

БЫСТРАЯ ВОЛНА ИОНИЗАЦИИ, ВОЗБУЖДАЕМАЯ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ЛУЧОМ

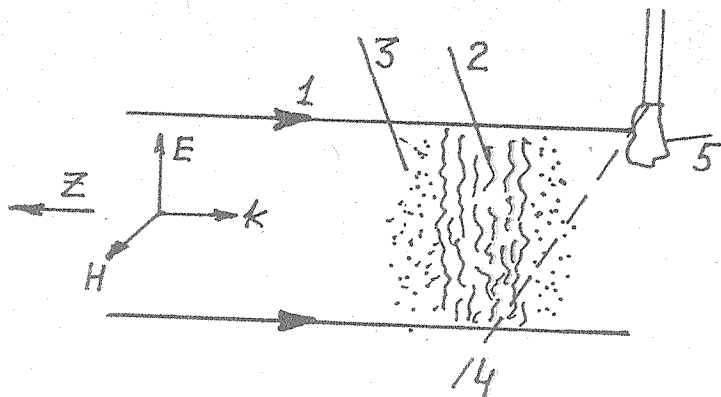
Н.А. Богатов, Ю.Я. Бродский, С.В. Голубев, С.И. Грицинин, В.Г. Зорин
И.А. Косый, Н.М. Тарасова

УДК 537.56

С помощью фотохронографа ФЭР-7 исследовалась динамика распространения иницированного СВЧ разряда (при значениях параметра E/N меньше пороговых) для двух длин волн СВЧ излучения. Обнаружено скачкообразное распространение разряда со сверхзвуковыми скоростями. Предлагается модель, объясняющая механизм распространения.

В [1] опубликованы первые экспериментальные данные о неравновесном СВЧ разряде высокого давления в волновом пучке, из которых можно заключить, что фронт ионизации такого разряда движется навстречу падающей волне со сверхзвуковой скоростью. Исследования, проведенные в работе [2], показали, что при малых интенсивностях излучения распространение разряда с дозвуковой скоростью связано с поглощением энергии падающей волны в плазменном ореоле, возникающем под действием ионизирующего ультрафиолетового излучения из разряда.

Целью данной работы является исследование роли предплазмы в механизмах сверхзвукового движения СВЧ разряда. Так как динамика разряда существенно зависит от соотношения между длиной волны и размером плазменного ореола, в экспериментах использовалось излучение на двух длинах волн: семимиллиметрового и двухсантиметрового диапазона. Интенсивность излучения достигала $S \approx 4 \cdot 10^4$ Вт/см². Измерения параметров разряда проводились в диапазоне давлений 100-800 торр (использовался технический и особо чистый азот). Параметр E_e/N_m (E_e — эффективное электрическое поле, N_m — концентрация молекул газа) изменялся в пределах $(1 \div 5) \cdot 10^{16}$ В·см² и соответствовал значениям, меньшим пороговых для возникновения пробоя. В связи с этим для возбуждения разряда приходилось использовать инициаторы, в качестве которых применялись лазерный факел [1] (см. рис. 1) или "метелка" из проволочек [2]. Динамика разряда исследовалась с помощью фотохронографа ФЭР-7, коллимированных ФЭУ, электрических зондов. Плотность плазмы определялась по поглощению диагностического СВЧ сигнала с частотой 10 ГГц, распространяющегося по

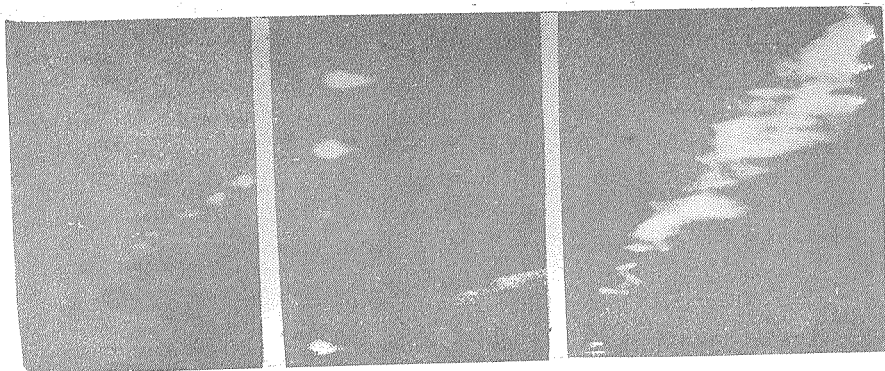


Р и с. 1. Схема эксперимента: 1 — границы СВЧ пучка, 2 — СВЧ разряд, 3 — плазменный ореол, 4 — луч инициирующего лазера, 5 — лазерный факел

двухпроводной линии перпендикулярно оси разряда. Диапазон измеряемых концентраций $10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Исследования показали, что разряд имел мелкомасштабную структуру — состоял из совокупности ярко светящихся каналов с характерным поперечным размером $\leq 1 \text{ мм}$, вытянутых вдоль поля E падающей волны и расположенных хаотически [1]. Длительность свечения канала порядка 1 мкс. Динамика разряда иллюстрируется на рис. 2, где приведены типичные хронограммы разрядов, возникающих в миллиметровом (а) и сантиметровом (б, в) диапазонах длин волн. Как хорошо видно из приведенных фотографий, движение разряда происходило скачками, величина которых зависела от длины волны излучения и давления газа. В миллиметровом диапазоне характерный масштаб скачка составлял $\sim 1,5-2 \text{ мм}$ ($\sim \lambda/4$), в сантиметровом — имелось два масштаба: один также был порядка миллиметра, другой — равнялся $0,6 \text{ см}$ ($\sim \lambda/4$). В миллиметровом диапазоне длина скачка не зависела от давления, в сантиметровом — при больших давлениях пропадал большой масштаб. Усредненная по скачкам скорость движения разряда превышала звуковую и достигала величины $3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. В то же время скорость движения отдельных плазмоидов оставалась дозвуковой.

