

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО ВЧ-РАЗРЯДА

А. Е. Булышев, Н. В. Денисова, Н. Г. Преображенский,
А. Е. Суворов
(Новосибирск)

Безэлектродный высокочастотный (ВЧ) разряд широко используется в физическом эксперименте прежде всего как обладающий рядом важных свойств источник линейчатого излучения [1, 2]. В последнее время появились работы по его применению в оптогальваническом эксперименте [3, 4]. В связи с этим построение корректной теоретической модели плазмы ВЧ-разряда — актуальная задача. Некоторые шаги в этом направлении описаны в [5, 6], где на основании известной диффузионной модели Шоттки предложен численный метод для определения электромагнитных полей и продемонстрирована заметная роль скин-эффекта. Однако в [5, 6] не дано самосогласованного решения задачи, т. е. параметры плазмы и электромагнитных полей не определялись во взаимосвязи. Большая серия расчетов безэлектродных высокочастотных ламп (БВЛ) проделана в [7] (см. также библиографию), найдены температура и населенности компонентов плазмы в смеси благородного газа и паров металла в разряде малой мощности при неразвитом скин-слое. Расчет электромагнитных полей не проводился, а баланс энергии учитывался упрощенно.

В данной работе предложен метод построения самосогласованного решения в системе плазма — поле для безэлектродного ВЧ-разряда. С ориентировкой на область параметров плазмы, когда скин-эффект выражен явно, строится вычислительная процедура по нахождению распределения в пространстве параметров плазмы и напряженности полей. Кроме того, приводятся оценки, позволяющие определить зависимости энергии, вложенной в разряд, средних значений электронной концентрации и температуры от внешнего поля, рода газа и геометрических факторов задачи. Количественные расчеты проводятся для разряда в аргоне.

1. Разряд горит в трубке и моделируется бесконечным цилиндром радиуса R , помещенным в соленоид. Плазма считается однородной вдоль оси цилиндра, и все параметры зависят лишь от радиальной координаты. Так же как и в [5—7], за основу взята модель амбиполярной диффузии. Предполагалось максвелловское распределение электронов по энергиям. Температура T_e постоянна по сечению столба, это объясняется большим значением электронной теплопроводности при малых плотностях газа ($p \sim 10^3$ Па, [8]). Рекомбинация ионов и электронов происходит на стенках. Объемной рекомбинацией пренебрегаем.

Система уравнений, описывающая разряд, имеет вид

$$(1.1) \quad \begin{aligned} \partial n_e / \partial t &= D_a \Delta n_e + S_e n_e, \\ \partial \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) / \partial t &= - \operatorname{div} q + S^+ - S^-, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi\sigma \mathbf{E} / c, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -i\omega \mathbf{H} / c, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \\ \partial N_k / \partial t &= -A_k N_k + \widehat{H}_k N_k - N_k \sum_i w_{ki} + \sum_i w_{ik} N_i - \gamma_k N_k. \end{aligned}$$

Здесь n_e — плотность электронов; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; S_e — константа скорости рождения электронов за счет ударной ионизации; T_e — электронная температура; q — поток энергии электронов; S^+ и S^- — источниковый и стоковый члены в уравнении энергии; \mathbf{H} и \mathbf{E} — амплитуды магнитного и электрического полей, связанных с внешним ВЧ-полем; σ — комплексная проводимость на частоте поля; N_k — заселенность k -го возбужденного состояния; A_k — константа радиационного затухания уровня k ; \widehat{H}_k — оператор Холстейна [10]; w_{ki} —

константа скорости столкновительного перехода с уровня k на уровень i ; γ_k — константа скорости ионизации. Коэффициенты в системе (1.1) определялись следующим образом:

$$(1.2) \quad S_e = \sum_{k=1}^{\infty} N_k \langle \sigma_k v \rangle \exp(-I_k/T_e),$$

$$S^- = \sum_{k=2}^{\infty} \sum_{n < k} E_{kn} N_n n_e \langle \sigma_{nk} v \rangle \exp(-E_{kn}/T_e) +$$

$$+ \sum_{k=1}^{\infty} I_k N_k n_e \langle \sigma_k v \rangle \exp(-I_k/T_e) + \mathbf{j}_e \mathbf{E}_a,$$

$$S^+ = \langle jE \rangle + \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n > k} E_{kn} N_n n_e \langle \sigma_{nk} v \rangle, \quad \sigma = n_e e^2 (\gamma - i\omega)/m_e (\gamma^2 + \omega^2),$$

