

УДК 537.525.9

МЕЛКОМАСШТАБНОЕ ДРОБЛЕНИЕ ПЛАЗМЫ СВЧ РАЗРЯДА В ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ВОЛНОВЫХ ПУЧКАХ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ

Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б., Иванов О. А., Семенов В. Е.,
Степанов А. Н.

Экспериментально исследуется явление мелкомасштабного дробления СВЧ разряда, создаваемого в газах среднего давления полем пересекающихся волновых пучков. Характер наблюдаемого дробления (стратификация в направлении вектора электрического поля), его пространственно-временные масштабы и условия возникновения удовлетворительным образом согласуются с представлениями теории ионизационно-полевой (плазменно-резонансной) неустойчивости разряда в волновом поле. Установлены существенные различия разрядных структур, формируемых в пучках с поляризацией ТЕ- и ТМ-типов.

1. Одной из актуальных проблем физики газоразрядных явлений в полях электромагнитных волн [1–4] является изучение динамики и структуры неравновесного СВЧ разряда в пересекающихся волновых пучках [3–8]. Благодаря четкой фиксации ионизованной области в пространстве и возможности получения достаточно плотной свободно локализованной плазмы с контролируемой неравновесностью такой разряд представляет собой удобный объект для исследования ионизационных процессов в газах и привлекает внимание перспективами возможных применений в плазмохимии, лазерной технике, для создания искусственных отражающих областей в атмосфере и т. д.

Настоящая работа продолжает и развивает начатые ранее экспериментальные исследования разряда данного вида [8] для той области давлений, где он подвержен действию плазменно-резонансной ионизационной неустойчивости [4, 9], приводящей к распаду плазмы на слои, перпендикулярные вектору электрического поля E^* . Новыми по сравнению с [8] являются следующие эксперименты: 1) снятие непрерывных пространственно-временных разверток свечения разряда; 2) измерение электронной концентрации; 3) наблюдение разрядных структур в различных газах; 4) наблюдение разрядной структуры в волновых пучках, обладающих поперечно-магнитной (ТМ) поляризацией по отношению к биссектрисе угла между ними (в [8] наблюдался разряд, создаваемый поперечно-электрическими (ТЕ) пучками в воздухе).

Схема и параметры экспериментальной установки в основном те же, что и ранее: длина волны $\lambda = 8$ мм, диаметры пучков в области пересечения (по уровню спадания интенсивности в «е» раз) $d \approx 3$ см, угол между осями пучков $\theta = 60^\circ$, длительность импульса излучения $\tau_i = 4 \div 55$ мкс, максимальная импульсная мощность в каждом пучке $W = 100$ кВт, исследуемая область давлений $p = 1 \div 40$ Тор.

2. Как было установлено ранее [7, 8], разряд в пересекающихся ТЕ-пучках состоит из множества изолированных слоев, локализован-

* В СВЧ диапазоне это, как правило, давление от нескольких единиц до нескольких десятков тор; при низких давлениях неустойчивость подавляется диффузией, при высоких (соответствующих значениям частоты соударений электронов $v \gg \omega$) преобладает неустойчивость другого типа — ионизационно-перегревная [10]

ных в пучностях электрического поля стоячей волны, образуемой в области пересечения. Уже в первых экспериментах [8] прямое фотографирование разряда показало, что каждый из этих слоев, в свою очередь, может испытывать дробление в направлении вектора E . Для более детального изучения этого процесса в данной работе с помощью фотоэлектронного регистратора были сняты непрерывные временные развертки свечения центрального (лежащего в центральной пучности поля) слоя ионизации. Щель прибора проецировалась либо на плоскость слоя S , делящую пополам угол θ между осями пучков (и параллельную в волнах типа TE вектору E), либо — с целью контроля толщины слоя в процессе дробления — на перпендикулярную ей плоскость осей пучков P (совпадающую в волнах TE с плоскостью поляризации вектора магнитного поля H).

