

3. Pohl D. Self-focusing of TE_{01} and TM_{01} light beams: influence of longitudinal field components.—«Phys. Rev.», 1972, vol. 5A, N 4.
4. Sodha M. S., Nayyar V. P., Tripathi V. K. Asymmetric focusing of a laser beam in TEM_{01} doughnut mode in a nonlinear dielectric.— «J. Opt. Soc. Amer.», 1974, vol. 64, N 7.
5. Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И. Усредненное описание световых пучков в линейных и нелинейных средах (метод моментов.)—«Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика», 1971, т. 14, № 7.
6. Захаров В. Е., Соболев В. В., Сынах В. С. Исследование поведения световых пучков в нелинейных средах.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, вып. 1.
7. Колоколов А. А. Устойчивость стационарных решений нелинейного волнового уравнения.—«Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика», 1974, т. 17, № 9.
8. Маркузе Д. Оптические волноводы. М., «Мир», 1974.
9. Биргер Е. С., Ляликова Н. Б. О нахождении для некоторых систем обыкновенных дифференциальных уравнений решений с заданным условием на бесконечности.— ЖВММФ, 1965, т. 5, № 6.

УДК 533.9+537.52+539.893

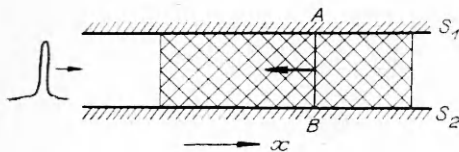
О РЕЖИМЕ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ С ПОСТОЯННЫМ ИМПЕДАНСОМ

М. Е. Герцеништейн, В. А. Погосян

(Москва)

Известно, что проводимость плазмы σ сильно зависит от температуры T [1], $\sigma \sim T^{3/2}$, что приводит к нарушению согласования плазмы при ее нагреве с источником энергии и к падению КПД нагрева. Постоянство импеданса облегчает задачу широкополосного согласования источника энергии с мишенью [2, 3]. В данной работе показано, что при импульсном нагреве твердотельной плазмы в режиме распространения волны ионизации [4] импеданс меняется мало.

Рассмотрим твердый диэлектрик, помещенный между проводниками S_1 и S_2 линии передачи (фиг. 1). Внутри диэлектрика находится тонкая проводочка или пленка AB . Ограничимся простейшим случаем, когда проводники S_1 и S_2 — плоскопараллельные пластины. На линию подается мощный радио- или видеоимпульс [5, 6], пленка взрывается [7, 8], и от нее распространяется волна ионизации, картина поля и тока показана на фиг. 2. Фронт ионизации распространяется налево, слева перед фронтом $E_1 \neq 0$, в диэлектрике $\sigma_1 = 0$, справа за фронтом ионизации $\sigma = \sigma_2$. Поле СВЧ или короткого импульса не проникает внутрь проводящей плазмы за фронтом ионизации ($E_2 = 0$), поэтому импульсный ток j равен нулю всюду, кроме тонкого скин-слоя, в котором выделяется энергия, и распространение разряда, как отмечалось в [4], полностью аналогично процессу детонации [4, 9]. В показанной на фиг. 1 системе возможно распространение как волны пробоя, так и волны ионизации, причем распространяется только волна, имеющая большую скорость [4].



Ф и г. 1

Процессы распространения волны ионизации в газах подробно рассмотрены в работе [4], работы [10, 11] были первыми по рассмотрению распространения волны ионизации. В данной работе исследованы особенности распространения волны ионизации при плотностях конденсированного состояния.

Для скорости плоской детонационной волны D и удельной внутренней энергии ε вещества за фронтом справедливы соотношения [4, 9]

$$(1) \quad D = [2(\gamma^2 - 1)(S/\rho)]^{1/3};$$

$$(2) \quad \varepsilon = \frac{2^{2/3}}{(\gamma^2 - 1)^{1/3} (\gamma + 1)} (S/\rho)^{2/3} = \frac{\gamma}{(\gamma^2 - 1)(\gamma + 1)} D^2,$$

где S — поток поглощаемой энергии, эрг/(с·см²); ρ — плотность вещества; γ — эффективный показатель адиабаты [9].

