

## О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ СВЕТОВОГО ПЛАЗМОТРОНА И НЕОБХОДИМОЙ ДЛЯ ЭТОГО МОЩНОСТИ

*К.П. Райзер*

Важные применения в физических исследованиях и технике нашли высокочастотные плазмотроны. В этих устройствах газ продувается по трубке через соленоид, внутри которого горит стационарный индукционный разряд; из трубки вытекает струя плотной плазмы атмосферного давления. Существуют и сверхвысокочастотные плазмотроны. Возникает вопрос: нельзя ли использовать лазер на  $\text{CO}_2$  для непрерывного производства или поддержания плотной плазмы?

Определим минимальную необходимую мощность света и температуру плазмы. Пусть на пути параллельного светового луча радиуса  $R$ , интенсивности  $S$  и мощности  $P = S\pi R^2$  имеется плазма, созданная вначале посторонним источником. Интенсивность света слишком мала для возникновения "световой детонации", имеющей сравнительно высокий порог [1], но достаточна для поддержания "медленного горения", т.е. дозвукового распространения разряда навстречу лучу механизмом теплопроводности (и переноса теплового излучения плазмы). Аналогия между медленным распространением разряда, который поддерживается за счет поглощения потока электромагнитной энергии, и горением была установлена в [2], где на этой основе была построена теория высокочастотного плазмотрона. Аналогией воспользовались и авторы [3] для оценки наблюдаемой скорости медленного распрост-

ранения лазерной искры, которая поддерживается миллисекундным импульсом неодимового лазера.

Осевая длина зоны, которая ответственна за поддержание плазменного фронта, не превышает  $R$ . Поэтому возможна волна, стационарная в системе координат, где фронт покоится, которую мы и рассмотрим. Холодный газ плотности  $\rho_0$  со скоростью  $u$  втекает в волну,

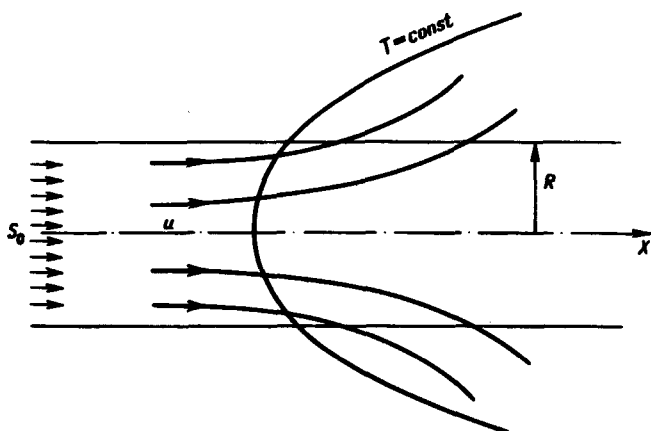


Рис. 1

нагревается и расширяется при постоянном давлении  $p$  (см. рис.1). Будем рассматривать упрощенную одномерную задачу, как если бы световой канал был заключен в трубку. Уравнение для температуры  $T$  имеет вид:

$$\rho_0 u c_p \frac{dT}{dx} = - \frac{dJ}{dx} + F,$$

$$J = - \lambda \frac{dT}{dx}, \quad F = F_+ - F_-, \quad (1)$$

$$F_+ = S \kappa_\nu, \quad F_- = A\theta/R^2 + \Phi, \quad \theta = \int_0^T \lambda(T) dt.$$

Здесь  $c_p$  — удельная теплоемкость,  $\lambda(T)$  — коэффициент теплопроводности,  $\kappa_\nu(T)$  — коэффициент поглощения света, исправленный на вынужденное испускание. Член  $A\theta/R^2$  описывает потери, связанные с теплопроводным вытеканием тепла через боковую поверхность канала, причем число  $A$  зависит только от радиального профиля температуры;  $\Phi(T)$  — потери на тепловое излучение (при  $p = 1$  атм плазма сильно прозрачна для тепловой радиации).