Характерные фотохронограммы начальной стадии разряда в воздухе при различных давлениях приведены на рис. 1 (по горизонтали — время, по вертикали — координата, перпендикулярная биссектрисе угла между пучками). Толщина светящегося слоя a (размер в плоскости P) всегда остается меньше длины волны λ (рис. 1(5)). В плоскости S свечение распространяется на сравнительно широкую область, либо оставаясь квазиоднородным (в области давлений $p < p_t \approx 3$ Тор, рис. 1 (1)), либо дробясь спустя определенный промежуток времени τ_g на отдельные полосы, перпендикулярные вектору E (в области $p > p_t$, рис. 1(2—4)). Длительность однородного свечения τ_g убывает с ростом давления; при $p = 30$ Тор (рис. 1(4)) полосы возникают, по-видимому, уже на фоне весьма слабого, не регистрируемого прибором свечения.

Наблюдаемое дробление в плоскости S можно объяснить на основании теории плазменно-резонансной ионизационной неустойчивости [4, 9], возникающей в слабостолкновительной докритической плазме благодаря эффекту квазистатического усиления поля в областях повышения электронной концентрации N . Для рассмотренной в [9–11] простейшей теоретической модели (стационарный однородный разряд в поле слабо затухающей плоской волны) инкремент данной неустойчивости γ как функция волнового числа возмущений κ , его максимум γ_{\max} и соответствующий оптимальный масштаб (пространственный период) расслоения $\Lambda = \Lambda_0 = 2\pi/\kappa_0$ ($\gamma(\kappa_0) = \gamma_{\max}$) определяются выражениями

$$\gamma(\kappa) = -(\alpha N_s + D\kappa^2) + \beta n_s v_{is} (A - k^2/\kappa^2), \quad (1)$$

$$\gamma_{\max} = n_s [\beta v_{is} (A - 2k\sqrt{D/\beta v_{is} n_s}) - \alpha N_c];$$

$$A = \{1 - n_s [1 + (v/\omega)^2]\} / [(1 - n_s)^2 + (n_s v/\omega)^2]; \quad (2)$$

$$\Lambda = 2\pi (D/\beta n_s v_{is} k^2)^{1/4}. \quad (3)$$

Здесь $n_s = N_s/N_c$, N_s — электронная концентрация в стационарном (невозмущенном) состоянии, $N_c = m(\omega^2 + v^2)/4\pi e^2$ — критическая концентрация, $v_{is} = v_a + \alpha N_s$ — стационарное значение частоты ионизации, v_a — частота прилипания, α — коэффициент электрон-ионной рекомбинации, D — коэффициент диффузии (амбиполярной), $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, $\beta = d \ln v_i / d \ln |E|$ (для воздуха $\beta \approx 5,4$ [12]). Неустойчивость ($\gamma_{\max} > 0$) возникает при концентрациях N_s , превышающих некоторое пороговое значение N_t . В случае слабой рекомбинации и малых частот соударений ($\alpha N_c \ll \beta v_a$, $v \ll \omega$), реализовавшемся в описанном эксперименте при давлениях воздуха $p \sim 3 \div 10$ Тор, находим

$$A = 1/(1 - n_s), \quad n_t = N_t/N_c = 4(1 - n_t)^2(kL_i)^2/\beta, \quad L_i = \sqrt{D/v_{is}}. \quad (4)$$

Масштаб Λ на пороге неустойчивости определяется в этом случае длиной волны λ в разрядной плазме:

$$\Lambda_0 = \Lambda(N_s = N_t) = \lambda / \sqrt{2(1 - n_t)}. \quad (5)$$

При заданной концентрации в разряде n_s и известной зависимости диффузионной длины L_i от давления газа p формула (4) определяет пороговое давление p_t , ниже которого неустойчивость подавляется диффузией. Для воздуха на основании известных данных [12, 13] имеем

