

УДК 621.373.826

МЕТОДИКА КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПАРАХ РТУТИ

Ануфрик С.С., Володенков А.П., Зноско К.Ф.

Гродненский государственный университет

Гродно, Республика Беларусь

Для получения некогерентного излучения широко используются газоразрядные источники на основе паров ртути. Для оптимизации работы таких источников в последнее время все чаще используются компьютеры. Основной задачей данного исследования была разработка методики компьютерного моделирования источников излучения на основе паров ртути.

Следует учитывать, что основной вклад в излучение плазмы в смесях инертных газов (Ar, Ne) с парами Hg дает резонансное излучение с длинами волн 184,95 нм (6^1P_1) и 253,65 нм (6^3P_1) [1]. При этом инертный газ учитывается в основном как буферный газ, который существенно влияет на ФРРЭ электронов. При этом доля энергии, идущая на возбуждение этих уровней, составляет ~70% от энергии, которая вкладывается в разряд [1]. Интенсивность свечения люминофора прямо пропорциональна интенсивности излучения ртути, поэтому в первом приближении для изучения свойств люминесцентных источников на парах ртути необходимо изучить эмиссионные свойства, указанных выше двух линий ртути.

На рис.1 представлена упрощенная диаграмма уровней энергии атома ртути.

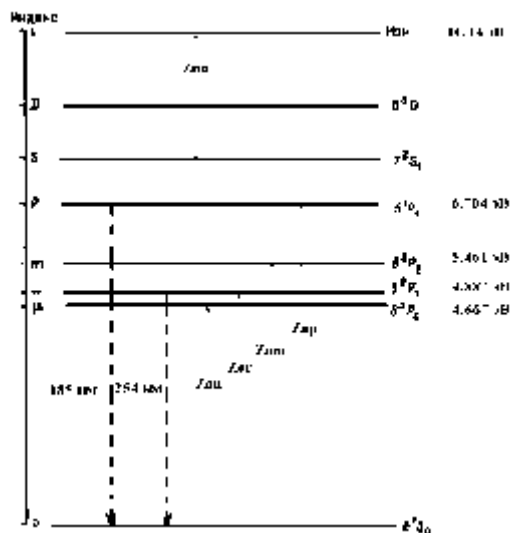


Рисунок 1 – Упрощенная диаграмма уровней энергии ртути

На рис.1 использованы следующие обозначения: Z_{0i} – скорость возбуждения уровня 6^3P_0 при столкновении с электронами; Z_{0j} – скорость возбуждения уровня 6^3P_1 при столкновении с электронами; Z_{0m} – скорость

возбуждения уровня 6^3P_2 при столкновении с электронами; Z_{0p} – скорость возбуждения уровня 6^1P_1 при столкновении с электронами; Z_{mi} – скорость ионизации уровня 6^3P_2 при столкновении с электронами. Следует учитывать, что уровни 6^3P_0 и 6^3P_2 являются метастабильными и их время жизни соответственно 1,45 с и 6,5 с [2].

При написании упрощенной системы уравнений для определения характеристик плазмы на основе смеси паров ртути с инертными газами делаются следующие допущения [1].

1. Происходит ионизация и возбуждение только атомов ртути, а инертный газ играет роль буфера.

2. Заряженные частицы образуются главным образом за счет ступенчатой ионизации метастабильного уровня 6^3P_2 , причем реакция имеет скоростной коэффициент Z_{mi} .

3. Электроны приобретают энергию от поля и теряют ее при неупругих столкновениях с атомами ртути и на стенках излучателя.

4. Учитываются только следующие 4 возбужденные уровни: 6^3P_0 , 6^3P_1 , 6^3P_2 , 6^1P_1 .

4. Происходит прямое возбуждение этих 4 уровней (рис.1).

5. Происходят переходы между Р уровнями при столкновении с электронами (эти переходы не показаны на рис.1).

6. Излучатель имеет цилиндрическую симметрию.

7. Гибель заряженных частиц происходит вследствие амбиполярной диффузии к стенкам сосуда.

На основании этих допущений уравнение для концентрации электронов имеет следующий вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_{амб} \Delta n_e + Z_{mi} \cdot N_m \cdot n_e \quad (1)$$

Радиальное распределение концентрации электронов в разряде постоянного тока $n_e(r)$ в случае диффузной гибели заряженных частиц на стенках излучателя и постоянной по объему частоте ионизации описывается функцией Бесселя нулевого порядка [1].

$$n_e(r, t) = n_e(0, t) \cdot J_0 \left(\beta \cdot \frac{r}{R} \right), \quad (2)$$

где $n_e(0, t)$ – концентрация электронов на оси разряда, R – внутренний радиус излучателя,

$J_0\left(\beta \cdot \frac{r}{R}\right)$ -функция Бесселя нулевого

порядка, $\beta=2,405$ –величина первого корня функции Бесселя нулевого порядка. Средняя по сечению разряда плотность электронов в этом случае равна $0,43 n_e(0,t)$.

