

01;02;04;07

©1995 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ РТУТНОГО РАЗРЯДА В ПРОЦЕССЕ РАЗОГРЕВА ПОСЛЕ ВКЛЮЧЕНИЯ РАЗРЯДА

*Н.Л.Баилов, В.М.Миленин, Г.Ю.Панасюк, Н.А.Тимофеев*

Научно-исследовательский институт физики  
Санкт-Петербургского государственного университета,  
198904 Санкт-Петербург, Россия  
(Поступило в Редакцию 24 февраля 1994 г.  
В окончательной редакции 4 апреля 1994 г.)

Исследуется ртутный разряд среднего давления, который реализуется в процессе разогрева ртутной лампы высокого давления после включения. Предложена самосогласованная модель, позволяющая рассчитывать внутренние характеристики плазмы ртутного разряда среднего давления. Проведенные расчеты подтвердили важность неупругих столкновений между атомами ртути, конверсии  $\text{Hg}^+$  в  $\text{Hg}_2^+$  и объемной рекомбинации ионов в данных разрядных условиях.

### Введение

Разряд в смеси паров ртути с аргоном нашел широкое применение в светотехнике при создании газоразрядных ламп как низкого, так и высокого давлений. Настоящая работа посвящена исследованию ртутного разряда среднего давления, который реализуется в процессе разогрева ртутной лампы высокого давления после включения. Для выхода такой лампы в рабочий режим требуется значительное время (несколько минут). В течение этого времени происходит существенное изменение давления ртути — от  $\sim 10^{-3}$  в момент включения до тысяч Тор в рабочем режиме. Таким образом, при рассмотрении процесса включения лампы мы имеем в начальный момент разряд в смеси Ar-Hg (десятки Тор аргона), а в рабочем режиме — разряд практически в чистой ртути (доля аргона становится пренебрежимо малой по сравнению с долей ртути). Исследование влияния увеличения давления ртути на внутренние характеристики разряда в процессе выхода в рабочий режим является, с одной стороны, важной светотехнической задачей, а с другой стороны, представляет несомненный научный интерес, поскольку отражает влияние изменения давления ртути на различные элементарные процессы, протекающие в разряде.

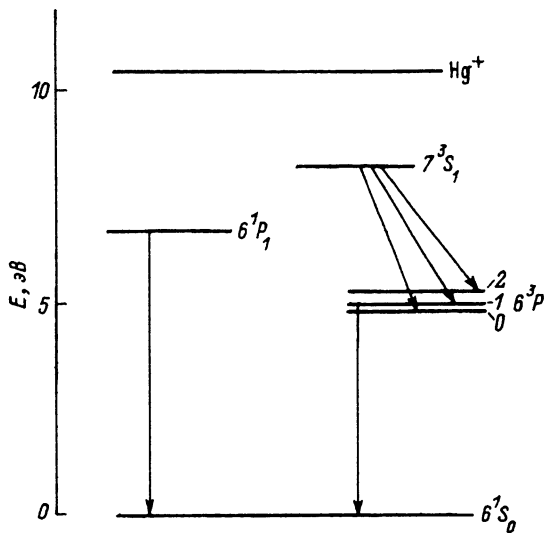
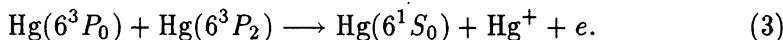
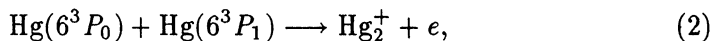
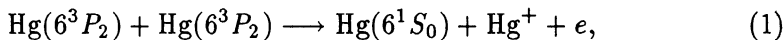


Рис. 1. Упрощенная схема термов атома ртути.

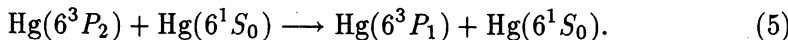
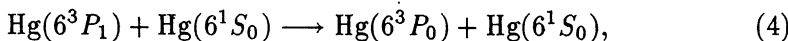
В предлагаемой модели используется упрощенная схема термов атома ртути, представленная на рис. 1. Здесь  $6^1S_0$  — основное состояние;  $6^3P_{0,1,2}$ ,  $6^1P_1$ ,  $7^3S_1$  — возбужденные состояния атома ртути.

