

свечивании) и указать диапазон параметров лазерного импульса, где возможно их экспериментальное изучение и использование. Некоторое уточнение стационарной модели может быть произведено введением волны испарения и ионизации паров путем замены T_v на более высокую температуру T_i , при которой происходит просветление паров для теплового излучения горячей плазмы. Дальнейшее уточнение требует привлечения более трудоемких численных расчетов (типа описанных в [2—4, 14]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Плоские автомодельные движения газа, нагреваемого излучением, при наличии сильного переизлучения // ПМТФ.— 1973.— № 2.
2. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Параметры плазмы, образующейся под действием микросекундных импульсов излучения лазеров на алюминиевую преграду в вакууме // Квантовая электрон.— 1978.— Т. 5, № 10.
3. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Численное исследование взаимодействия излучения лазера с преградой в вакууме с учетом спектрального состава излучения, испускаемого образующейся плазмой // Квантовая электрон.— 1980.— Т. 7, № 11.
4. Добкин А. В., Немчинов И. В. Тепловое излучение плазмы, образующейся при взаимодействии излучения лазера с преградой из висмута // ЖПС.— 1983.— Т. 38, № 6.
5. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров веществ при наличии бокового растекания // ПММ.— 1967.— Т. 31, № 2.
6. Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Параметры стационарной радиально-симметричной струи паров, нагреваемой излучением ОКГ // ПМТФ.— 1972.— № 5.
7. Добкин А. В., Косарев И. Б., Немчинов И. В. Излучение плазмы, образовавшейся при ударе быстрых частиц о преграду // ЖТФ.— 1979.— Т. 49, № 7.
8. Буздин В. П., Добкин А. В., Косарев И. Б. и др. Термодинамические и оптические свойства высокотемпературной плазмы/ИФЗ АН СССР.— М., 1983.— Деп. в ВИНТИ 13.12.83, № 52-84.
9. Боровик Ф. И., Каськова С. И. и др. Оптические свойства плазмы висмута // ЖПС.— 1983.— Т. 39, № 6.
10. Добкин А. В., Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Стационарный режим разлета паров, нагреваемых мощными потоками излучения или быстрых частиц // ПМТФ.— 1982.— № 6.
11. Добкин А. В., Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Квазистационарное испарение сферы интенсивным излучением сплошного спектра // ДАН СССР.— 1981.— Т. 257, № 6.
12. Голубь А. П., Немчинов И. В. и др. Испарение металлов импульсом лазерного излучения и образование экранирующего слоя // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, № 2.
13. Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Рыбаков В. А. Измерение давлений, возникающих под действием мощного ОКГ на поверхность алюминиевой мишени // Письма в ЖТФ.— 1977.— Т. 3, № 4.
14. Голубь А. П. Численный метод решения уравнений переноса излучения в одномерных задачах радиационной газовой динамики // ЖВММФ.— 1983.— Т. 23, № 1.

Поступила 17/X 1986 г.

УДК 533.9.537.525.5

О МЕХАНИЗМЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

С. В. Автаева, Д. К. Оторбаев, А. А. Сулайманов

(Фрунзе)

Известно, что возбуждение слабоионизованного молекулярного газа при энергиях электронов, характерных для неравновесных разрядов ~ 1 эВ, происходит в следующей последовательности. Сначала энергия электрического поля передается электронам, затем большая часть разрядного энергозклада тратится на возбуждение колебательных уровней молекул и, наконец, колебательное возбуждение может передаваться в поступательные степени свободы, т. е. в тепло. Помимо того, что баланс колебательной энергии принципиально важен для самоподдержания газового разряда, наличие в плазме колебательно-возбужденных частиц оказывает существенное влияние на скорости практически всех элементарных процессов с участием молекул. Поэтому актуален интерес и понятно внимание к изучению особенностей колебательной кинетики в неравновесных газах и плазме.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей колебательной релаксации в газометаллической плазме стационарного вакуумного дугового разряда. Повышенный интерес, проявляемый в последние годы к этому типу разряда, связан в основном с практическими нуждами: коммутацией электрического тока в вакууме [1], созданием мощных ионных пучков [2], обработкой поверхностей ускоренными потоками плазмы [3—5]. В процессе изучения выяснился ряд интересных свойств вакуумной дуги, в частности наличие в плазме дуги концентрированных потоков нейтральных частиц и многозарядных ионов материала катода [3—5]. Естественно, что эти потоки должны существенно влиять на всю картину физико-химических превращений в разряде, в том числе и на баланс колебательной энергии.