где σ_k — сечение ионизации с уровня k ; E_{kn} — энергия перехода между уровнями k и n ; I_k — соответствующий потенциал ионизации; σ_{nk} — сечение столкновительного перехода с уровня n на уровень k ; j_e и E_a — плотность тока и напряженность электрического поля, обусловленные амбиполярной диффузией; j и E — плотность тока и напряженность поля на частоте $\omega = 1$ МГц; γ — частота упругих столкновений электронов с атомами. Система (1.1) должна быть дополнена граничными условиями $n_e(R) = 0$, $\partial n_e / \partial r|_{r=0} = 0$, $H|_{r=R} = H_0$, $\partial H / \partial r|_{r=0} = 0$, $E|_{r=0} = 0$.

Отметим, что вектор магнитного поля содержит только составляющую z (ось z направлена вдоль оси цилиндра), электрическое поле имеет только азимутальную составляющую. Прежде чем переходить к решению системы (1.1), сделаем ряд качественных оценок, которые позволят яснее понять зависимость поглощаемой мощности от параметров разряда.

2. Как показано в [9], при наличии скин-слоя толщины $l < R$ оценка скорости диссипации энергии

$$(2.1) \quad Q = \int_V S^+ dV \sim C_1 H_0^2 / \sqrt{\bar{n}_e}$$

(C_1 — константа, \bar{n}_e — характерное значение электронной плотности).

Совокупные потери энергии $P = \int_V S^- dV$ в области не слишком больших

значений \bar{n}_e зависят от \bar{n}_e линейно. Таким образом, $P \sim C_2 \bar{n}_e$ и, решая уравнение $Q = P$, находим

$$(2.2) \quad \bar{n}_e \sim C_3 H_0^4 / 3;$$

$$(2.3) \quad Q \sim C_4 H_0^4 / 3.$$

При наличии скин-эффекта можно сделать определенные заключения об устойчивости разряда. При флуктуационном увеличении электронной плотности толщина скин-слоя уменьшается, температура понижается, что ведет к уменьшению источника электронов, а также падению n_e за счет диффузии. Таким образом, система плазма — поле обладает некоторым запасом устойчивости.

В общем случае аналитически решить систему (1.1) практически невозможно, поэтому интересно исследовать модельные уравнения при небольших отклонениях параметров плазмы от равновесных. Пусть \bar{n}_e и \bar{T}_e — средние по объему значения электронной концентрации и температуры, энерговыделение $Q \sim C_5 / \sqrt{\bar{n}_e}$, процесс диффузии учтем введением времени диффузии τ_a . Тогда справедливы линеаризованные уравнения

$$(2.4) \quad dn'_e/dt = -n'_e/\tau_a + AT'_e, \quad dT'_e/dt = -Bn'_e,$$

где n'_e и T'_e — отклонения \bar{n}_e и \bar{T}_e от стационарных значений; $A = (\partial S_e / \partial T) \bar{n}_e$; $B = |\partial Q / \partial \bar{n}_e|$.

При условии $1/(2\tau_a)^2 - AB \geq 0$ система (2.4) имеет чисто затухающее решение, в противоположном случае налицо осциллирующая компонента с частотой $\omega = \sqrt{AB - 1/(2\tau_a)^2}$. Механизм осцилляций фактически описан выше, а затухание обусловлено диссипативными процессами.