Поглощение света неодимового лазера ( $h\nu = 1,17 \text{ эв}$ ) в области первой ионизации можно вычислить по формуле [4]. Для лазера на  $\text{CO}_2$   $h\nu = 0,124 \text{ эв} \ll kT$ , поглощение чисто тормозное и

$$\kappa_\nu = 10,4 \rho_{\text{атм}}^2 x_e^2 (T^\circ/10^4)^{-7/2} g \text{ см}^{-1},$$

где  $x_e$  – молярная доля электронов, определяемая уравнением Саха,  $g$  – фактор Гаунта ( $g = 2,5$ ). Кривые  $\kappa_\nu$  для воздуха при  $\rho = 1 \text{ атм}$  фактически представлены на рис.2; для  $h\nu = 1,17 \text{ эв}$   $\kappa_{\nu_{\text{max}}} = 0,006 \text{ см}^{-1}$  (при  $T = 16000^\circ$ ), для  $h\nu = 0,124 \text{ эв}$   $\kappa_{\nu_{\text{max}}} = 0,85 \text{ см}^{-1}$  (при  $T = 17000^\circ$ ).

При  $R \approx 1 \text{ мм}$ ,  $\kappa_\nu R \ll 1$ , т.е. луч в волне ослабляется мало:  $S(x) \approx \text{const}$ . Приближенную функцию средних объемных потерь воздуха при  $\rho = 1 \text{ атм}$  для цилиндров с диаметром в несколько миллиметров,  $\phi(T)$ , мы составили путем комбинации данных [5, 6]. Ее можно извлечь из рис.2.

Поскольку  $S(x) \approx \text{const}$ , конечная температура волны (максимальная температура плазмы)  $T_k$  определяется непосредственно из условия  $F = 0$ , причем  $T_k$  соответствует верхняя точка пересечения кривых  $F_+$  и  $F_-$  (рис.2), в которой состояние устойчиво. Уравнение (1) допускает понижения порядка. К получающемуся уравнению первого порядка для  $J(T)$  присоединяются два условия:  $T = 0$ ,  $J = 0$  и  $T = T_k$ ,  $J = 0$ . Задача переопределена, что и фиксирует неизвестную скорость волны  $u$ .

Порогу режима соответствует нулевая скорость  $u$ : тепловыделение хватает только на компенсацию потерь, но не на продвижение волны. Положим в (1)  $u = 0$ , умножим уравнение на  $\lambda$  и проинтегрируем по  $T$  от 0 до  $T_k$  с учетом граничных условий. Получим уравнение

$$\int_0^{\theta_k} F(\theta) d\theta = 0,$$

которое выражает условие равенства площадей заключенных между кривыми  $F_+(\theta)$  и  $F_-(\theta)$  (рис.2) и позволяет найти пороговую интенсивность  $S_+$ .

При отсутствии осевых градиентов, тепловыделении, спадающем по радиусу  $r$  как функция Бесселя  $J_0(2,4 r/R)$  и  $T(r=R) = 0$ ,  $\theta(r) \sim J_0(2,4 r/R)$  и  $A = 2,4^2 = 5,8$ . В действительности, газ за пределами светового канала также нагревается, температура  $T(R)$

довольно высока, (см. рис.1), и потери меньше. Положим

$$A = 0,5 A_{max} = 2,9.$$

Далее, плазма излучает, в основном, ультрафиолетовую радиацию. Та часть ее, которая выходит навстречу лучу, поглощается перед волной, т.е. также как и осевой поток тепла, не является "потерей".