Исследования распределения плотности плазмы вдоль оси разряда показали, что перед его фронтом имеется плазменный ореол (толщиной $l \sim 0,5 \text{ см}$ при $p = 700 \text{ торр}$), в котором концентрация электронов достигала величины $N_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В самом разряде плотность заряженных частиц рез-



а

б

в

Р и с. 2. Типичные хронограммы разряда в миллиметровом (а) и сантиметровом (б, в) диапазонах: (а) — $S = 3 \cdot 10^4$ Вт/см², $p = 200$ торр, (б) — $S = 4 \cdot 10^4$ Вт/см², $p = 120$ торр, (в) — $S = 4 \cdot 10^4$ Вт/см², $p = 500$ торр

ко возрастала и превышала концентрацию в ореоле более чем на порядок.

Наличие ореола позволяет объяснить динамику разряда. Действительно, СВЧ пучок частично поглощается в плазме ореола и греет газовую среду. В результате развития в этих условиях ионизационно-перегревной неустойчивости [3] происходит стратификация разряда. Расширение газа в нагретой области приводит к снижению концентрации молекул N_m и, соответственно, к увеличению параметра E_e/N_m . Если температура, до которой нагреется газ, удовлетворяет соотношению $T_m > T_m^*$ (T_m^* — температура молекул, при которой после вытеснения газа из нагретой области возникает самостоятельный разряд), то в области ореола разовьется самостоятельный разряд, и фронт переместится на некоторое расстояние L навстречу излучению. Скорость движения разряда $v = L/\tau$, где τ — время нагрева и вытеснения газа до "пробойного" уровня из области с размером, определяемым масштабом ионизационно-перегревной неустойчивости.

Появление скачков может быть связано с локальным прогревом газа в ореоле на некотором расстоянии от фронта разряда за счет наличия максимумов в распределении плотности поглощенной энергии $W = \sigma E^2$, которые могут возникнуть по двум причинам. В случае $\lambda/4 < l$ (размер ореола определяется длиной свободного пробега ионизирующих квантов [4]), максимумы могут возникнуть из-за отражения падающей волны от переднего фронта

разряда. При этом первый максимум стоячей структуры поля находится в ореоле на расстоянии $\approx \lambda/4$ от разряда. В этой области в результате нагрева образуется "ямка" плотности и возникает самостоятельный разряд. Далее картина развития разряда повторяется многократно, а скачки следуют с характерным масштабом $L \approx \lambda/4$. Такая ситуация, на наш взгляд, реализуется при всех исследуемых давлениях в экспериментах с миллиметровым излучением, а также определяет масштаб больших скачков в сантиметровом диапазоне длин волн при низких давлениях, когда длина свободного пробега ионизирующих квантов превышает $\lambda/4$.

При высоких давлениях характерный масштаб ореола уменьшается и скачки с масштабом $\lambda/4$ в сантиметровом диапазоне длин волн существовать не могут. В этих условиях величина $W = \sigma E_c^2$, являющаяся произведением спадающей в направлении распространения функции σ и нарастающей функции E_c^2 , может иметь максимум на расстоянии $L \leq l$ от фронта разряда. Этим, по-видимому, объясняется наличие мелкого масштаба в разряде сантиметрового диапазона длин волн.

Характерное время нагрева газа в ореоле можно оценить из энергетических соображений: $\sigma E^2 \tau_n = c_p \rho (T_m - T_m^*)$, где ρ — плотность нагреваемого газа, c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении. Время вытеснения газа из области нагрева при развитии ионизационно-перегревной неустойчивости много меньше времени нагрева и им можно пренебречь. При этом скорость перемещения разряда, определяемая из отношения длины скачка L к времени нагрева τ , $v = L/\tau_n = 2\pi\sigma\lambda S/c_p\rho\sigma(T_m - T_m^*)$, удовлетворительно согласуется с экспериментом. Например, в миллиметровом диапазоне при $p = 700$ торр, $S = 3,5 \cdot 10^4$ Вт/см² измеренная и рассчитанная скорость $\sim 10^5$ см/с, в сантиметровом диапазоне при $p = 180$ торр, $S = 2 \cdot 10^4$ Вт/см² измеренная скорость $v_c = 2 \cdot 10^5$ см/с, рассчитанная $v_c = 5 \cdot 10^5$ см/с.

Таким образом, в рамках предложенной модели непротиворечивым образом объясняются "скачкообразный" характер сверхзвукового движения волны ионизации и неоднородный вид разряда.

Авторы благодарны Г.М. Батанову и А.Г. Литваку за обсуждения и полезные замечания.

Поступила в редакцию 19 апреля 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.И. Грицинин и др., Препринт ФИАН № 90, М., 1983 г.
2. Ю.Я. Бродский и др., ЖЭТФ, 84, 1695 (1983).

3. А.В. Ким, Г.М. Фрайман, Физика плазмы, 9, вып. 3, 613 (1983).
4. Н.А. Богатов, С.В. Голубев, В.Г. Зорин, Письма в ЖТФ, 10, вып. 5, 271 (1984).