

возрастает с увеличением приложенного напряжения. Именно образование чехла пространственного заряда над поверхностью диэлектрика позволяет рассматривать скользящую искру в качестве модели молнии. Броски тока в процессе пробоя создают в чехле пространственного заряда индуцированные вихревые поля с замкнутыми силовыми линиями [10], что имеет существенное значение для образования и особенно для стабилизации ЛЗ. Развитие стримеров по эквипотенциали ЛЗ на поверхности и процессы в вихревом поле в чехле объемного заряда, по-видимому, качественно подобны, поскольку соблюдается основное условие для локализации заряда — создание рекомбинационно-неравновесной плазмы, где существенная доля заряженных частиц является кластерами [13]. Поэтому понимание процессов растекания заряда по поверхности диэлектрика существенно облегчает понимание процессов, происходящих в чехле объемного заряда скользящей искры и молнии.

Авторы выражают благодарность И. В. Подмошенскому за полезные обсуждения экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Четочная структура разряда при пробое в неоднородном поле // ПМТФ.— 1990.— № 1.
2. Ляликов К. С. Теория фотографических процессов.— М.: Искусство, 1960.
3. Галашин Е. А. Образование скрытого изображения в электрическом поле // Журн. науч. и прикл. фото- и кинематографии.— 1987.— Т. 32, № 1.
4. Мик Дж., Крэггс Дж. Электрический пробой в газах.— М.: ИЛ, 1960.
5. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Исследование скользящей искры в воздухе // ПМТФ.— 1978.— № 3.
6. Сергеев Ю. Г., Соколова М. В. Распределение заряда по поверхности при разряде в газовом промежутке с диэлектриком на электроде // Электричество.— 1980.— № 2.
7. Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н. Высокочастотный разряд среднего давления между изолированными и оголенными электродами // Физика плазмы.— 1988.— Т. 14, № 2.
8. Асиновский Э. И., Василяк Л. М., Марковец В. В. Волновой пробой газовых промежутков. Быстрые стадии пробоя // ТВТ.— 1983.— № 2.
9. Абрамов А. Г., Асиновский Э. И., Василяк Л. М. Высокоэнергетичные электроны в высокоскоростных волнах пробоя // Физика плазмы.— 1988.— Т. 14, № 8.
10. Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Регистрация электронных лавин в индуцированных вихревых полях // Письма в ЖТФ.— 1989.— Т. 15, вып. 13.
11. Базелян Э. М., Ражанский И. М. Искровой разряд в воздухе.— Новосибирск: Наука, 1988.
12. Стекольников И. С. Природа длинной искры.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.
13. Гудзенко Л. И., Держиев В. И., Яковленко С. И. Некоторые свойства ионной и кластерной плазмы // Тр. ФИАН.— 1980.— Т. 120.
14. Востриков А. А. Исследование образования и свойств кластеров N_2O // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, № 2.
15. Востриков А. А., Дубов Д. Ю., Предтеченский М. Р. Кластеры воды: прилипание электронов, ионизация, электризация при разрушении // ЖТФ.— 1987.— Т. 57, № 4.

г. Сосновый Бор

Поступила 5/III 1990 г.,
в окончательном варианте — 16/IV 1991 г.

УДК 621.378.826 : 533.9

А. М. Оришич, И. Ф. Шайхисламов

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ, РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ В ФОНОВЫЙ ГАЗ И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

При экспериментальных исследованиях нестационарных процессов в космической плазме, проведении натурных опытов в околоземном пространстве и при лабораторном моделировании космофизических явлений широко применяются спектральная и оптическая диагностики [1—4].