Пусть, например [7], энергия импульса $10 \text{ кДж} = 10^{11}$ эрг, длительность $\tau = 10^{-9}$ с, что соответствует мощности $\sim 10^{13} \text{ Вт} = 10^{20}$ эрг/с, нагреваемый образец — цилиндр радиуса $r_0 = 1 \text{ мм}$ и длиной 2 мм , боковая поверхность цилиндра $\sim 10 \text{ мм}^2 \sim 0,1 \text{ см}^2$, $S \sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2 = 10^{21}$ эрг/(с·см²). Для твердого диэлектрика можно взять $\rho \sim 1 \text{ г/см}^3$.

Вопрос об эффективном показателе адиабаты значительно сложнее, так как при больших плотностях с учетом многократной ионизации вещество не является идеальным газом [9]. Для грубых оценок возьмем $\gamma = 1,33$, как для многократно ионизированного газа [4, 9], результат слабо зависит от γ . Тогда

$$D = 1,23 \cdot 10^7 \text{ см/с} \sim 10^7 \text{ см/с}, \quad \varepsilon = 1,14 \cdot 10^{14} \text{ см}^2/\text{с}.$$

Поэтому за время нагрева фронт волны ионизации пройдет всего $10^{-2} \text{ см} = 0,1 \text{ мм}$. Можно видеть, что для подобных мишеней $D \sim r_0^{-2/3}$, $\varepsilon \sim r_0^{-4/3}$. Для давления имеем в приближении идеального газа

$$(3) \quad p \simeq (\gamma - 1) \rho \varepsilon = \frac{2^{2/3} (\gamma - 1)^{1/3}}{\gamma + 1} \rho^{1/3} S^{2/3}.$$

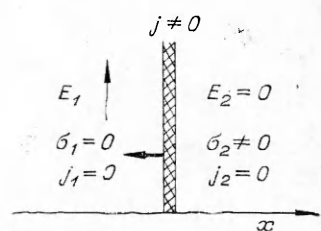
Для рассматриваемого выше примера $\rho \sim 0,38 \cdot 10^8$ ат. При выводе соотношений (1), (2) не учитывается давление электрического и магнитного полей. Такое пренебрежение в данном случае оправдано, ибо давление поля значительно меньше давления вещества. Поэтому не будут проявляться неустойчивости, характерные для удержания плазмы магнитным полем.

В системе координат, связанной с распространяющейся плоской волной, явление стационарно, поэтому в этой системе комплексный импеданс постоянен. При пересчете в лабораторную систему координат импеданс остается постоянным, если

$$(4) \quad D\tau \ll \lambda, \quad \lambda = c/\omega_m \sim c\tau/\pi,$$

где ω_m — верхняя граничная частота спектра видеоимпульса. Это неравенство эквивалентно условию

$$(5) \quad D \ll c/\pi,$$



Ф и г. 2

которое при $S \sim 10^{14} - 10^{16}$ Вт/см² выполняется с большим запасом. Для волны произвольной конфигурации необходимо дополнительное условие $D\tau < L$, L — характерный поперечный размер. Для радиоимпульса λ в формуле (4) соответствует длине волны несущей. Для видеоимпульса (5) выполняется с большим запасом, а для радиоимпульса (4) накладывает ограничения либо на рабочую частоту, либо на длительность импульса. Условие (4) заведомо не выполняется при лазерном нагреве плазмы [12].

Согласно (3), давление слабо зависит от степени ионизации \tilde{z} , для больцмановского газа имеем

$$p = nkT = n_+(1 + \tilde{z})kT, \quad T \sim 1/(1 + \tilde{z}).$$

Ширина фронта волны ионизации определяется следующими факторами: конечным временем ионизации и конечным временем обмена энергией между электронами и тяжелыми ионами; электронной и лучистой теплопроводностью; конечной толщиной скин-слоя.