Эксперимент. Используемая в работе экспериментальная установка схематически изображена на рис. 1. Вакуумный дуговой разряд создавался в служившей анодом 3 цилиндрической камере радиусом $R = 25$ см. Потоки плазмы, генерируемые катодом из титана 1, распространялись вдоль камеры и могли осаждаться на подложке 4. В камеру напускался газообразный азот до давлений $p = 1,33 \cdot 10^{-2} - 6,65 \cdot 10^{-1}$ Па, сила тока дуги $i = 80 - 140$ А, напряжение между анодом и катодом $U \approx 20$ В. Излучение из плазмы выводилось через кварцевые окошки 5 из области, отстоящей на расстоянии $\sim 20 - 25$ см от рабочего торца катода, и фокусировалось на щель монохроматора с фотоэлектрической регистрацией спектров 6. В камеру через специальные гермовводы могли вводиться зонды 2.

Распределение молекул азота по колебательным уровням основного электронного состояния $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ восстанавливалось по измерению интенсивностей электронно-колебательных полос второй положительной (2^+) системы азота (переход $N_2(C^3\Pi_u, v' \rightarrow B^3\Pi_g, v'')$) [6]. Справедливость исходных предпосылок этой методики подвергалась специальной экспериментальной проверке. Вследствие того что в условиях экспериментов распределения молекул азота по колебательным уровням электронно-возбужденного состояния $N_2(C^3\Pi_u)$ были близки к больцмановским (по крайней мере, до уровня $v' = 3$), использовалось понятие колебательной температуры состояния $N_2(C^3\Pi_u) - T_V^C$. После определения T_V^C проводился пересчет к колебательным температурам основного электронного состояния $N_2(X^1\Sigma_g^+) T_V^X$. Основан он на том [7, 8], что константа скорости возбуждения электронным ударом в процессе $N_2(X^1\Sigma_g^+, v^0 \rightarrow C^3\Pi_u, v')$ пропорциональна факторам Франка — Кондона и множителю, учитывающему значения функции распределения электронов по энергиям при пороговых энергиях возбуждения. При конкретных расчетах использовались данные зондовых измерений и значения факторов Франка — Кондона, полученные в [9] для RKR -потенциала.

Расчет заселенностей колебательных уровней. С целью теоретического описания полученных результатов рассмотрены следующие процессы возбуждения и релаксации колебательных квантов молекулы азота в основном электронном состоянии:

- возбуждение и дезактивация колебаний электронами и быстрыми ионами титана;
- колебательно-поступательный $V - T$ -обмен при столкновениях с молекулами азота и атомами титана;
- колебательно-колебательный $V - V$ -обмен молекул азота друг с другом (с последующей $V - T$ -релаксацией на верхних колебательных уровнях);
- тушение колебаний на стенках камеры.

Так как в условиях вакуумного дугового разряда энергии ионов титана очень велики и достигают десятков электронвольт и выше [5], то в соответствии с принципом детального равновесия они не могли эффективно ни возбуждать колебания молекул азота, ни тушить их. В то же время реакции, проходящие с участием атомов титана и молекул азота при тепловых энергиях, приводят к эффективному девозбуждению колебаний.