Таблица 1

Обозначение	λ , нм	I , эВ	Обозначение	λ , нм	I , эВ
C^{+1}_1	426,7	21	C^{+2}_4	406,8	43
C^{+1}_2	657,8	16,3	C^{+3}_1	465,8	58,5
C^{+2}_1	451,6	39,4	C^{+3}_2	580,1	39,7
C^{+2}_2	569,5	34,3	C^{+4}	494,4	385
C^{+2}_3	464,7	32,2	C^{+5}	529,0	

Космическая плазма (особенно при взрывных процессах) характеризуется бесстолкновительным относительно потери импульса ионов взаимодействием взаимопроникающих потоков. Линейчатое излучение такой плазмы обычно неравновесно и определяется элементарными процессами: рекомбинацией, перезарядкой на фоновом газе и ударным возбуждением высокоэнергетическими электронами. Ранее спектральная диагностика нестационарной плазмы обычно использовалась без выяснения механизма возбуждения линий [2] или в условиях преобладания какого-либо одного процесса — рекомбинации или перезарядки [3].

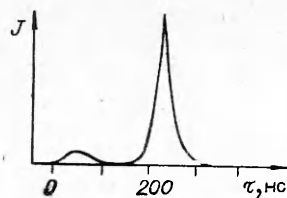
В данной работе впервые рассмотрены возможности спектральных измерений оптически тонкой плазмы в условиях изменения механизма возбуждения ионов. Экспериментально на стенде КИ-1 [4] исследовано линейчатое излучение видимого диапазона углеродной лазерной плазмы, расширяющейся в фоновый газ или внешнее магнитное поле. Параметры опытов удовлетворяли условиям бесстолкновительности ионов — характерная длина потери импульса потока плазмы превышала размеры установки. Изучено свечение плазмы и газа, обусловленное как отдельными элементарными процессами (рекомбинацией, перезарядкой и электронным ударом), так и сменой преобладающего механизма возбуждения свечения (рекомбинационного — перезарядного и рекомбинационного — ударного). На основе полученных результатов предложен новый метод определения температуры электронов в диапазоне 1—10 эВ. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с простой моделью, описывающей связь линейчатого свечения плазмы с ее параметрами.

1. Схема эксперимента. В работе использовался лазер на неодимовом стекле. Излучение с полной энергией 2 Дж и длительностью по полуширине 30 нс после прохождения фокусирующей линзы вводилось в вакуумную камеру и попадало на мишень. Диаметр пятна излучения на мишени составлял 2 мм, интенсивность 10^9 Вт/см². Мишень — пластина из капролона $H_{11}C_6ON$ — располагалась в плоскости, перпендикулярной падающему излучению. Давление в вакуумной камере изменялось от $2,7 \cdot 10^{-2}$ до 13 Па посредством напуска рабочего газа (молекулярный водород, гелий).

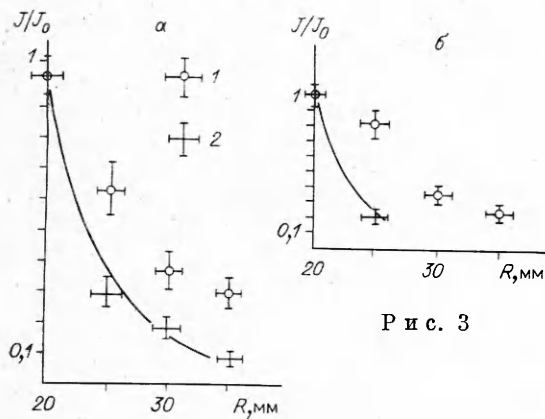
Излучение лазерной плазмы собиралось конденсором и фокусировалось на входную щель монохроматора МДР-12, которая имела размеры $0,01 \times 10$ мм. Изображение щели монохроматора перемещалось на расстояниях 20—95 мм вдоль образующегося на мишени плазменного факела. Излучение после монохроматора попадало на ФЭУ-84, сигнал с которого подавался на осциллограф С8-14.

Исследовалось свечение линий ионов углерода в видимом спектре в широком диапазоне потенциалов возбуждения. В табл. 1 приведены обозначения и параметры используемых линий.