Максимальный свободный пробег для излучения в воздухе равен 0,6 см [9], пересчет дает значение пробега 3 мкм. Электрическое поле греет электроны, отношение электронной и ионной теплоемкостей в больцмановском газе равно отношению числа частиц и z , поэтому температура электронов незначительно превышает окончательную температуру за фронтом, электроны опережают фронт на расстояние порядка дебаевского радиуса d

$$d \sim v_0/\omega_0 = (c/\omega_0)(v_0/c), \quad v_0 \sim \sqrt{2kT/m},$$

даже при однократной ионизации ω_0 соответствует ультрафиолетовой области, поэтому $d < 10^{-5}$ см = 0,1 мкм. Ионизацию электронным ударом можно грубо рассматривать как столкновение между горячим и атомным электронами. Обмен энергией между частицами равной массы происходит быстро в отличие от обмена между электронами и ионами. При сечении ионизации в максимуме 10^{-16} см² [9] времена малы. Заметим, что все вычисления необходимо строго провести для конденсированных сред, что является непростой задачей ввиду индивидуальных особенностей различных веществ [9, 13]. Оценим проводимость плазмы и толщину скин-слоя. Для полностью ионизированного газа

$$\sigma = \frac{e^2 n_-}{m\nu} \sim \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_0^2}{\nu} \cong \frac{n_-}{n_0 z^2} T^{3/2} \sim \frac{1}{z} T^{3/2}$$

Для водородной плазмы ($z = 1$) при $T = 1,4$ кэВ проводимость близка к проводимости меди [1]. Для не полностью ионизированного газа надо учитывать также потерю направленной скорости свободных электронов при столкновениях со связанными электронами (этим обстоятельством мы пренебрегаем). Для не полностью ионизированного газа $z^2 \sim I_n \sim T$, поэтому при изменении температуры и синхронном изменении ионизации $\sigma \sim T$. Глубина скин-слоя s определяется проводимостью σ и частотой сигнала: $s \sim 1/\sqrt{\sigma}$, $s \sim 1/\sqrt{f}$, причем для импульса $f \sim 1/\pi\tau$, где τ — длительность. Для меди при $f = 100$ мГц $s \cong 6$ мкм, поле $\sim e^{-x/s}$, тепло-выделение, квадратичное по полю, происходит в основном на глубине $s/2 \sim 3-4$ мкм. Если, например, $T = 1,4$ кэВ, то будет ионизирован полностью Na или Mg и проводимость будет хуже, чем у меди, несколько более чем на порядок ($s \sim 18$ мкм, $s/2 \sim 9$ мкм). Для температур $T = 140$ эВ падение проводимости, согласно (5), составит еще порядок, поэтому $s/2 \sim 30$ мкм. Так как на переднем фронте волны ионизации темпера-

тура и проводимость малы, то приведенные выше значения необходимо несколько увеличить.

Таким образом, как и для СВЧ нагрева [4], ширина фронта ионизационной волны определяется в основном толщиной скин-слоя. Ввиду высокой проводимости плазмы активное сопротивление образца невелико (доли ома), вблизи образца $\xi = H/E \gg 1$ и для согласования мишени с линией передачи необходим широкополосный трансформатор сопротивления [2, 3]. Пробойные поля для полимеров при импульсах длительностью 5—100 нс составляют 10^7 В/см [14, 15]. Строгой теории импульсного пробоя диэлектриков для полимеров не существует [16, 17], в газах наблюдается сильное увеличение электрической прочности для очень коротких импульсов [18, 19], для диэлектриков надежных данных нет. Поэтому примем значение поля $E = 10^7$ В/см. В практической системе единиц для потока энергии имеем

$$S \cong [EH] = (\xi E^2/\eta) \sqrt{\epsilon}; \eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377 \Omega.$$

При $\xi = 30$, $\epsilon = 4$ имеем $S = 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см².

Для существования волны ионизации необходимо, чтобы ее скорость превышала скорость волны пробоя, это условие не совпадает с условием отсутствия пробоя. В случае, если предельное поле превышает в три раза значение пробивного поля, приходим к величине потока $S \sim 10^{14}$ Вт/см².

Из сказанного следует, что в возбуждаемых видеоимпульсом волнах ионизации в конденсированных средах можно получить высокие температуры и давления при высоком КПД нагрева, что представляет интерес для физики высоких плотностей энергии [12].

Авторы выражают благодарность С. А. Региреру и А. А. Бармину за интерес к работе и ценные замечания.