С учетом (2) можно записать следующие выражения.

$$D_{амб} \cdot \Delta n_e = -\frac{n_e(0,t)}{\tau_{амб}} \cdot J_0\left(\beta \cdot \frac{r}{R}\right), \quad (3)$$

$$\tau_{амб} = \frac{R^2}{D_{амб} \cdot \beta^2}. \quad (4)$$

Коэффициент амбиполярной диффузии в условиях квазинейтральности неравновесной плазмы равен [3].

$$D_{амб} = \mu_+ \cdot \frac{kT_e}{e}, \quad (5)$$

где μ_+ - подвижность положительных ионов ртути, T_e – электронная температура. Тогда уравнение (1) для $n_e(0,t)$ будет иметь следующий вид.

$$\frac{\partial n_e(0,t)}{\partial t} = -\frac{n_e(0,t)}{\tau_{амб}} + Z_{mi} \cdot N_m(0,t) \cdot n_e(0,t) \quad (6)$$

Далее везде используется концентрации на оси разряда. Зависимость всех концентраций от радиуса определяется выражениями типа (2). Уравнение для метастабильного уровня 6^3P_2 можно записать в следующем виде.

$$\frac{\partial N_m}{\partial t} = Z_{0m} \cdot N_0 \cdot n_e + Z_{um} \cdot N_u \cdot n_e + Z_{rm} \cdot N_r \cdot n_e - Z_{m0} \cdot N_m \cdot n_e - Z_{mu} \cdot N_m \cdot n_e - Z_{mr} \cdot N_m \cdot n_e \quad (7)$$

На практике переходами на уровень 6^3P_2 с других Р уровней можно пренебречь, так как на уровень 6^3P_2 метастабильный. Уравнение для N_u идентично уравнению для N_m . Выражение для резонансного излучения с уровня 6^3P_1 (254 нм) можно записать в следующем виде (рис.1).

$$I_{r0} = \chi_{r0} \cdot h \cdot \nu_{r0} \cdot N_r, \quad (8)$$

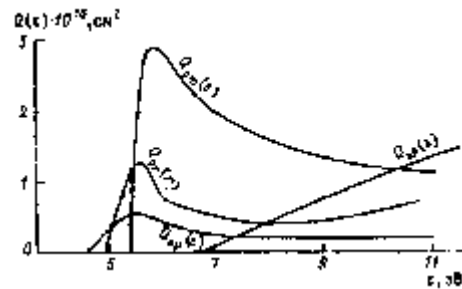
где I_{r0} –мощность излучения с единицы объема, $h \nu_{r0}$ - энергия кванта, N_r – концентрация атомов в 6^3P_1 состоянии, χ_{r0} – вероятность вылета фотона из плазмы в единицу времени. При отсутствии пленения излучения величина χ_{r0} совпадает с вероятностью спонтанного излучения изолированного атома A_{r0} . При давлении паров ртути $\sim 10^{-3}$ Торр необходимо учитывать пленение излучения. Радиальное распределение излучающих атомов в этом случае будет зависеть не только от радиального распределения источников возбуждения, но и от процессов многократного поглощения и переизлучения фотонов. При малом тушении состояния 6^3P_1

электронами пленение излучения не приводит к изменению мощности излучения.

Но при увеличении давления паров ртути и увеличению плотности тока тушением состояния 6^3P_1 электронами уже пренебрегать нельзя. Такой случай подробно разобран в работе [1]. Для упрощения вида уравнения для заселенности уровня 6^3P_1 приведем это уравнение в случае отсутствия пленения излучения.

$$\frac{\partial N_r}{\partial t} = Z_{0r} \cdot N_0 \cdot n_e - Z_{r0} \cdot N_r \cdot n_e - Z_{ru} \cdot N_r \cdot n_e + Z_{mr} \cdot N_m \cdot n_e - N_r \cdot A_{r0} \quad (9)$$

Уравнение для N_p идентично уравнению для N_r . Для нахождения скоростных коэффициентов была использована программа Bolsig+ [4]. База по сечениям возбуждения атома ртути содержит только данные по возбуждению первых трех Р уровней и по сечению ионизации из основного состояния. Поэтому для пополнения базы данных был сделан литературный обзор по сечениям возбуждения и ионизации атома ртути в различных состояниях. На рис.2 представлена зависимость сечения возбуждения первых четырех Р уровней, которые используются в нашей модели, от величины энергии электрона [1].



$Q0u$ – сечение возбуждения уровня 6^3P_0
 $Q0r$ – сечение возбуждения уровня 6^3P_1
 $Q0m$ – сечение возбуждения уровня 6^3P_2
 $Q0p$ – сечение возбуждения уровня 6^1P_1

Рисунок 2 – Зависимость сечения возбуждения первых Р уровней ртути

1. Миленин В.М., Тимофеев Н.А. Плазма газоразрядных источников света низкого давления.- Ленинград.- Издательство ЛГУ, 1991.-240 с.
2. Радциг А.А, Смирнов Б.М. Параметры атомов и ионов. Справочник. Москва.- Энергоатомиздат, 1986, 344 с.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - Москва: Наука, 1987.-686 с.
4. <http://www.codiciel.fr/plateforme/plasma/bolsig/bolsig.php>.