Поскольку для молекулы азота радиационные переходы в основном электронном состоянии запрещены, то с учетом перечисленных процессов возбуждения и релаксации баланс числа квантов для первого колебательного уровня запишется в виде

$$(1) \quad W_e N_0 = W'_e N_1 + W_{VT} N_1 + W_{VV} N_1 + W_D N_1 + k_{VT}^a N_a N_1,$$

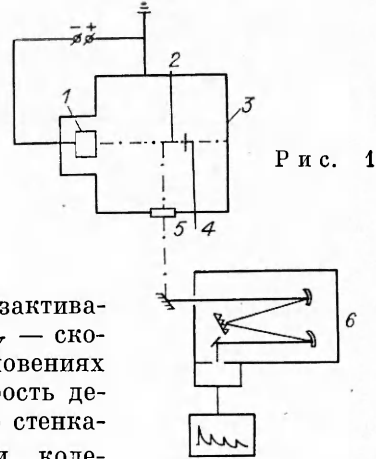
где W_e и W'_e — скорости возбуждения и дезактивации колебаний электронами; W_{VT} и W_{VV} — скорости $V-T$ - и $V-V$ -обмена при столкновениях молекул азота друг с другом; W_D — скорость дезактивации колебаний при соударениях со стенками камеры; $k_{VT}^a N_a$ — скорость релаксации колебаний молекул азота при столкновениях с атомами титана, записанная в явном виде; k_{VT}^a — константа скорости релаксации; N_a — концентрация атомов титана.

Если ввести понятие температуры заселения первого колебательного уровня молекулы азота в основном электронном состоянии $T_1^X = -\frac{\Delta E}{k} \ln \left(\frac{N_1}{N_0} \right)$, то после несложных преобразований с учетом (1) можно получить

$$(2) \quad T_1^X = -\frac{\Delta E}{k} \left\{ \ln \left(\frac{W_e}{W'_e + W_{VT} + W_{VV} + W_D + k_{VT}^a N_a} \right) \right\}^{-1}.$$

Для молекулы азота известны зависимости от параметра E/N (E — напряженность электрического поля, N — плотность молекул) практически всех констант скоростей процессов, указанных в (2), кроме $k_{VT}^a N_a$, являющейся, следовательно, свободным параметром в данном уравнении баланса. Отсюда, в частности, вытекает, что каждый из членов (2) зависит через посредство E/N от давления газа в камере. Наиболее сильная зависимость от силы тока разряда наблюдается, естественно, для тех членов в уравнении (2), которые связаны с возбуждением и дезактивацией колебаний электронами. Для других членов в (2) зависимость от силы тока выражена опосредованно, как правило, через зависимость констант скорости от температуры газа.

Для определения T_1^X из (2) необходима информация об электронном компоненте плазмы. В настоящей работе средние энергии и концентрации электронов измерялись экспериментально методом зондов Ленгмюра соответственно по наклону зондовой характеристики в полулогарифмическом масштабе и ее излому в точке при потенциале пространства [10]. Заметим, что измерения функции распределения электронов по энергиям, проведенные нами методом радиотехнического дифференцирования [10], показали, что вплоть до энергии $\epsilon_e \approx 6$ эВ функция распределения максвелловская. Это дает возможность при расчете возбуждения колебательных уровней молекул азота в основном состоянии электронным ударом описывать энергетическое распределение электронов функцией Максвелла, поскольку при возбуждении колебательных уровней состояния $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ наиболее эффективны электроны со средней энергией $\bar{\epsilon}_e = 2-3$ эВ [11, 12]. Средние энергии экспериментально полученных распределений электронов составили $\bar{\epsilon}_e = 2-2,5$ эВ. Зависимости концентрации электронов от условий в разряде представлены на рис. 2 (точки 1—3 отвечают токам 80, 100 и 140 А). Напряженность электрического поля $E \approx 0,1$ В/см практически не зависела от изменения условий в разряде.



