

О ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЯХ ПАРАМЕТРОВ ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

В. Н. Сошников, Е. С. Трехов, Ю. М. Хошев

(Москва)

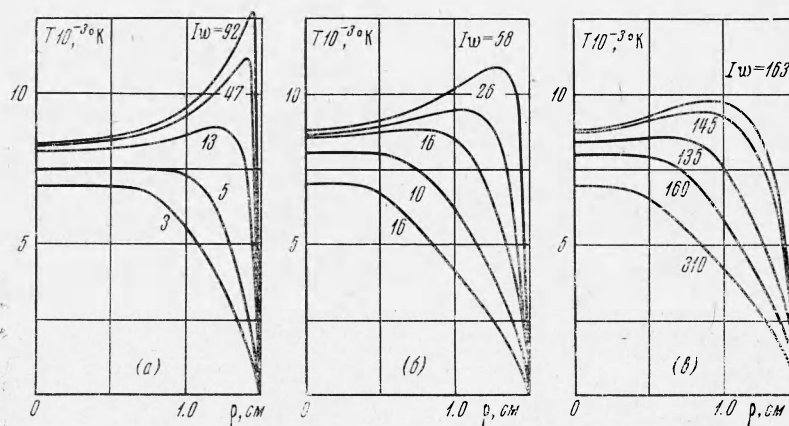
На основе численных решений задачи о стационарном индукционном разряде при атмосферном давлении при отсутствии продува газа исследуются зависимости параметров разряда от частоты возбуждающего поля.

Предпринятая в работе [1] теоретическая оценка оптимального интервала частот основана на ряде приближений (в частности, не учитывалось излучение плазмы) и имеет, как отмечалось авторами [1], качественный характер. Оптимальная частота [1], соответствующая при заданной максимальной температуре минимуму потребляемой мощности W и числу ампер-витков на единицу длины индуктора Iw , составляла по расчетам $35/d^2$ МГц, где d — диаметр трубки в см. В случае же малости толщины скин-слоя по сравнению с радиусом разрядной трубки ρ_0 авторами [1] рекомендовалось простое соотношение между максимальной температурой разряда $T_{\max}$ и Iw , не зависящее от частоты поля f и радиуса разрядной трубки ρ_0 , а именно

$$\int_0^{T_{\max}} \kappa(T) \sigma(T) dT = \left(\frac{Iw}{2} \right)^2 \quad (1)$$

Фиг. 1

Здесь $\kappa(T)$ и $\sigma(T)$ — коэффициенты теплопроводности и электропроводности плазмы.



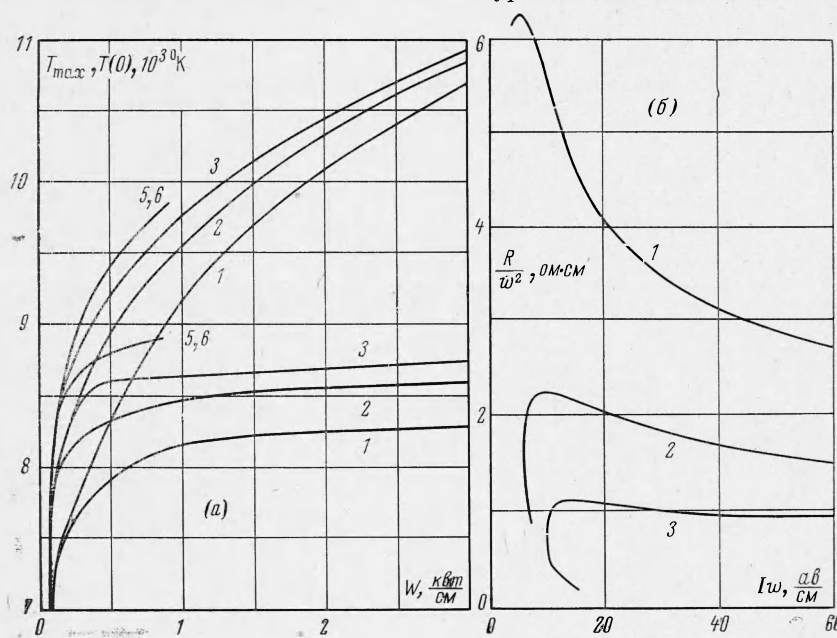
Фиг. 2

На фиг. 1—3 и в таблице приводим результаты численных расчетов для разряда в аргоне при атмосферном давлении в разрядной трубке с внутренним радиусом $\rho_0 = 1.5$ см. Нумерация кривых 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответствует значениям $f = 100, 26, 10, 5, 1, 0.5$ МГц; кривые, отмеченные на фиг. 1 цифрой со штрихом, отвечают осевой температуре; фиг. 2а, 2б, 2в соответствуют значениям частот $f = 100, 10, 0.5$ МГц; таблица соответствует осевой температуре $T(0) = 8500^\circ \text{K}$.

f	0.5	1.0	5.0	10	26	(МГц)
Iw	135	68	18	16	100	(ае/см)
W	0.18	0.18	0.19	0.27	13	(квт/см)
W^*	20	20	21	23	47	%
β	1.2	2.5	12	25	65	—

Здесь W_* — лучистые потери единицы длины разряда в процентах от полной вкладываемой мощности.