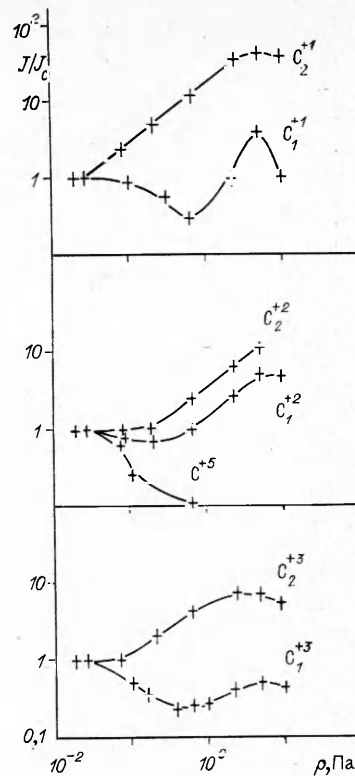
В экспериментах с магнитным полем B_0 изучалось движение потока плазмы поперек этого поля. Распределение B_0 имело колоколообразную форму с максимумом $B_0 = 7,8 \cdot 10^{-2}$ Тл на расстоянии $R = 60$ мм от мише-



Р и с. 1



Р и с. 3



Р и с. 2

ни. Изменение ΔV вдоль оси распространения плазменного факела регистрировалось зондом с пространственным разрешением ~ 5 мм.

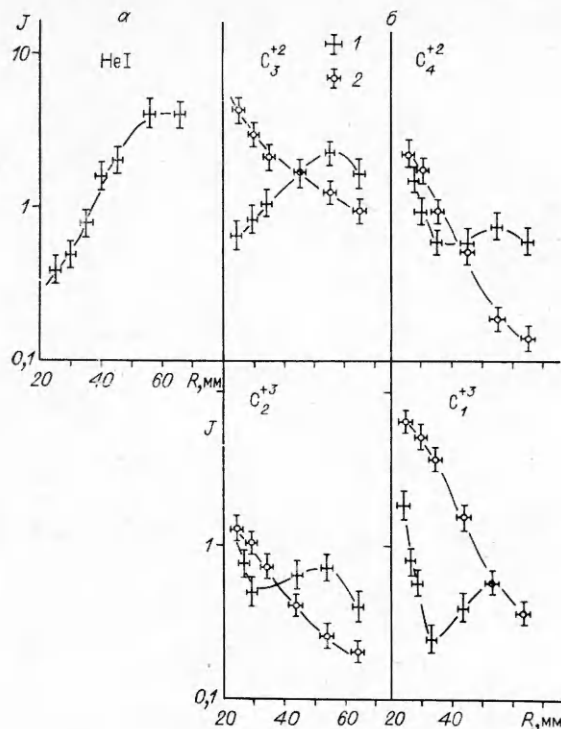
2. Данные эксперимента. Как известно [5] и как нами установлено в предварительных экспериментах, свечение лазерной плазмы, расширяющейся в вакуум, имеет чисто рекомбинационный характер. При расстояниях до мишени $R \geq 10$ мм максимум интенсивности свечения ионов с $Z \geq 2$ находился в основном на фронте лазерной плазмы и обусловлен последовательной рекомбинацией высокозарядных ионов (C^{+6} , C^{+5} , C^{+4}) в более низкозарядные. В наших экспериментах максимум свечения линий ионов углерода с зарядом $Z = 2 \div 5$ распространялся с постоянной и одинаковой скоростью $v_0 = 1,7 \cdot 10^7$ см/с. Интенсивность свечения спадала с увеличением расстояния до мишени примерно как $\sim 1/R^3$. По форме плазма близка к шару, все время касающемуся мишени, с полным числом частиц $N_e \sim 10^{16}$.

Типичная осциллограмма свечения в вакууме при $R = 40$ мм приведена на рис. 1.