$$L_i(\text{см}) \approx 0,4/p(\text{Тор}); \quad (6)$$

$$p_t(\text{Тор})\lambda(\text{см}) \approx 2,1(1 - n_s)/\sqrt{n_s}. \quad (7)$$

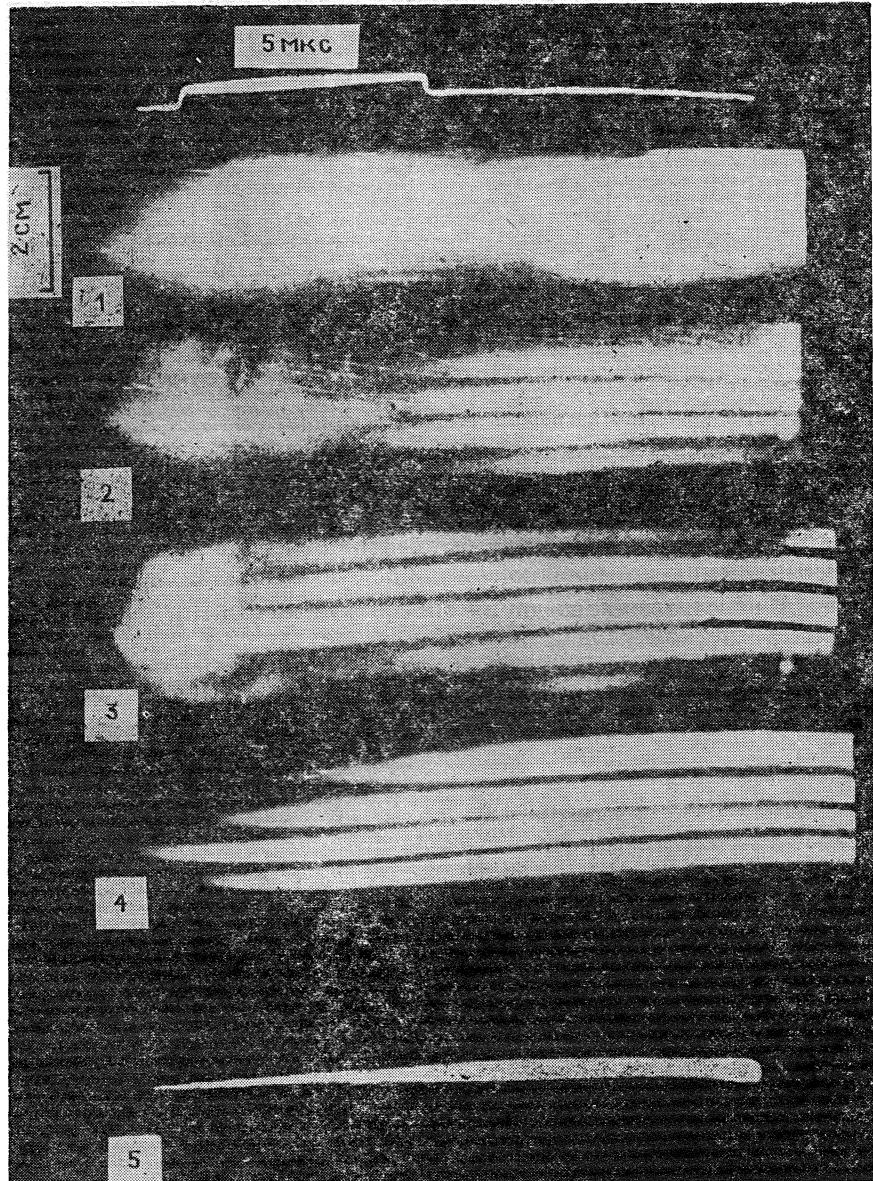


Рис. 1. Пространственно-временные развертки свечения центрального ионизованного слоя в ТЕ-пучках при различных давлениях воздуха:
1 — $p=1$ Тор, 2 — $p=6$ Тор, 3 — $p=10$ Тор, 4 — $p=30$ Тор; 1÷4 — плоскость S ;
5 — $p=10$ Тор, плоскость P .

Выводы теории (1) — (7) находятся в качественном согласии с приведенными выше экспериментальными данными (количественного совпадения можно было бы ожидать, если бы толщина слоя a удовлетворяла условию $ka \gg 1$, в эксперименте же на пороге возникновения дробления $ka \sim 1$). Предсказываемое теорией пороговое давление p_t , как видно из (7), существенно зависит от относительной концентрации n_s . Для значений n_s , определяемых простой теоретической моделью

[^{4, 14]} ($n_s = \sin^2(\theta/2) = 0,25$) или результатами прямых измерений ($n_s \approx 0,1$ — см. ниже), получаем соответственно: $p_t \approx 4$ Тор, $p_t \approx 7$ Тор. Совпадение с экспериментом (p_t эксп ≈ 3 Тор) имеет место при $n_s \approx 0,3$.

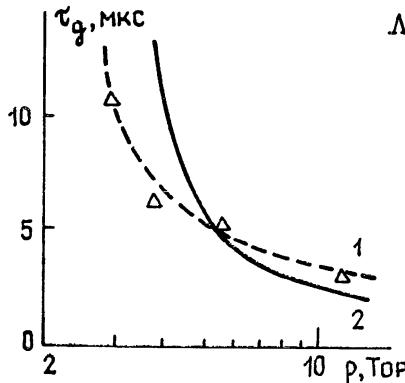


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость времени однородного свечения разряда τ_g от давления воздуха; 1 — эксперимент, 2 — теоретический расчет.