При написании уравнений баланса возбужденных и заряженных частиц в разряде были проанализированы различные элементарные процессы, протекающие в разряде. Прежде всего были учтены все возможные излучательные переходы между уровнями атома ртути, возбуждение и девозбуждение уровней атома ртути электронным ударом, прямая и ступенчатая ионизация атомов ртути электронным ударом. Предполагается, что атомы аргона не возбуждаются и не ионизируются.

В исследуемых разрядных условиях концентрации ртути достигают значительных значений, поэтому важную роль в балансе числа заряженных частиц могут играть столкновения двух возбужденных атомов ртути, ведущие к ионизации [3]. В данной работе включены в рассмотрение следующие реакции, приведенные в [3]:

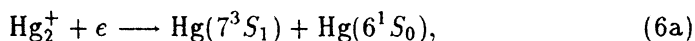


Кроме того, было учтено девозбуждение при парных столкновениях атомов ртути [4]

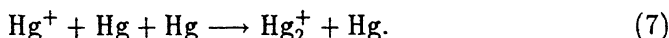


Следует отметить, что две последние реакции ведут к нагреванию газа.

В стационарном разряде число рожденных электрон-ионных пар соответствует числу актов рекомбинации. В предлагаемой модели учтены следующие процессы гибели заряженных частиц: амбиполярная диффузия, диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов ртути и ударно-радиационная рекомбинация атомарных ионов ртути с электронами. Последние две реакции имеют следующий вид:



Следует заметить, что диссоциативная рекомбинация является одним из главных механизмов гибели заряженных частиц в ртутном разряде при средних давлениях [5]. При достаточно высоких давлениях ртути необходимо принимать во внимание конверсию атомарных ионов ртути в молекулярные [6]



Потенциал ионизации молекулярного иона  $\text{Hg}_2^+$  (9.7 эВ) меньше, чем у атомарного  $\text{Hg}^+$  (10.4 эВ), а значит, конверсия приводит также и к нагреванию газа.

Как будет показано ниже, присутствие в плазме ионов двух видов приводит к тому, что диффузионные потоки заряженных частиц не могут быть представлены в классической амбиполярной форме

$$\Gamma_j = -D_{amb}^j \frac{\partial n_j}{\partial r} \quad [7].$$

Поток заряженных частиц на стенку разрядной трубки имеет следующий вид:

$$\Gamma_j = (-1)^k b_j n_j E_r + D_j \frac{\partial n_j}{\partial r}.$$

Здесь  $b_j$  и  $D_j$  — подвижность и коэффициент диффузии частиц сорта  $j$ ,  $E_r$  — радиальная компонента напряженности электрического поля.

Для электронов  $k = 1$ , для ионов  $\text{Hg}^+$  и  $\text{Hg}_2^+$   $k = 0$ . В нашем случае потоки заряженных частиц могут быть представлены следующим образом (индекс  $a$  соответствует атомарному иону ртути,  $m$  — молекулярному иону):

$$\Gamma_e = -b_e n_e E_r + D_e \frac{\partial n_e}{\partial r},$$

$$\Gamma_a = b_a n_a E_r + D_a \frac{\partial n_a}{\partial r},$$

$$\Gamma_m = b_m n_m E_r + D_m \frac{\partial n_m}{\partial r}.$$

Предположение о квазинейтральности позволяет исключить  $E_r$  из этих выражений и представить уравнения для потоков в виде

$$\Gamma_e = \frac{1}{\gamma} (b_e n_e D_a + b_a n_a D_e + b_m n_m D_e) \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{1}{\gamma} b_e n_e (D_a + D_m) \frac{\partial n_m}{\partial r},$$

$$\Gamma_a = \frac{1}{\gamma} (b_a n_a D_e + b_e n_e D_a + b_m n_m D_a) \frac{\partial n_a}{\partial r} - \frac{1}{\gamma} b_a n_a (D_e + D_m) \frac{\partial n_m}{\partial r},$$

$$\Gamma_m = \frac{1}{\gamma} (b_m n_m D_e + b_a n_a D_m + b_e n_e D_m) \frac{\partial n_m}{\partial r} - \frac{1}{\gamma} b_m n_m (D_a + D_e) \frac{\partial n_a}{\partial r}.$$