3. Для полного решения стационарной задачи разработаны два варианта численного решения. Первый основан на применении модели Шоттки (а также модифицированной модели Шоттки), второй связан с непосредственным решением системы (1.4). В первом варианте рассчитывались такие параметры разряда (слабые поля H_0 , невысокие значения n_e), когда, согласно предположению Шоттки, ионизация идет из основного состояния. В этом случае для уравнения амбиполярной диффузии получено стационарное решение $n_e(r) = n_e(0)J_0(\xi r)$ ($\xi = \sqrt{S_e/D_a}$, $J_0(\xi r)$ — функция Бесселя нулевого порядка). Граничное условие $n_e(R) = 0$ дает уравнение для нахождения температуры

$$(3.1) \quad \xi R = 2,405.$$

Эти рассуждения заимствованы из теории Шоттки. Для определения $n_e(0)$ применялось стационарное интегральное по объему уравнение баланса энергии $\int_V (S^+ - S^-)dV = 0$. В численном счете интегралы брались

методом Симпсона. Для вычисления источникового члена S^+ необходимо знать электрическое поле E_ϕ . Для этого использовалось уравнение скин-слоя для H_z и уравнение Максвелла для E_ϕ :

$$(3.2) \quad \Delta H_z - iH_z/l^2 = 0, \text{rot } H_z = 4\pi\sigma E_\phi/c,$$

где l — толщина скин-слоя; Δ — оператор Лапласа в цилиндрической системе координат. Уравнение (3.2) аппроксимировалось на разностной сетке по радиусу со вторым порядком точности. Конечно-разностное уравнение решалось методом матричной прогонки.

На рис. 1 приведены результаты расчетов электронной концентрации $n_e(r)$, профили полей H_z и E_ϕ при $H_0 = 5$ Э, $N_0 = 10^{15}$ см $^{-3}$ (N_0 — плотность атомов, H^{Re} , E^{Re} — реальные, H^{Im} , E^{Im} — мнимые компоненты полей). Радиус трубки $R = 1,5$ см, электронная температура, соответствующая этим параметрам, $T_e = 2,7$ эВ; H_z , E_ϕ приведены в системе СГС.

Была выполнена серия расчетов, в которых исследовались зависимость n_e и T_e от N_0 и амплитуды напряженности внешнего поля. Результаты представлены на рис. 2, где линии 1—3 отвечают $N_0 = 5 \cdot 10^{15}$; 10^{15} ; $7 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ и $T_e = 1,7$; $2,7$; 3 эВ. Видно, что T_e не зависит от H_0 (как и следует в модели Шоттки) и уменьшается с ростом N_0 . Концентрация электронов растет с увеличением H_0 и N_0 . Наблюдается удовлетворительное согласие с оценкой (2.2). Оценки (2.1) и (2.3) также подтвердились в численном расчете. Результат сравнения (2.3) с расчетом показан на рис. 3 (прямая — оценка (2.3), точки — численный расчет).

В последнее время широкое применение нашла модифицированная модель Шоттки [13], в рамках которой ионизация с возбужденных уровней учитывается, но предполагается, что $S_e = \sum_i S_{ei}$ слабо зависит от координат, что позволяет сохранить весь формализм модели Шоттки. Расчет населенностей осуществлялся согласно кинетическому уравнению в (1.1). Сечения неупругих процессов взяты в аппроксимации Дравина