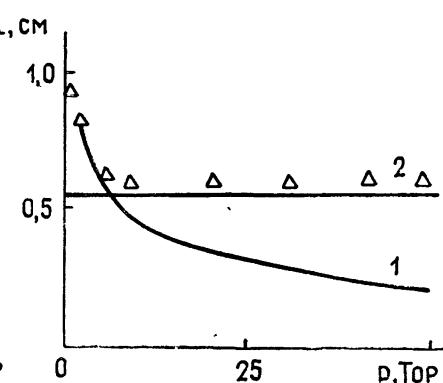


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость пространственного масштаба (периода) дробления от давления воздуха; Δ — эксперимент, 1 — расчет по формуле (3), 2 — оптимальный масштаб на пороге неустойчивости (5).

Сравнение теоретических и экспериментальных значений длительности однородного свечения τ_g и характерного масштаба дробления Λ проводится на графиках рис. 2, 3. Расчетное значение τ_g (кривая 2 на рис. 2) определялось как время десятикратного нарастания затравочных возмущений на линейной стадии неустойчивости: $\tau_g = \gamma_{\max}^{-1} \ln 10$. Величина Λ рассчитывалась двумя способами: как оптимальный масштаб (3) на расчетном уровне ограничения электронной лавины $n_s = 0,25$ (кривая 1 на рис. 3) и как пороговый масштаб (5) $\Lambda_{0t} = \lambda/\sqrt{2}$ при $n_t \ll 1$ (кривая 2 на рис. 3). Близость последней величины к экспериментально измеренным позволяет предположить, что период дробления, задаваемый в момент прохождения лавиной порогового уровня $n = n_t$, сохраняется и на нелинейной стадии неустойчивости, которая фактически и наблюдается в эксперименте (ее теоретическое исследование пока остается важной нерешенной задачей). Тот факт, что в процессе развития неустойчивости не наблюдается выделения оптимального масштаба Λ_0 , соответствующего максимуму функции $\gamma(x)$, по-видимому, обусловлен большой шириной этого максимума: при $\alpha N_c \ll \beta v_a$, $v \ll \omega$ и сильном превышении порога ($N_s \gg N_t$ или $p \gg p_t$) $\gamma(x) \sim \gamma_{\max}$ в широкой области масштабов $\Lambda_{0t} > \Lambda > \Lambda_0 \left[\frac{n_s(1-n_t)^2}{n_t(1-n_s)^2} \right]^{1/4}$. В то же время

отметим, что вследствие неоднородности невозмущенного поля и плазмы, образующейся уже на начальной стадии пробоя, те же процессы, которые обусловливают развитие неустойчивости (усиление продольной компоненты поля при убывании $|N - N_c|$), могут приводить к формированию мелкомасштабной структуры, фактически минуя стадию однородного фона (что, возможно, зарегистрировала фотохронограмма рис. 1(4)).

3. Важным параметром разряда, определяющим характер процессов его послепробойной эволюции (мелкомасштабное дробление, нагрев газа и т. д.) и имеющим непосредственное значение для приложений, является уровень электронной концентрации N_s , на котором процессы нелинейного ионизационного самовоздействия поля останавливают электронную лавину. Для измерения концентрации в исследуемом разряде использовался резонаторный метод. Величина N определялась по сдвигу частоты открытого квазиоптического резонатора со сферическими зеркалами, между которыми помещалась ионизованная область. Резонатор возбуждался на длине волны 4 мм, его ось проходила

через точку пересечения осей волновых пучков и ориентировалась перпендикулярно образуемой ими плоскости P (т. е. параллельно вектору пробивающего электрического поля E). Метод позволял определять концентрации \bar{N} и обладал сравнительно высоким пространственным разрешением (≤ 1 см) в плоскости P , обеспечивавшим возможность измерения \bar{N} в пределах одного плазменного слоя, создаваемого в центральной пучности поля. Недостатком метода было отсутствие точной информации о размерах плазменного слоя, отождествлявшихся с размерами соответствующей светящейся области. Подробно методика измерения \bar{N} описана в работе [15].