В экспериментах с напуском фоновых газов (молекулярного водорода) регистрировались зависимости максимума интенсивности свечения J различных линий ионов углерода от давления фоновых газов p при фиксированном R (рис. 2) и, наоборот, зависимости от R при фиксированных p (рис. 3). На рис. 2 показаны графики при $R = 20$ мм. Видно, что фоновый газ начинает влиять на свечение плазмы с $p \sim 10^{-1}$ Па. Причем свечение линий заданного иона с более низким потенциалом возбуждения начинает монотонно нарастать с давлением фоновых газов заметно раньше, чем свечение линий с более высоким потенциалом возбуждения.

На рис. 3, а представлены данные для линии C_1^{+2} в диапазоне давлений $2,7 \cdot 10^{-2} \leq p \leq 0,8$ Па и для C_1^{+2} и C_2^{+2} при $p = 3$ Па (точки 1 и 2), на рис. 3, б — для C^{+4} при $p = 2,7 \cdot 10^{-2}$ и $0,8$ Па (точки 1 и 2).

В экспериментах с расширением лазерной плазмы в магнитном поле наблюдался нагрев электронов диамагнитным током, протекающим на



фронте плазменного облака. Взаимодействие лазерной плазмы с магнитным полем исследовано в [6]. В данной работе, не останавливаясь на деталях, отметим, что в полном соответствии с [6] поток незамагниченных ионов ($\varepsilon = R_H/R_B \gg 1$, $R_H = Mv_0c/(ZeB_0)$ — ларморовский радиус, $R_B = (3E_0/B_0^2)^{1/3}$ — предельный радиус каверны), создавая к моменту времени $t \approx 400$ нс магнитную каверну размером $R' \approx 50$ мм, не тормозился магнитным полем и распространялся на расстояния $R > R'$. При этом граница каверны расплывалась и поле эффективно проникало в облако.

Для регистрации нагрева электронов напускался фоновый газ — гелий с плотностью $n_* = 10^{14}$ см $^{-3}$. При такой n_* в условиях экспе-

римента все столкновительные процессы между ионами плазмы и гелием не играют существенной роли. На рис. 4, а изображена зависимость интенсивности свечения линии гелия 667,8 нм на фронте плазменного облака (в области протекания диамагнитного тока) от R . Несмотря на уменьшение плотности плазмы с увеличением R , свечение гелия заметно нарастает на участке 25—60 мм, что говорит об увеличении электронной температуры T_e . Без магнитного поля при тех же условиях свечение гелия отсутствует.

На рис. 4, б показаны аналогичные данные для линий C^{+2} и C^{+3} в магнитном поле и для сравнения без него (точки 1 и 2 соответственно). До $R \approx 35$ мм свечение линий C_4^{+2} и линий иона C^{+3} спадает, причем несколько быстрее, чем в случае без магнитного поля. После 35 и до 60 мм свечение всех линий нарастает.

3. Обсуждение результатов. При расширении лазерной плазмы в фоновом газе к рекомбинации добавляется еще один элементарный процесс — перезарядка (табл. 2, данные взяты из [7]). При этом процессе также образуются возбужденные поны. Уравнения, описывающие динамику концентрации возбужденных n^{ex} и невозбужденных ионов, имеют вид

$$(3.1) \quad n_{i-1}^{ex} = \frac{\tau_\gamma}{\tau_0} n_i \left(x_i + \frac{\tau_0}{\tau_r^i} \right);$$

$$(3.2) \quad \frac{dn_i}{dt} = -3 \frac{n_i}{t} - \frac{n_i}{\tau_0} \left(x_i + \frac{\tau_0}{\tau_r^i} \right) + \frac{n_{i+1}}{\tau_0} \left(x_{i+1} + \frac{\tau_0}{\tau_r^{i+1}} \right),$$

$$x_i = n_* \sigma_i R, \tau_0 = R/v_0.$$

Здесь R — расстояние от точки наблюдения до мишени; n_* — концентрация фонового газа; σ_i — сечение перезарядки; τ_r^i — время рекомбинации иона заряда i в ион заряда $i-1$. Член $-3n_i/t$ описывает трехмерное расширение лазерной плазмы. Предполагается, что время радиационного высвечивания возбужденных ионов τ_γ много меньше других характерных