Р и с. 1

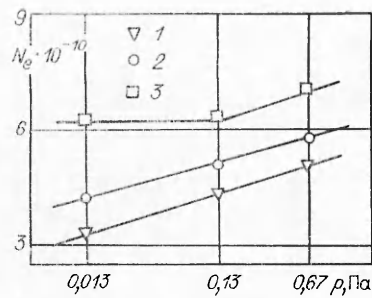


Рис. 2

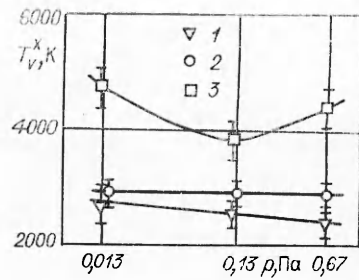


Рис. 3

Скорость дезактивации колебаний на стенках камеры рассчитывалась по стандартной формуле [6]

$$(3) \quad W_D = \beta D / \Lambda^2,$$

где коэффициент аккомодации колебаний молекул азота на стенках камеры $\beta = (1-3) \cdot 10^{-3}$ [13]; коэффициент диффузии D определялся по данным [14]; диффузионная длина Λ рассчитывалась в соответствии с конкретной геометрией разрядной камеры. Для условий экспериментов константа $V-T$ -релаксации нейтральными молекулами азота $k_{VT}^0 \approx 10^{-17} \text{ см}^3 \cdot \text{см}^{-1}$ [15], а константа скорости возбуждения первого колебательного уровня молекулы азота электронным ударом $k_e \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \times \text{см}^{-1}$ [11]. Константа девозбуждения колебаний электронным ударом k_e' находилась с учетом k_e из принципа детального равновесия. Канал диссипации колебательных квантов через $V-V$ -обмен учитывался аналогично [12, 16, 17]. Заметим, что в условиях настоящих экспериментов $V-T$ - и $V-V$ -обмен молекул азота друг с другом не играл заметной роли в балансе колебательных квантов из-за низкой плотности молекул в камере.

Сравнение расчета с экспериментом. Неизвестным параметром в формуле (2) является произведение $k_{VT}^a N_a$, т. е. скорость $V-T$ -релаксации колебательно-возбужденных молекул азота атомами титана. Она может быть оценена из сопоставления экспериментальных и расчетных зависимостей колебательных температур молекул азота от давления и тока разряда. В качестве примера на рис. 3 показана зависимость T_V^x от давления (точки 1-3 отвечают токам 80, 100 и 140 А). Как результат сравнения на рис. 4, а, б представлены восстановленные из рис. 3 и с учетом данных об электронном компоненте плазмы зависимости произведения $k_{VT}^a N_a$ от давления и тока разряда (на рис. 4, б точки 1-3 соответствуют давлениям $1,33 \cdot 10^{-2}$, $1,33 \cdot 10^{-1}$ и $6,65 \cdot 10^{-1}$ Па).

Коэффициент аккомодации колебаний молекул азота на стенках камеры β сильно зависит от многих параметров газового разряда (состояние поверхности камеры, температура газа и т. д.) и известен, как правило, со значительной погрешностью [13]. Например, в [13] приведен коэффициент $\beta^{(1)} = (1-3) \cdot 10^{-3}$ на стали и $\beta^{(2)} = 2,6 \cdot 10^{-3}$ на нержавеющей стали. Эти значения β и использованы при расчетах $k_{VT}^a N_a$. Так, на рис. 4, б сплошными кривыми показаны значения $k_{VT}^a N_a$, полученные с использованием $\beta^{(2)}$ — данные, вычисленные при