Измеренные значения \bar{N} в разряде, раздробленном в направлении вектора E , в диапазоне давлений $p=3 \div 40$ Тор составляют $\bar{N} \simeq (2 \div 6) \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, что можно считать удовлетворительно согласующимся с теоретическим расчетом для стационарной одномерной модели [4, 14], дающим в той же области давлений $N_s = N_c \sin^2(\theta/2) = (5 \div 10) \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$.

Для определения величины концентрации электронов в квазидиодородном слое (до возникновения его мелкомасштабного дробления) длительность ионизирующего импульса уменьшалась до значения $\tau_n \leq \tau_g$. Результаты соответствующих измерений испытывали некоторый разброс и лежали в областях $\bar{N} \sim (2 \div 3) \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ при $p=3$ Тор, $\bar{N} \sim (0,5 \div 1) \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ при $p=10$ Тор (заметим, что в момент возникновения свечения измеренные значения $\bar{N} \geq 10^{11}$ см $^{-3}$). Эти данные качественно согласуются с изложенными в предыдущем разделе выводами теории плазменно-резонансной неустойчивости: измеренные значения N до возникновения дробления не превышают порогового уровня N_t и уменьшаются с ростом давления. В отсутствие дробления (при $p < p_t \simeq 3$ Тор) $N < N_t$ в течение всего импульса.

4. Дополнительный экспериментальный материал для проверки теоретических представлений о механизме дробления плазмы дали наблюдения разряда, созданного пересекающимися ТЕ-пучками в неэлектроотрицательных газах, где объемные потери электронов обусловлены в основном не прилипанием, а рекомбинацией. В качестве таких газов были использованы гелий, азот и аргон технической чистоты; доля примесей в них не превышала 1%, что обеспечивало выполнение условия $\alpha N_s \gg v_a$, противоположного тому, которое имело место для разряда в воздухе. Анализ интегральных фотографий разряда показал, что в гелии и азоте в области давлений, где $v \ll \omega$, в плоскости S разряд мог быть стратифицирован в направлении вектора электрического поля, как и в воздухе (рис. 4). Страты (на рисунке — полосы, перпендикулярные E) возникали при давлениях выше порогового $p_t = 4 \div 5$ Тор для азота и $p_t = 10 \div 12$ Тор для гелия. В аргоне разбиения на страты не наблюдалось.

Переходя к интерпретации этих результатов на основании анализа выражения для инкремента плазменно-резонансной неустойчивости (1), заметим, что разряды в гелии и азоте, благодаря высокой скорости реакций перезарядки ионов He^+ на имеющейся малой ($\sim 1\%$ примеси N_2 и O_2) [16], имеют сходный ионный состав и, следовательно, близкие значения коэффициента диссоциативной рекомбинации $\alpha \simeq (2 \div 4) \cdot 10^{-8}$ см $^3/\text{с}$ [17]. При этом $\alpha N_s \gg v_a$, $v_{is} \simeq \alpha N_s$ и согласно (1) неустойчивость ($\gamma > 0$) возникает при условии

$$\beta A n_s > 1 + 2\sqrt{\beta k^2 D / \alpha N_c}, \quad (8)$$

которое выполняется именно в тех областях давлений гелия и азота, где наблюдалось мелкомасштабное дробление разряда, если принять $n_s \sim 0,3 \div 0,4$.

В аргоне, ввиду отсутствия достаточно быстрых процессов перезарядки и конверсии в молекулярный ион Ar_2^+ рекомбинирует атомар-

ный ион, для которого $\alpha \ll 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ [16]. При этом, как показывают оценки, условие возникновения дробления (8) в исследуемой области давлений ($v \leq \omega$) не выполняется (в согласии с данными эксперимента) ни при каких n_s и p .