Здесь  $\gamma = b_e n_e + b_a n_a + b_m n_m$ . Видно, что поток заряженных частиц на стенку имеет диффузионный вид лишь тогда, когда радиальные распределения заряженных частиц совпадают, т.е.

$$\frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n_a}{\partial r} = \frac{\partial n_m}{\partial r}.$$

Как показывают расчеты, в случае разряда в ртути среднего давления радиальные профили различных заряженных частиц различаются между собой, следовательно, для потока заряженных частиц на стенку не может быть использовано классическое диффузионное выражение.

При написании уравнений непрерывности для концентраций возбужденных и заряженных частиц разных видов были учтены все возможные (в рамках данной модели) столкновительные и излучательные переходы между уровнями. В стационарных условиях число актов рождения должно быть равно числу актов гибели частиц, следовательно, мы получаем уравнения баланса (для частицы  $j$  с концентрацией  $n_j$ )

$$\begin{aligned} & n_e \sum_k \{n_k z_{kj} - n_j z_{jk}\} + \sum_k \{n_k A_{kj}^* - n_j A_{jk}^*\} + \\ & + H_j^{(p)} - n_j H_j^{(r)} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_j) + G_{rec} + G_{con} = 0, \\ & n_j(R) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Для концентраций  $n_j$  выбирались нулевые граничные условия. Здесь первые два члена описывают рождение и гибель частиц сорта  $j$  при столкновениях с электронами,  $z_{kj}$  — скорости соответствующих реакций. Второе слагаемое учитывает радиационные процессы с участием уровня  $j$ ;  $A_{kj}^*$  — эффективные вероятности переходов, учитывающие пленение излучения в плазме. Описание этого члена выполнено на основе теории Бибермана-Холстейна [8-10]. Слагаемые  $H_j^{(p)}$  и  $n_j H_j^{(r)}$  — рождение и гибель частиц  $j$  при столкновениях тяжелых частиц. Здесь

$$H_j^{(p)} = \sum_l n_l \sum_k n_k Z_{kj}^l, \quad (9a)$$

$$H_j^{(r)} = \sum_l n_l \sum_k Z_{jk}^l, \quad (9b)$$

$Z_{jk}^l$  — скорости соответствующих процессов,  $\Gamma_j$  представляет потери частиц сорта  $j$  в результате диффузии на стенку разрядной трубки.

Легко показать, что вклад диффузионного члена в баланс числа возбужденных атомов ртути мал, поэтому диффузия учитывалась лишь в

балансе числа заряженных частиц. Член  $G_{\text{рек}}$  учитывает потери заряженных частиц в результате объемной рекомбинации. Последнее слагаемое отражает роль конверсии в балансе числа ионов ртути.

Условие квазинейтральности может быть записано в следующем виде:

$$n_e(r) = n_{\text{Hg}^+}(r) + n_{\text{Hg}_2^+}(r). \quad (10)$$

Уравнение баланса энергии электронов выглядит следующим образом:

$$E_{j_e} + P_2 + P_{\text{асс}} - P_{el} - P_{\text{inel}} - P_{\text{dif}} - P_{\text{rec}} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right\} = 0, \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial T_e}{\partial r} \right|_{r=R} = 0.$$

Граничные условия для температуры электронов выбирались из соображения равенства нулю потока энергии электронов на стенке. Три первых члена представляют энергию на единицу объема, приобретаемую электронами от электрического поля, ударов второго рода и в ассоциативных процессах (1)–(3). Здесь  $E$  и  $j_e$  напряженность электрического поля и плотность тока. Остальные слагаемые учитывают потери энергии электронов в упругих соударениях, неупругих соударениях (возбуждение и ионизация), в результате диффузии электронов на стенку разрядной трубки, объемной рекомбинации и электронной теплопроводности соответственно. Здесь  $P_{\text{dif}}$  имеет вид

$$P_{\text{dif}} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r \Gamma_j \} \frac{5}{2} k T_e,$$

$k$  — постоянная Больцмана.