Т а б л и ц а 2

Реакция	σ , см ²	E^* , эВ
$C^{+1} + H_2 \rightarrow C^0 + H_2^+$	10^{-16}	
$C^{+2} + H_2 \rightarrow C^{+1} + H_2^+$	$5 \cdot 10^{-16}$	9
$C^{+3} + H_2 \rightarrow C^{+2} + H_2^+$	10^{-15}	32,5
$C^{+4} + H_2 \rightarrow C^{+3} + H_2^+$	$(3 \div 6) \cdot 10^{-15}$	49

времен (в нашем случае достаточно $\tau_p \leq 10^{-8}$ с). Запишем

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{\alpha_3 n_e^2 Z_i}{T_e^{9/2}} + \frac{\alpha_2 n_e}{T_e^{1/2}},$$

где $\alpha_3 \approx 5 \cdot 10^{-27}$ 1/(см⁶·с) [8] — коэффициент трехчастичной рекомбинации; для ионов углерода $\alpha_2 \approx 10^{-11}$ 1/(см³·с) [9] — коэффициент диэлектронной рекомбинации.

Третий вид рекомбинации — радиационная — имеет такой же функциональный вид, как и диэлектронная, но обычно примерно на два порядка меньше.

Как видно из (3.1), (3.2), перезарядка становится доминирующей при $x_i \gg \tau_0/\tau_r^i$. Сверху концентрация фонового газа ограничивается условием бесстолкновительности взаимодействия ионов плазмы с газом: $n_* \sigma_{col} R \leq 1$. Следовательно, при $\tau_0/\tau_r^i \leq x_i \leq \sigma_i/\sigma_{col}$ преобладающим элементарным процессом будет перезарядка.

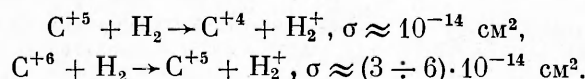
Зная $n_* \sim 2,6 \cdot 10^{13}$ см⁻³ (см. рис. 2), при которой перезарядка начинает влиять на интенсивность свечения линий ионов, можно из условия $x_i \approx \tau_0/\tau_r^i$ оценить температуру электронов. В условиях нашего эксперимента для $R = 20$ мм получим $T_e \approx 0,7$ эВ. При такой температуре заведомо преобладает трехчастичная рекомбинация. Отметим, что подобная оценка T_e очень слабо зависит от параметров и при варьировании x_i на два порядка изменяется всего примерно в 3 раза.

Интенсивность свечения конкретной линии определяется в основном потенциалом возбуждения этой линии. При перезарядке со скоростями ионов $v \sim 10^7$ см/с наиболее вероятный уровень возбуждения E^* (см. табл. 2) зависит от разницы в потенциалах ионизации вновь образованного иона и нейтральной частицы.

Рис. 2 отражает то, что чем ближе потенциал возбуждения линии свечения иона к перезарядному уровню E^* , тем раньше перезарядная накачка этой линии начинает преобладать над рекомбинационной и свечение, согласно (3.1), начинает линейно нарастать с увеличением p . При $x_i \gg \tau_0/\tau_r^i$, когда преобладает перезарядка для J , из (3.1), (3.2) имеем

$$(3.3) \quad J_i \sim n_* n_{i+1} \sigma_{i+1} v_0 \exp[-n_* \sigma_{i+1} R] \sim \frac{1}{R^5} \exp[-n_* \sigma_{i+1} R].$$

Здесь для упрощения отброшено последнее слагаемое в (3.2), что верно при $n_{i+1} \ll n_i$. При $x_i \approx 1$ J достигает максимума, после которого интенсивность свечения, обусловленного перезарядкой, как и число ионов, уменьшается. Полученные зависимости J_i от R и p можно использовать для оценки сечений перезарядки σ_i . Согласно рис. 2, при $p = 3$ Па свечение линий C_1^{+2} и C_2^{+2} будет перезарядным. Как видно из рис. 3, а, где линия построена по (3.3), соответствие между формулой (3.3) и экспериментом хорошее. Удовлетворительно согласуются с (3.3) данные для иона C^{+3} , а результаты по свечению ионов C^{+4} (рис. 3, б) и C^{+5} позволяют по (3.3) оценить сечение реакций