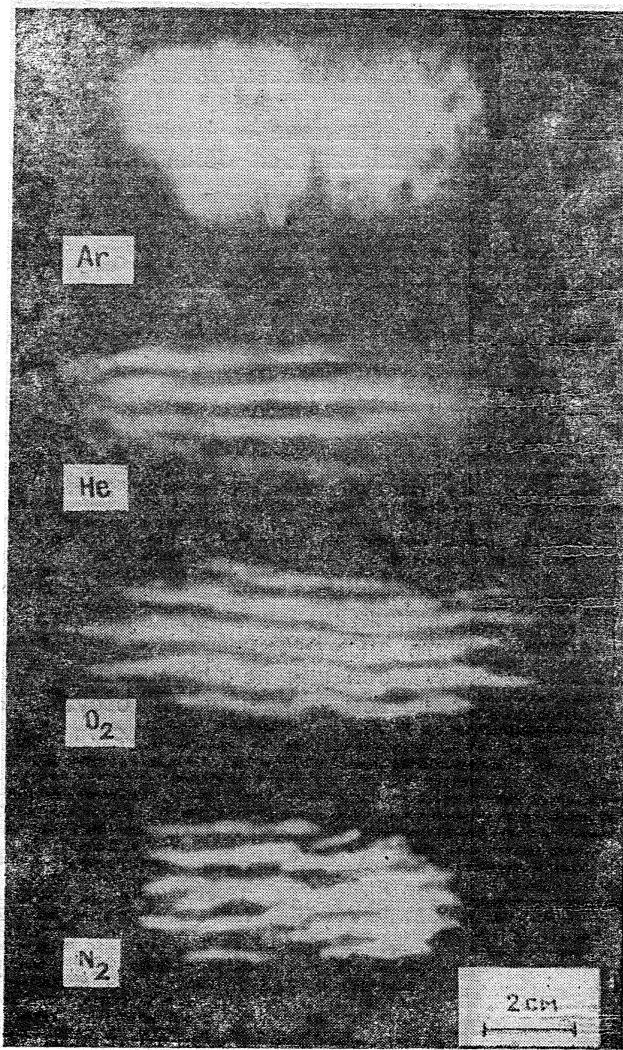


Рис. 4 Интегральные фотографии разряда в различных газах, поляризация ТЕ, плоскость S , давление $p=20$ Тор.

5. Многослойная структура разряда, отвечающая картине интерференционных максимумов поля в широких пересекающихся пучках типа ТЕ, характеризуется весьма малыми значениями толщины каждого слоя и средней (по поперечной координате) электронной концентрации \bar{N} . В частности, при $v \gg c/d$ (d — ширина одного пучка) $\bar{N}/N_c \sin^2(\theta/2) \approx c/vd \ll 1$ [7]. Это ухудшает возможности использования разряда в ТЕ-пучках в качестве искусственного радиозеркала в атмосфере Земли и делает актуальным изучение СВЧ разряда в пересекающихся пучках типа ТМ, где, согласно некоторым имеющимся экспериментальным и теоретическим данным [18, 19], возможно образование одиночного слоя достаточно большой толщины с $N \approx N_c$ ^{*}. Заметим, что

* Добавочного обрезания многослойной структуры (с соответствующим возрастанием \bar{N}) можно, в принципе, достигнуть за счет сокращения длительности пересекающихся СВЧ импульсов ($\tau_{ii} \lesssim d/c$) [3, 6], однако для создания рассматривавшегося в [3, 6] одиночного ионизованного слоя в ТЕ-пучках при этом нужны импульсы сверхмалой длительности $\omega\tau_{ii} \sim 1-10$.

проявления исследуемой ионизационной неустойчивости в таких пучках являются более трудно предсказуемыми ввиду более сложного характера поляризации электрического поля.



Рис. 5. Фотографии разряда в ТМ-пучках при давлении воздуха $p=10$ Тор; а, б — время экспозиции $\tau_e > \tau_{\text{д}}$, а — плоскость S , б — плоскость P , в — $\tau_e = 0,1$ мкс, время от начала СВЧ импульса $t = 15$ мкс, плоскость S

Преобразование типа поляризации пучков из ТЕ в ТМ в проводимых экспериментах осуществлялось с помощью сеточного поляризатора [20], поворачивавшего векторы поля в пучках на 90° . В результате суммарное поле \mathbf{E} в центральной части области пересечения пучков оказывалось параллельным плоскости их осей P и имело эллиптическую поляризацию, вырождавшуюся в линейную (продольную или поперечную по отношению к биссектрисе угла между осями) на плоскостях, отстоящих друг от друга на расстояние $\lambda/4 \sin(\theta/2)$. На самой биссектрисе (в плоскости центрального максимума S) поле \mathbf{E} было чисто поперечным.