Как и в работе [2], расчет сводился к совместному решению на ЭЦВМ уравнений электромагнитного поля и энергетического баланса с учетом выхода оптически прозрачного излучения. В случае разряда в аргоне при атмосферном давлении¹ перенос излучения в сильно реабсорбированных участках спектра практически не сказывается на температурном распределении во внутренних областях разряда вплоть до перепадов между максимальной и осевой температурами $\sim 2000 \div 3000^\circ \text{K}$.



Фиг. 3

При низких частотах для поддержания напряженности поля на достаточно высоком уровне необходимо сильно увеличивать ампер-витки Iw . При высоких частотах из-за уменьшения толщины скин-слоя область максимальных плотностей токов в разряде смещается к периферии; из-за роста градиента температуры растет тепловой поток на стенку, что приводит к росту необходимой для поддержания разряда мощности. При относительно низких осевых температурах $T(0) = 8500^\circ \text{K}$, как следует из приведенной таблицы, оптимальной диапазон частот определяется условием $f \approx 5 \div 10 \text{ МГц}$, что соответствует близким к рекомендации [1] значениям $10 \lesssim \beta \lesssim 20$, где

$$\beta \equiv \frac{2\rho_0^2}{\delta^2} \gg 1, \quad \delta = \frac{c}{2\pi V \sigma(T_{\max}) f}$$

где ρ_0 и δ в см, f в гц, $\sigma(T)$ в единицах CGSE.

В то же время с увеличением Iw и мощностей роль излучения резко возрастает, поэтому появляется отличие температуры на оси и максимальной температуры в разряде; при фиксированном Iw наблюдается также зависимость той и другой температуры от частоты, в том числе и при $\beta \gg 1$.

Так, при $Iw = 60 \text{ а.в./см}$ $\beta = 200$ при $f = 100 \text{ МГц}$ ($T(0) = 8330^\circ \text{K}$) и $\beta = 13$ при $f = 5 \text{ МГц}$ ($T(0) = 8900^\circ \text{K}$). Максимальные температуры 12000 и 10600°K отличаются при этом более чем на 1000°K (фиг. 1), однако наибольшее отличие наблюдается между $T(0)$ и $T_{\max}$, что означает явную неприменимость формулы (1).

Как следует из фиг. 1, минимальное число ампер-витков на единицу длины индуктора $(Iw)_{\min}$ довольно сильно зависит от f .

¹ Сошников В. Н., Трехов Е. С., Фоменко А. Ф., Хошев Ю. М. О влиянии излучения на температурный профиль индукционного разряда в аргоне при атмосферном давлении. Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции по физике и генераторам низкотемпературной плазмы, Алма-Ата, 1970.

На фиг. 2 приведены радиальные температурные профили при различных частотах поля и значениях ампер-витков. Характерно, что даже при резко отличных частотах профиль температуры определяется практически независимо от частоты значением максимальной температуры в радиальном распределении. Отметим, что температуры, соответствующие $(Iw)_{\min}$, весьма слабо зависят от частоты.

Как следует из фиг. 3, *a* максимальная температура независимо от частоты поля практически полностью определяется мощностью, вкладываемой в единицу длины разряда, т. е. величиной

$$W = \frac{R}{w^2} (Iw)^2$$

(R — удельное активное сопротивление разряда, w — число витков на единицу длины индуктора), а не просто квадратом числа ампер-витков, как это следует из соотношения (1).

На фиг. 3, *b* приведены зависимости активного сопротивления единицы разряда, отнесенного к квадрату числа витков индуктора на 1 см длины w^2 , от ампер-витков Iw при разных частотах. Проходя при некотором значении Iw через максимум, активное сопротивление падает с ростом ампер-витков тем быстрее, чем больше частота поля. Абсолютные значения активного сопротивления падают с уменьшением частоты поля.

Приведенные зависимости могут оказаться полезными для различного рода оценок и при практическом выборе того или иного рабочего режима индукционного плазмотрона.

Поступила 2 IV 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Ровинский Р. Е., Соболев А. П. Оптимальный частотный диапазон стационарного индуцированного разряда. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 6, стр. 219.
2. Сошников В. Н., Трехов Е. С. К теории высокочастотного вихревого разряда высокого давления. I — III. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, стр. 166; 1966, т. 4, стр. 324; 1967, т. 5, стр. 522.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

И. В. Лебедев, Б. С. Ринкевичюс, Е. В. Ястребова

(Москва)

Рассматриваются особенности измерения скорости в пограничных слоях с помощью оптического доплеровского измерителя скорости.

Приводятся результаты для пограничных областей потоков, вращающихся в плоских вихревых камерах.

Измерения скоростей в пограничных слоях выполняются, как правило, со значительными погрешностями. Это обусловлено тем, что размеры вводимых в исследуемый пограничный слой датчиков скорости часто соизмеримы с поперечными размерами слоя. Так, согласно [1] погрешность измерений осредненных скоростей в области вязкого подслоя, выполненного термоанемометром с диаметром нити 4 мк, достигает 30%.

Значительно более перспективным для этих целей является применение оптического доплеровского измерителя скорости, использующего в качестве источника излучения оптический квантовый генератор, с помощью которого ранее изучалось распределение осредненных скоростей [2, 3]. Такой измеритель не вносит искажений в исследуемый поток и не нуждается в тарировке.

Применение оптического доплеровского измерителя скорости для исследования тонких пограничных слоев требует дальнейшего повышения пространственной разрешающей способности и точного определения координат точки измерения.

Минимальный линейный размер a в направлении измеренной скорости исследуемой области, из которой может быть получена достоверная информация, должен удов-