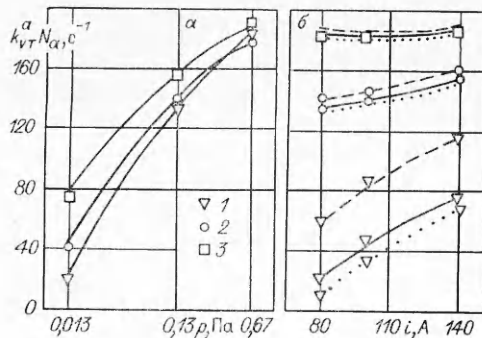


Рис. 4

$\beta^{(1)} = 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-3}$ соответственно. Другие обозначения на рис. 4 аналогичны обозначениям на рис. 3. Видно, что неопределенность в параметре β принципиально не влияет на $k_{VT}^a N_a$. Кроме того, проведен анализ влияния вариации и других членов уравнения (2) на точность $k_{VT}^a N_a$. Поскольку константы процессов возбуждения и дезактивации колебаний молекул азота электронным ударом известны из литературы с хорошей точностью [11, 12, 16], их вариация обнаруживала очень слабое влияние (заметно меньшее, чем неопределенность в параметре β) на чувствительность определения $k_{VT}^a N_a$. Что касается констант $V - T$ - и $V - V$ -релаксации, то их вариация также слабо сказывалась на точности $k_{VT}^a N_a$, поскольку, как уже отмечалось, процессы $V - T$ - и $V - V$ -обмена не играли заметной роли в балансе колебательных квантов.

Любопытно провести количественное сравнение скоростей различных процессов колебательной релаксации молекул азота в вакуумно-дуговой плазме. Расчеты показывают, что скорости соответствующих процессов изменяются в пределах $W_{VT} = 10^{-5} - 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, $W_{VV} = 10^{-6} - 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $W_D = 1 - 100 \text{ с}^{-1}$; $k_{VT}^a N_a$, как следует из рис. 4, составляет $10 - 200 \text{ с}^{-1}$, т. е. наряду с гетерогенными процессами основным каналом колебательной релаксации молекул азота являются процессы с участием атомов титана.

Таким образом, в результате проведенного исследования показано, что в условиях плазмы вакуумной дуги главную роль в балансе колебательной энергии играют возбуждение прямым электронным ударом и релаксация при соударениях с атомами титана и стенками разрядной камеры.

В заключение на основании полученных результатов можно провести оценку абсолютных концентраций атомов титана в плазме. К настоящему времени неизвестны константы тушения колебаний молекул азота атомами титана k_{VT}^2 . Наиболее полные данные по тушению колебаний молекул атомами приведены для атомов щелочных металлов [18]. В частности, константа скорости $V - T$ -релаксации молекул атомами щелочных металлов при тепловых энергиях столкновений $\simeq 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, т. е. порядка газокинетического, и в широком диапазоне условий не зависит от энергии столкновения [18]. Если в первом приближении предположить, что этот вывод справедлив и для атомов титана, то из рис. 4 можно сделать заключение относительно поведения N_a в зависимости от условий в разряде.

Во-первых, зависимость N_a от силы тока дуги совпадает с аналогичными зависимостями, полученными по измерениям переноса массы материала катода нейтральными частицами (атомами и каплями) [19], а именно: концентрация нейтральных атомов монотонно возрастает с увеличением тока [19]. Во-вторых, появляется возможность оценить абсолютные концентрации атомов титана в вакуумной дуге. Если предположить аналогично атомам щелочных металлов, что $k_{VT}^2 \simeq 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, то из рис. 3 следует, что концентрация атомов титана в разряде не должна превышать $N_a \simeq 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Эти значения, естественно, надо воспринимать как оценку сверху, так как в расчетах не учитывалась возможность тушения колебаний молекул азота капельной фазой материала катода.

Авторы благодарны Н. Н. Соболеву и В. Н. Очкину за полезные обсуждения и А. А. Жердеву за помощь в проведении зондовых измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вакуумные дуги/Под ред. Дж. Лафферти.— М.: Мир, 1982.
2. Плазменные ускорители и ионные инжекторы/Под ред. Н. П. Козлова и А. И. Морозова.— М.: Наука, 1984.
3. Дороднов А. М., Петросов В. А. О физических принципах и типах вакуумных технологических плазменных устройств // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, вып. 3.
4. Толоч В. Т., Падалка В. Г. Методы плазменной технологии высоких энергий // Атом. энергия.— 1978.— Т. 44, вып. 10.