Поступила 25 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции.— ФМ, 1961.
2. Маттей Л. Д., Янг Л., Джонс Е. Н. Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Т. 1, 2. М., «Связь», 1971, 1972.
3. Фано Р. М. Теоретические ограничения полосы согласования произвольных импедансов. М., «Сов. радио», 1965.
4. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.
5. Электрический взрыв проводников. М., «Мир», 1965.
6. Взрывающиеся проволоочки. М., «Мир», 1963.
7. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М., «Сов. радио», 1974.
8. Герценштейн М. Е., Магнушевский В. Р., Степанов Б. М. Трансформация временного масштаба импульсов при помощи электронного зайчика.— РТЭ, 1976, т. 21, № 5, с. 1115.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
10. Велихов Е. П., Дыхне А. М.— В кн.: Труды Международного симпозиума по ионизационным явлениям в газах. Белград, 1965.
11. Дыхне А. М.— В кн.: Некоторые вопросы исследования газоразрядной плазмы и создания сильных магнитных полей. М., «Наука», 1970.
12. Физика высоких плотностей энергии. М., «Мир», 1973.
13. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. М., «Наука», 1961.
14. Воробьев А. А. Электрический пробой и разрушение твердых тел. М., «Высш. школа», 1966.
15. Мельников М. А. Физика диэлектриков. М., Изд-во АН СССР, 1960.
16. Сканави Г. И. Физика диэлектриков (область сильных полей).— ФМ, 1957.

17. Франц В. Пробой диэлектриков. М., ИЛ, 1961.
18. Месяц Г. А., Бычков Б. И. Статистическое исследование запаздывания пробоя коротких газовых промежутков в сверхвысоких электрических полях в наносекундном диапазоне.— ЖТФ, 1967, т. 37, № 9, с. 1712.
19. Станкевич Р. Л., Калинин М. С. Повышение пробивных напряженностей поля в двухэлектродных промежутках с катодами из монокристаллов при высоких давлениях.— ЖТФ, 1966, т. 36, № 8, с. 1499.

УДК 537.529

К ВОПРОСУ ОБ ОТРЫВЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЯДРЕ ПОТОКА КАНАЛА МГД-УСКОРИТЕЛЯ

В. И. Белых

(Жуковский)

Рабочие характеристики МГД-устройств зависят от коэффициента электропроводности плазмы, поэтому важно знать, каким образом можно его увеличить, учитывая в то же время конструктивные возможности используемых материалов.

Вообще говоря, в результате взаимодействия плазмы с электрическим полем температура электронов становится отличной от температуры ионов и нейтралов, а так как коэффициент электропроводности плазмы зависит от температуры электронов, то неравновесная ионизация в плазме вызывает большой интерес. В работах [1—3] предпринята попытка теоретически и экспериментально показать наличие неравновесной ионизации в плазме аргона с присадкой калия. В [4, 5] также исследовалась неравновесная ионизация благородных газов с присадкой щелочного металла.

В [6, 7] рассматривалось влияние повышенной электронной температуры вблизи поверхности изоляционной стенки в предположении равновесной концентрации электронов поперек пограничного слоя. Равновесная концентрация определялась из уравнения Саха. Подобное допущение справедливо в ядре потока, т. е. в невозмущенной области плазмы.

В данной работе исследуется невозмущенная область плазмы с учетом диффузии и ионизации заряженных частиц при различных концентрациях присадки калия в азот. Рассматривается плотная плазма при давлении $p \sim 0,1$ ат, так что температуру ионов и основного газа можно считать одинаковой.

В работе используются следующие допущения: 1) плазма квазинейтральная; 2) все компоненты плазмы, за исключением электронов, находятся в термическом равновесии; 3) магнитное поле отсутствует; электронная температура зависит от напряженности электрического поля и плотности тока.

При сделанных предположениях напряженность электрического поля, потоки частиц и электронная температура связаны соотношениями

$$(1) \quad j = (D_e/\tau_e + D_i/\tau_i)G, \quad G = -j_e\tau_e/D_e, \quad j_i = -j_e\tau_e D_i/\tau_i D_e, \quad j = j_i - j_e, \\ \tau_e = \tau_i + c\sigma_0 G^2/\nu,$$