Типичные интегральная и мгновенная (с временем экспозиции 0,1 мкс) фотографии разряда в ТМ-пучках (см. также [18]) приведены на рис. 5 (воздух, давление $p=10$ Тор, угол между осями пучков $\theta=60^\circ$). Как видим, в отличие от случая ТЕ-волн [8] и несмотря на наличие сравнительно сильного перепада максимальной и минимальной амплитуд интерференционного поля и определяемых ими частот ионизации (при $\theta=60^\circ$ $|E|_{\text{max}}^2/|E|_{\text{min}}^2 = 3$) разряд здесь не состоит из отдельных слоев, локализованных вблизи интерференционных максимум-

мов, а представляет собой более или менее цельное плазменное образование (слой толщины $a \sim (2 \div 3)\lambda$), по-видимому, реализующее одно из уединенных решений теоретической модели [19]. В проекции на плоскость слоя S интегральная картина свечения является квазиоднородной (рис. 5а), однако, как видно из мгновенной фотографии (рис. 5в), на начальном этапе эволюции разряда в нем возникала мелко-масштабная стратификация в направлении биссектрисы угла θ . Ее причиной могли быть плазменно-резонансная неустойчивость, а также процессы вынужденного ионизационного рассеяния [21], по-видимому, сопровождаемые в данном случае образованием серии дифракционных максимумов и минимумов поля. Таким образом, разряд в пучках типа ТМ обладает рядом важных отличительных особенностей; для достижения их более полного описания и физического понимания необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973
2. Райзэр Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
3. Гуревич А. В. — УФН, 1980, 132, № 4, с. 685.
4. Гильденбург В. Б. — В сб. Нелинейные волны. — М.: Наука, 1981, с. 87.
5. Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б. и др. Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1981, ч. 1, с. 119.
6. Борисов Н. Д., Гельфонд О. А., Гуревич А. В. — Физика плазмы, 1983, 9, № 5, с. 1133.
7. Семенов В. Е. — Физика плазмы, 1984, 10, № 3, с. 562.
8. Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б., Иванов О. А., Степанов А. Н. — Физика плазмы, 1984, 10, № 1, с. 165.
9. Гильденбург В. Б., Ким А. В. — ЖЭТФ, 1978, 74, № 1, с. 141.
10. Гильденбург В. Б., Ким А. В. — Физика плазмы, 1980, 6, № 4, с. 904.
11. Gildenburg V. B., Semjonov V. E. Proc. XV Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, part I, Minsk, 1981, p. 135.
12. Mayhan J. T., Fante R. L. et al. — J. Appl. Phys., 1971, 42, № 13, p. 5362.
13. Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах — М.: Мир, 1967.
14. Гильденбург В. Б., Голубев С. В. — ЖЭТФ, 1974, 67, № 1, с. 89.
15. Вихарев А. Л., Иванов О. А., Степанов А. Н. — Физика плазмы, 1984, 10, № 4, с. 742.
16. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы. — М.: Мир, 1978.
17. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. — УФН, 1982, 136, № 1, с. 25.
18. Вихарев А. Л., Иванов О. А., Степанов А. Н. Тезисы докладов XIV Всесоюзной конференции по распространению радиоволн — М.: Наука, 1984, № 1, с. 148.
19. Гильденбург В. Б., Котов А. К., Семенов В. Е., Шейнер М. З. — Физика плазмы, 1986, 12, № 10, с. 1211.
20. Валитов Р. А., Дюбко С. Ф., Камышан В. В. и др. Техника субмиллиметровых волн. — М.: Сов. радио, 1969.
21. Гильденбург В. Б., Ким А. В., Хазанов И. В. — Физика плазмы, 1983, 9, № 6, с. 1303.

Институт прикладной физики
АН СССР

SMALL-SCALE FRAGMENTATION OF MICROWAVE DISCHARGE PLASMA IN CROSSED WAVE BEAMS UNDER MIDDLE PRESSURE

A. L. Vikharev, V. B. Gil'denburg, O. A. Ivanov, V. E. Semjonov, A. N. Stepanov

Small-scale fragmentation of microwave discharge produced by crossed wave-beams in gases under middle pressure is experimentally investigated. The observed fragmentation (stratification towards the electric field vector), its spatial and temporal scales and conditions for appearance agree satisfactorily with the theory of ionization field (plasma resonance) instability of discharge in the wave field. Strong difference between the discharge structures formed in the beams of TE and TM polarization is revealed.