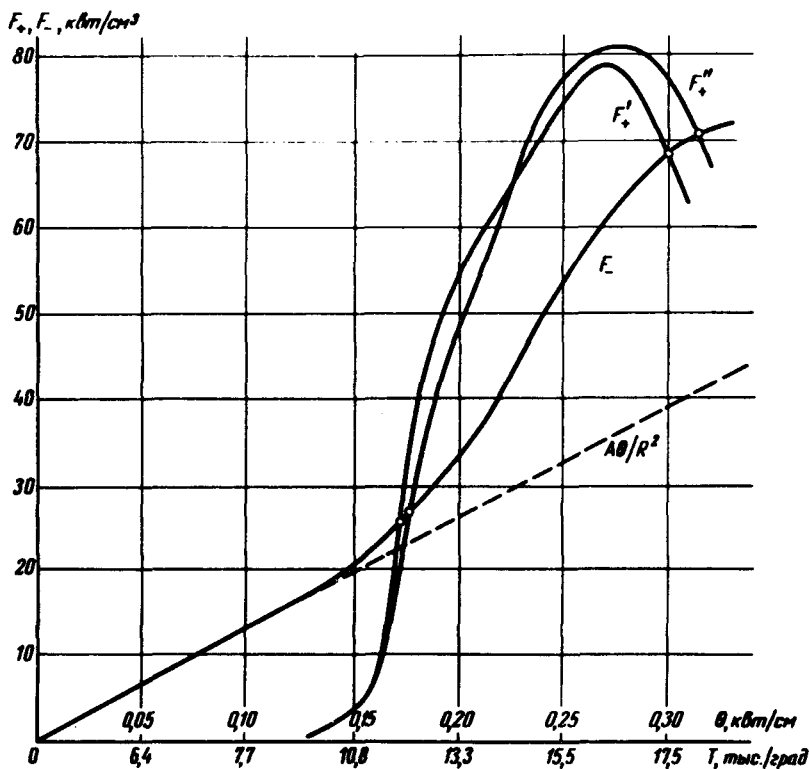


Рис.2. Кривые тепловыделения и потерь;  $F'_+ = 1,3 \cdot 10^4 \text{ кВт/см}^2 \times \kappa_\nu \text{ см}^{-1}$  (неодимовый лазер);  $F''_+ = 10^2 \text{ кВт/см}^2 \cdot \kappa_\nu \text{ см}^{-1}$  (лазер на  $\text{CO}_2$ ). Разность между  $F_-$  и пунктирной прямой определяет половину потерь на излучение:  $\Phi = \phi/2$ . Внизу дана также шкала температур, т.е. связь  $T$  и  $\theta$

Излучение, выходящее через боковую поверхность канала также поглощается, что способствует повышению  $T(R)$  и уменьшению теплопроводностных потерь. Эти благоприятные эффекты приближенно учтем путем уменьшения потерь на излучение вдвое:  $\Phi = 0,5 \phi$ . Построение рис.2 выполнено при указанных  $A$  и  $\Phi$  для воздуха при  $p = 1 \text{ атм}$  и  $R = 0,15 \text{ см}$ , как в опытах [3];  $\lambda(T)$  взято из [7].

В результате для неодимового лазера  $\lambda$  получилось  $S_r = 1,3 \cdot 10^4 \text{ квт/см}^2$  что превосходно согласуется с экспериментом [3];  $T_k = 17000^\circ\text{K}$ . Для лазера на  $\text{CO}_2$  при том же  $R = 0,15 \text{ см}$ ,  $T_k = 18000^\circ$ ,  $S_r = 10^2 \text{ квт/см}^2$ ,  $P_r = 7 \text{ квт}$ . При уменьшении  $R$  преобладают теплопроводностные потери,  $S_r \sim R^{-2}$ , мощность уменьшается, но мало. Увеличение радиуса невыгодно: преобладают потери на излучение  $S_r = \text{const}$ , а  $P_r \sim R^2$ .

Итак, для непрерывного поддержания плазмы в атмосферном воздухе лазером на  $\text{CO}_2$  необходимо около  $7 \text{ квт}$ . Цифра эта внушительна, но не является нереальной. Разряд можно зажечь практически в любом месте, используя для подвода энергии зеркала и линзы. Локализовать его ("стабилизировать пламя") легко – фокусировкой луча. При высоких давлениях требуется заметно меньшая мощность (вариация ее возможна и путем подбора газа), но конструктивное оформление "плазмотрона" в этом случае, естественно, усложняется. Полное решение задачи о дозвуковом режиме распространения светового разряда будет опубликовано в ЖЭТФ.

Институт проблем механики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
26 декабря 1969 г.

### Литература

- [1] Ю.П.Райзер. Письма в ЖЭТФ, 7, 73, 1968.
- [2] Ю.П.Райзер. ПМТФ, № 3, 3, 1968; УФН, 99, № 4, 1969.
- [3] Ф.Б.Бункин, В.И.Конов, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров. Письма в ЖЭТФ, 9, 609, 1969.
- [4] Л.М.Биберман, Г.Э.Норман. УФН, 91, 193, 1967.
- [5] И.В.Авилова, Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, В.М.Замалин, Г.А.Кобзев, А.Н.Лагарьков, А.Х.Мнацаканян, Г.Э.Норман. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 9, p.p. 89, 113, 1285; 1969.
- [6] Э.И.Асиновский, Е.В.Дроханова, А.Б.Кириллин, А.Н.Лагарьков. Теплоф. выс. темп., 5, 739, 1967.
- [7] V.Penski. Proc. of the Fourth Symp. on Thermophys. Properties, April, 1968, p.189.