При увеличении T_e , что происходит при расширении лазерной плазмы в магнитном поле в вакууме, свечение линий ионов плазмы связано с двумя элементарными процессами: рекомбинацией и возбуждением энергичными электронами из хвоста максвелловского распределения электронов по энергиям. В общем случае свечение описывается выражением

$$(3.4) \quad J_i \sim k_3 \frac{\alpha_3 n_e^2 n_{i+1} Z_i}{T_e^{9/2}} + k_2 \frac{\alpha_2 n_e n_{i+1}}{T_e^{1/2}} + n_e n_i \sigma_{ex} v_e \exp \left[-\frac{I}{T_e} \right],$$

где I — потенциал возбуждения наблюдаемой линии; σ_{ex} — сечение ее возбуждения при энергии электрона $\varepsilon \approx I$; $v_e = \sqrt{2I/m_e}$; k_2 и k_3 — доли рекомбинирующих электронов, вызывающих свечение наблюдаемой линии.

Поскольку интенсивность рекомбинации падает с увеличением T_e , а ударного возбуждения растет, то интенсивность свечения будет иметь минимум при определенной температуре, что и наблюдалось в эксперименте (рис. 4, б).

Свечение линии C_3^{+2} растет на всем наблюдаемом интервале 25—60 мВ. Это связано с тем, что потенциал возбуждения этой линии наименьший из приведенных на рис. 4, б и ударное возбуждение для нее начинает преобладать при меньших T_e и R .

Анализ (3.4) показывает, что T_e , при которой (3.4) имеет минимум, очень слабо зависит от параметров опыта, что связано с большим показателем в экспоненте и сильной зависимостью $1/T_e^{9/2}$ для трехчастичной рекомбинации. Так, в диапазоне параметров $0 \leq k_2 \leq 1$; $0,1 \leq k_3 \leq 1$; $1 \leq n_i/n_{i+1} \leq 10$; $10^9 \leq n_e \leq 10^{17}$ см³; $10^{-15} \geq \sigma_{ex} \geq 10^{-19}$ см² имеем $0,03 \leq T_e/I \leq 0,15$, что для линий с $I = 40 \div 60$ эВ составляет диапазон $1,2 \leq T_e \leq 9$ эВ. Поэтому можно сказать, что эффект минимума линейчатого свечения ионов в разреженной плазме, расширяющейся в магнитном поле, является четким индикатором температур в диапазоне $1 \div 10$ эВ.

В нашем случае можно провести более определенную оценку. Для линии C_1^{+3} (рис. 4, б) работает только трехчастичная рекомбинация, поскольку диэлектронная для иона C^{+3} отсутствует ($k_2 = 0$), а радиационная населяет главным образом низкие уровни. Далее, при $T_e \approx 5$ эВ рекомбинирующие электроны будут попадать в основном выше уровня возбуждения этой линии, и, значит, $k_3 \sim 1$. Тогда для $10^{-17} \geq \sigma_{ex} \geq 10^{-19}$ см², $1 \leq n_{+3}/n_{+4} \leq 10$, допуская разброс в величине $k_3 \alpha_3 n_e / \sigma_{ex}$ на порядок в ту и другую сторону, при $R \approx 35$ мм получим $4,2 \leq T_e \leq 6,2$ эВ.