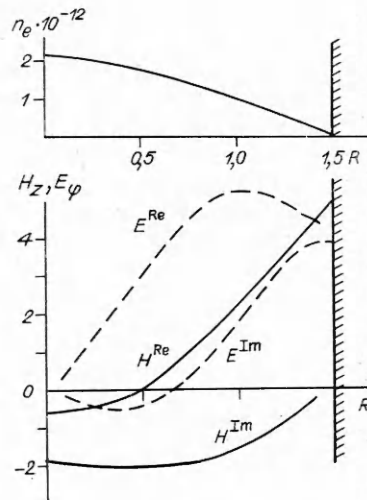


Рис. 1

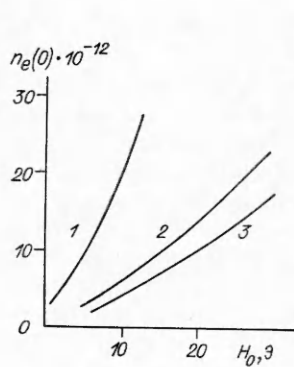


Рис. 2

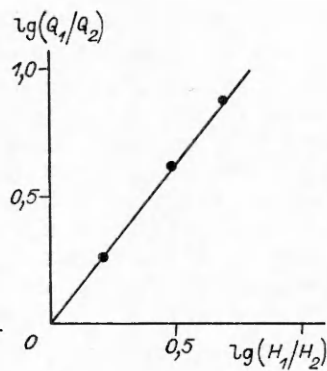


Рис. 3

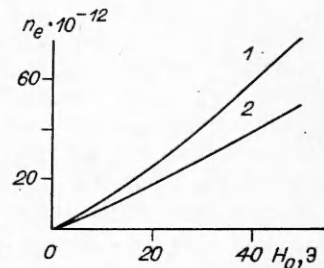


Рис. 4

[10]. Учитывалось пленение излучения на резонансных переходах с помощью фактора Бибермана [10], силы осцилляторов брались из таблиц [11]. Сечение резонансной перезарядки заимствовалось из [12]. Атом аргона моделировался многоуровневой моделью согласно рекомендации [10]. При этом близкие уровни объединялись в блоки. В конкретных расчетах использовалось до 15 блоков уровней. Согласно [10], уровни, расположенные выше шестого, считались водородоподобными. Второй метод расчета состоял в непосредственном решении системы (1.1). Температура считалась постоянной по объему и определялась из интегрального уравнения энергии. Плотность электронов рассчитывалась из нестационарного уравнения амбиполярной диффузии методом установления. Существенный момент решения задачи — выбор необходимого числа блоков уровней. Мы брали число уровней с запасом, чтобы добавление новых уровней никак не сказывалось на расчете скорости ионизации.

На рис. 4 приведен результат расчета зависимости концентрации электронов в центре трубки радиуса $R = 1,5$ см от H_0 ($N_0 = 10^{15}$ см $^{-3}$, 1 и 2 — расчет по модифицированной модели и по модели Шоттки). Результаты расчетов по полной схеме и по модифицированной теории Шоттки практически совпадают. На рис. 5 показано сравнение расчетов температуры (1 — расчет по модели Шоттки, 2 — расчет по полной схеме и по модифицированной теории). Видно, что при достаточно больших значениях H_0 применение модели Шоттки становится некорректным. При больших полях ($H_0 \sim 100$ Э) и $N_0 = 10^{15}$ см $^{-3}$ результаты расчета для десяти и двух уровневых моделей атома совпали. Таким образом, при малых полях ($H_0 \leq 10$ Э) работает модель Шоттки и достаточно ограничиться одним уровнем, а при больших значениях полей ионизация происходит с первого возбужденного уровня (работает модель «мгновенной ионизации» [10]) и достаточно брать два уровня. Этот вывод подтверждается расчетом температуры (рис. 5). При больших H_0 кривая $T_e(H_0)$ выходит на константу, совпадающую с решением в модели Шоттки при условии, что в качестве потенциала ионизации взята энергия возбуждения первого уровня. Это и означает, что в этой области справедливо приближение «мгновенной ионизации».

В заключение остановимся на оценках неучтенных в нашей модели процессов. Пусть $P = P_1 + P_2 + P_3$, где P_1 — потери на возбуждение

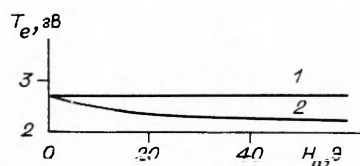


Рис. 5

атомов на резонансный уровень, P_2 — потери в упругих столкновениях, P_3 — потери за счет ухода электронов на стенки. Все эти величины рассчитываются на единицу длины цилиндра. Тогда $P_1 = \int_V E_1 \langle \sigma_n v \rangle \times \times \exp(-E_1/T_e) N_0 n_e dV \sim E_1 \sigma_n \bar{v} N_0 \bar{n}_e \times \times \exp(-E_1/T_e) R^2 (E_1 - \text{потенциал возбужде-$

