быть ускорена и за пределами коаксиала. Там же было указано на существование пределов такого ускорения. Оказалось, что высокие параметры ускоренной плазмы могут быть получены (на токах порядка 1 МА) лишь при относительно невысокой плотности газа (число атомов водорода $n \leq 10^{17}$ 1/см³), заполняющего ускоритель. Для описанного в [1, 2] эксперимента требуется заполнение межэлектродного пространства газом, плотность которого на порядок превышает ту, при которой возможно получение высокотемпературной плазмы. Возникает противоречие между требованиями для осуществления эксперимента и условиями получения высокопараметрических плазменных образований. Это противоречие, на наш взгляд, может быть устранено, если ускорение плазмы проводить в волне разрежения, распространяющейся навстречу движению плазменной оболочки. При соответствующей синхронизации движения плазмы и волны разрежения можно обеспечить развитие разряда и формирование оболочки в достаточно плотном газе, а ускорение плазмы осуществлять, как и в [2, 3], за срезом ускорителя в существенно менее плотной среде, сформированной волной разрежения.

Данная работа и была посвящена численному исследованию возможностей такого ускорения плазмы. Одна из возможных его схем приведена на фиг. 1, где 1 — коаксиальный ускоритель с накопителем энергии, 2 — ускорительная камера, 3 — раскрываемая диафрагма, 4 — откачиваемая секция. Процесс в такого рода установке развивается следующим образом. Коаксиальный ускоритель выбрасывает в ускорительную камеру плазменный сгусток, который формируется под действием текущего тока в оболочку (фиг. 2). В определенный момент раскрывается диафрагма, образуется волна разрежения, в которой и движется ускоряемая оболочка с током.

Постановка задачи. Рассматривается процесс, происходящий только за торцом коаксиального плазменного ускорителя. Вылетевшая из ускорителя плазма представляет собой осесимметричную оболочку, образованную плазмой, выброшенной из ускорителя, и плазмой, образовавшейся за ударной волной, распространяющейся по окружающему ускорителю газу. Внутри оболочки су-



Ф и г. 1



Ф и г. 2