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что исследование линейчатого свечения оптически тонкой плазмы в условиях смены механизма возбуждения позволяет не только надежно идентифицировать преобладающий канал возбуждения ионов, но и определять наиболее сложно контролируемый во взрывных процессах параметр — температуру электронов. При нестационарных процессах с очень широким изменением T_e предложенный метод можно применять как индикатор области плазмы с температурой в диапазоне $1 \div 10$ эВ. Полученные результаты могут быть использованы для спектральной и оптической диагностики в современных космических и модельных лабораторных экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bernhard P. A., Roussel-Dupre R. A., Pongratz M. B. et al. Observation and theory of AMTE magne to tail barium released // J. Geophys. Res.— 1987.— N A6.
2. Ананьин О. Б., Быковский Ю. А., Замышляев Б. В. и др. Спектральные исследования углеродной лазерной плазмы, разлетающейся в фоновую среду // Физика плазмы.— 1983.— Т. 9, № 2.
3. Ананьин О. Б., Быковский Ю. А., Млынский В. В., Ступицкий Е. А. Спектральные и масс-спектральные исследования разлета лазерной плазмы в разреженный газ // Квантовая электрон.— 1989.— Т. 16, № 11.

4. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г. Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1988.
5. Irons F. E., Peacock N. S. A spectroscopic study of the recombination of C^{+6} to C^{+5} in an expanding laser-produced plasma // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.— 1974.— V. 7, N 15.
6. Захаров Ю. П., Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г. Экспериментальное исследование эффективности торможения магнитным полем расширяющихся облаков диамагнитной плазмы // Физика плазмы.— 1986.— Т. 12, вып. 10.
7. Takagi S., Ohtani S., Kadota K., Fujita J. Cross-section for one-electron capture by highly stripped ions of Be, B and C from H and Ar below 10 keV // J. Phys. Soc. Jap.— 1983.— V. 52, N 11.
8. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1982.
9. Потташ С. Планетарные туманности.— М.: Мир, 1987.

г. Новосибирск

Поступила 27/III 1991 г.

УДК 537.52; 531

В. П. Силаков, А. В. Чеботарев

СТАБИЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ НЕРАВНОВЕСНОГО ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

1. Потребности лазерной техники и плазмохимии давно определяют повышенный интерес к исследованиям неравновесных газовых разрядов высокого давления в быстропроточных системах. Сейчас такие исследования приобрели особую актуальность в связи с появлением возможности эффективной накачки внутренних степеней свободы частиц в безэлектродных несамостоятельных СВЧ-разрядах [1]. Однако эксперимент показывает, что при больших удельных энерговкладах электрическая прочность слабоионизованных молекулярных газов заметно снижается [2—4]. Применительно к азотной плазме данное явление может быть вызвано процессами ассоциативной ионизации электронно-возбужденных метастабилей $A^* \Sigma_u^+$ и $a' {}^1 \Sigma_u^-$ [5, 6] (условия пробоя газа с учетом указанных процессов ионизации и быстропотекающих реакций тушения электронно-возбужденных состояний молекул невозбужденными молекулами найдены в [7]). Предполагается [3, 7], что процессы ассоциативной ионизации стимулируют развитие ионизационно-перегревной неустойчивости с контракцией плазмы. Согласно [8], подсветка газа УФ-излучением (например, для поддержания несамостоятельного разряда) также может привести к существенному уменьшению электрической прочности среды. При изучении режимов накачки колебательных уровней молекул наряду с названными причинами неустойчивости «горения» разряда в потоке необходимо учитывать возможность прихода в разрядную область газодинамических возмущений, возникающих ниже по течению в колебательно-возбужденном газе (в случае формирования возмущения ударного типа в условиях сильной колебательной неравновесности такое явление может сыграть дестабилизирующую роль даже в сверхзвуковых потоках [9]). В настоящей работе теоретически исследуется влияние процессов возбуждения и дезактивации электронных и колебательных уровней частиц газа на параметры безэлектродного импульсно-периодического СВЧ-разряда в потоке плотного молекулярного азота, а также обсуждаются наиболее стабильные режимы накачки колебательных степеней свободы молекул.

2. Рассмотрим одномерное течение газа из молекул N_2 и частиц при-
меси, происходящее вдоль оси X со скоростью D . Пусть в начальный мо-