ния первого уровня, σ_n — сечение возбуждения, \bar{v} — средняя скорость электронов), $P_2 = \int T_e \langle \sigma_e v \rangle N_0 n_e 2m_e dV / M \sim T_e \sigma_e \bar{v} N_0 n_e R^2 m_e / M$ (σ_e — сечение упругого рассеяния, M — масса атома), $P_3 = \int T_e j_e dS \sim T_e D_a \nabla n_e R \sim T_e D_e n_e D_a / D_e$ (j_e — поток электронов на стенки, D_a , D_e — коэффициенты амбиполярной и электронной диффузии; интегрирование здесь проводится по поверхности цилиндра), $P_2/P_1 \sim T_e \exp(E_1/T_e) m_e / (E_1 M)$, $P_3/P_1 \sim T_e \exp(E_1/T_e) \lambda^2 D_a / (E_1 R^2 D_e)$ (λ — длина свободного пробега электрона). При подстановке характерных данных вклад P_2 и P_3 не превышает 1%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Краулия Э. К., Круглевский В. А. Сечения передачи возбуждения при сенсibilизированной флуоресценции паров металлов // Сенсibilизированная флуоресценция паров металлов.— Рига: Латв. ун-т, 1977.
2. Kuramochi N., Matsuo T. et al. Spectral profiles of the $^{87}\text{Rb}D_1$ line emitted from spherical lamp // Japan. J. Appl. Phys.— 1977.— V. 16, N 5.
3. Suzuki T., Kakimoto M. High-resolution optogalvanic study of the $C_4(0)^1\Pi_u$, $C'_5(0)^1\Sigma_u^+$ and $a''(0)^1\Sigma_g^+$ rydberg states of N_2 // J. Molecular Spectroscopy.— 1982.— V. 93.—P. 423.
4. Suzuki T. Optogalvanic spectroscopy with RF discharge // Optics Communications.— 1981.— V. 38, N 5.
5. Henriksen B. B., Keefer D. R., Clarkson M. N. Electromagnetic field in electrodeless discharge // J. Appl. Phys.— 1971.— V. 42, N 13.
6. Keefer D. R. A theory for the low-pressure electrodeless discharge.— N. Y., 1969.— (Paper/AIAA; N 703).
7. Агапов А. С., Матвеев А. А., Хуторщиков В. И. Методы расчета параметров высокочастотных безэлектродных ламп // Процессы переноса энергии в парах металлов.— Рига: Латв. ун-т, 1985.
8. Грановский В. Л. Электрический ток в газе.— М.: Наука, 1971.
9. Бульшев А. Е., Преображенский Н. Г. Отклик импеданса безэлектродного ВЧ-разряда на оптическое возбуждение // ДАН СССР.— 1984.— Т. 279, № 6.
10. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1982.
11. Wiese W. L., Smith M. W., Glennon V. M. Atomic transition probabilities // NSRDS — NBS.— 1966.— V. 4.
12. Хастед Дж. Физика атомных столкновений.— М.: Мир, 1965.
13. Зайцев Н. К., Шапарев Н. Я. Оптоэлектрические явления в плазме.— Красноярск, 1982.— (Препринт/ИФ СО АН СССР; № 207—209 Ф).

Поступила 5/1 1987 г.

УДК 533.011+536.14

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ОХЛАЖДЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА В ПОЛЕ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЕРЕКРЫТИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

А. М. Старик
(Москва)

В последнее время значительный интерес проявляется к процессам, происходящим при воздействии резонансного излучения на поглощающие или усиливающие газовые среды. Весьма важен при этом вопрос об изменении макроскопических параметров среды (температуры или плотности), определяющих характер изменения показателя преломления в канале воздействующего луча. В [1—4] анализировались механизмы охлаждения молекулярного газа при поглощении излучения, частота которого резонансна частоте центра спектральной линии поглощающего колебательно-вращательного перехода. Экспериментально эффект кинетического охлаждения наблюдался в газах, содержащих CO_2 , при поглощении излучения на междумодовом переходе