Уравнение баланса энергии нейтрального газа ( $T_g$  — температура газа) может быть представлено в следующем виде:

$$P_{el} + P_{at} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right\} = 0, \quad T_g(R) = T_W, \quad (12)$$

$T_W$  — температура стенки разрядной трубки.

Первые два слагаемых представляют энергию, передаваемую газу при упругих соударениях с электронами и в результате реакций (4), (5) и (7);  $\lambda_g$  — коэффициент теплопроводности.

Радиальные распределения концентраций буферного газа (в нашем случае аргона)  $n_{\text{Ar}}$  и ртути  $n_{\text{Hg}}$  могут быть определены следующим образом:

$$n_{\text{Ar}}(r) = \frac{p_{\text{буф}}}{k T_g(r)}, \quad (13a)$$

$$n_{\text{Hg}}(r) = \frac{p_{\text{Hg}}(T_{\text{ст}})}{k T_g(r)}, \quad (13b)$$

$k$  — постоянная Больцмана;  $p_{\text{Hg}}(T_{\text{ст}})$  — давление насыщенных паров ртути при температуре стенки;  $p_{\text{Ar}}$  — давление буферного газа, определяемое по следующей формуле:

$$\frac{p_{\text{Ar}}}{k} 2\pi \int_0^R \frac{r dr}{T_g(r)} = \frac{p_{\text{Ar}}(T_0)}{kT_0} \pi R^2. \quad (14)$$

Здесь  $R$  — радиус разрядной трубки,  $p_{\text{Ar}}(T_0)$  — начальное давление буферного газа при температуре наполнения лампы (обычно  $20^\circ \text{C}$ ). Последнее уравнение в модели — закон Ома

$$I = 2\pi e E \int_0^R b_e(r) n_e(r) r dr, \quad (15)$$

$e$  и  $b_e$  — заряд и подвижность электронов.

Нетрудно убедиться, что в случае, когда концентрация атомов ртути мала, т.е. вклад парных соударений атомов ртути и объемной рекомбинации ионов в баланс числа заряженных частиц незначителен, настоящая система уравнений имеет вид, аналогичный [1].

Для проведения расчетов необходимы аналогии различных величин, характеризующих элементарные процессы, протекающие в плазме, таких как сечения возбуждения и ионизации, времена жизни уровней, сечения упругих соударений электронов с атомами ртути и аргона и др.

Сечение упругого рассеяния электронов атомами ртути и сечения возбуждения различных уровней атома ртути из основного состояния мы взяли из работы [11]. Сечения ступенчатого возбуждения уровней ртути приведены в [12], в этой же работе даны сечения для ударов второго рода, рассчитанные с помощью соотношения Клейна-Росселенда. Скорости реакций считались численно с помощью этих сечений.

Сечения соударений между возбужденными атомами ртути, ведущих к ионизации, были взяты из работы [3]. Величины сечений для реакций (4) и (5) приведены в работах [13,14].

Коэффициент конверсии  $\beta_{\text{eon}} = 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$  измерен в работе [6]. Коэффициент диссоциативной рекомбинации  $\alpha_{\text{dis}} = 4.2 \cdot 10^{-7} \cdot [T_e(\sigma_{\text{K}})/340]^{-1.1} \text{ см}^3/\text{с}$  приведен в [15]. Коэффициент ударно-радиационной рекомбинации рассчитывался в модифицированном диффузионном приближении [16].

При расчете подвижности электронов принимались во внимание упругие соударения электронов как с атомами ртути, так и с атомами буферного газа

$$b_e = -\frac{1}{3} \left[ \frac{2e}{m_e} \right]^{0.5} \int_0^\infty \frac{\sqrt{u}}{Q_{e\text{Hg}}^T n_{\text{Hg}} + Q_{e\text{Ar}}^T n_{\text{Ar}}} \frac{\partial f_0}{\partial u} du.$$

Здесь  $Q_{e\text{Hg}}^T$  и  $Q_{e\text{Ar}}^T$  — полные транспортные сечения рассеяния,  $f_0$  — изотропная часть функции распределения электронов по энергиям.