5. Демиденко И. И., Ломино Н. С. и др. О механизме ионизации реакционного газа в вакуумно-дуговом разряде // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, вып. 8.
6. Новгородов М. З., Очкин В. Н., Соболев Н. Н. Измерение колебательных температур в ОКГ на CO_2 // ЖТФ.— 1970.— Т. 40, вып. 6.
7. Имре И. И., Дашенко А. И., Вуксич В. С. Возбуждение электронно-колебательных переходов при электронно-ионных столкновениях // Тез. докл. VII ВРФЭАС.— Петрозаводск, 1967.— Т. 1.
8. Williams A. J., Doering J. P. An experimental survey of the low energy electron scattering spectrum of nitrogen // Planet. Space Sci.— 1969.— V. 17, N 11.
9. Zare R. N., Larsson E. O., Berg R. A. Frank — Condon factors for electronic band system of molecular nitrogen // J. Molec. Spectr.— 1965.— V. 15, N 1.
10. Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии.— М.: Наука, 1981.
11. Дятко Н. А., Кочетов И. В., Напартович А. П., Таран М. Д. Влияние процесса ионизации на кинетические коэффициенты в низкотемпературной плазме.— М., 1983.— (Препринт/ИАЭ; № 3842/12).
12. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
13. Геншензон Ю. И., Розенштейн В. В., Уманский С. Я. Гетерогенная релаксация колебательной энергии молекул // Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Атомиздат, 1977.— Вып. 4.
14. Гирифельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей.— М.: ИЛ, 1961.
15. Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М. Явления переноса в слабоионизованной плазме.— М.: Атомиздат, 1975.
16. Ликальтер А. А., Найдис Г. В. Колебательные распределения в сильно возбужденных молекулярных газах // Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Атомиздат, 1981.— Вып. 8.
17. Демьянов А. В., Жданок С. А. и др. Влияние уровня накачки на динамику установления распределения двухатомных молекул по колебательным уровням // ПМТФ.— 1981.— № 3.
18. Андреев Е. А., Никитин Е. Е. Передача колебательной и электронной энергий при атомно-молекулярных столкновениях // Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Атомиздат, 1976.— Вып. 3.
19. Daalder J. E. Erosion and origin of charged and neutral species in vacuum arcs // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1975.— V. 8, N 14.

Поступила 12/IX 1986 г.

УДК 533.6 + 535.231.6

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАПОЛНЕНИЯ ПОЛОСТИ ИЗ ВЗРЫВНОГО ГЕНЕРАТОРА ПЛАЗМЫ

А. Е. Войтенко, Э. А. Зельдина

(Днепропетровск)

Взрывной генератор плазмы (ВГП) [1] в ряде случаев используется для наполнения полости плотной плазмой, например: при исследовании интенсивных режимов абляции, во взрывных лампах, при взрывном плазмохимическом синтезе и т. д. При этом устройство состоит из ВГП и рабочей полости, которые соединены трубкой (плазмотрод) [2—5].

Сложность измерений в нестационарном потоке плотной плазмы приводит к тому, что экспериментальная информация о работе этих устройств оказывается неполной. Обычно экспериментально определяются масса и энергия плазмы, иногда в отдельных точках проводятся измерения давления, температуры, скорости и тепловых потоков [1—5]. Более полное описание происходящих процессов может быть достигнуто путем комплексного использования опытных данных и численных расчетов.

Численное моделирование собственно ВГП проведено в [6—8], излучательные характеристики взрывной лампы изучаются в [9]. Учет лучистого теплообмена [8, 9] дает более точное описание течения плотной плазмы, однако является трудоемким и дорогостоящим при использовании ЭЦВМ.

В ряде практических задач критерий Больцмана $Vo \gg 1$, что позволяет пренебречь лучистым теплообменом и тем самым упростить математическую модель процесса.

В данной работе численным методом С. К. Годунова исследовано движение плазмы в трубке и заполнение ею полости.

Изучается нестационарное двумерное осесимметричное течение плазмы в трубке и цилиндрической полости. Течение считается адиабатическим, плазма — невязкой и нетеплопроводной. Равновесная ионизация