Подвижность ионов ртути рассчитывалась по закону Бланка. Величина подвижности  $Hg^+$  в чистом аргоне приведена в [17], а величина подвижности этих ионов в чистой ртути — в [18]. Коэффициенты диффузии для  $Hg_2^+$  даны в работе [19]. Коэффициент теплопроводности в смеси Hg-Ar рассчитывался в соответствии с [20]. Коэффициент электронной теплопроводности определялся по закону Вейдемана-Франца [21].

В данной модели внешние параметры были следующими: радиус разрядной трубки, давление ртути и аргона, разрядный ток и температура стенки разрядной трубки.

Система уравнений является нелинейной, поэтому невозможно найти ее решение в явном виде. Поиск решения проводился с помощью итерационной процедуры. Для этого в нулевом приближении задавались значения искоемых характеристик плазмы. После этого проводилось вычисление этих характеристик в первом приближении и т.д. Процедура останавливалась, когда разница между значениями характеристик в соседних итерациях становилась менее 0.5 %.

## Результаты

Для того чтобы проверить справедливость предложенной модели результаты расчетов, выполненных с ее помощью, сравнивались с известными экспериментальными данными. К сожалению, авторам известны лишь несколько работ, где исследования были проведены в сходных разрядных условиях [22,23].

В работе [22] измерялись характеристики плазмы разряда в чистой ртути. Сравнение результатов нашего расчета с экспериментом [22] приведено на рис. 2. Здесь представлены напряженность электрического поля, электронная и газовая температуры на оси разряда в зависимости от давления ртути. Видно, что результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В работе [23] исследовалась напряженность электрического поля в разряде в реальной ртутной лампе высокого давления ( $I = 3.2$  А,  $R = 0.925$  см,  $p_{Ar} = 10$  Тор) в зависимости от массы испарившейся ртути. Эта масса может быть рассчитана по следующей формуле:

$$m_{Hg} = 2\pi M_{Hg} \int_0^R \frac{p_{Hg}}{kT_g(r)} r dr,$$

где  $M_{Hg}$  — атомарная масса ртути.

На рис. 3 результаты экспериментального определения напряженности электрического поля [23] сравниваются с расчетной зависимостью напряженности поля от массы испарившейся ртути. Здесь также наблюдается хорошее согласие. Это позволяет сделать вывод, что предложенная модель правильно отражает элементарные процессы, протекающие в плазме ртутного разряда среднего давления, и может быть использована для расчета внутренних характеристик такого разряда.

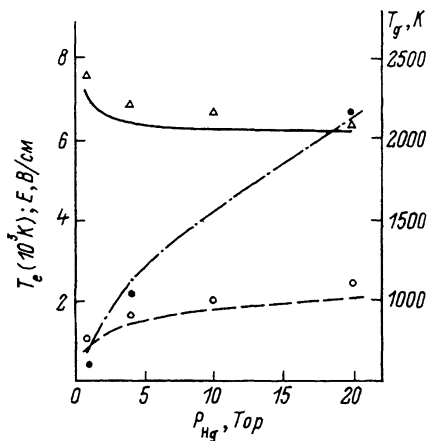


Рис. 2. Напряженность электрического поля (штрихпунктир), температура электронов на оси (сплошная линия) и температура газа на оси (штриховая) разряда в Hg в зависимости от давления ртути ( $I = 1 \text{ A}$ ,  $R = 1 \text{ см}$ ). (Точки — результаты эксперимента [22]).

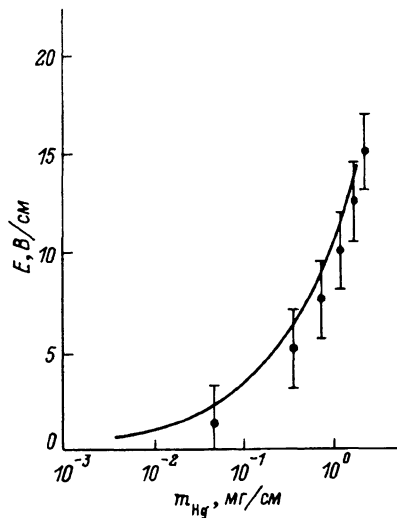


Рис. 3. Напряженность электрического поля в ртутной лампе высокого давления в зависимости от массы испаренной ртути (точки — эксперимент [23]).

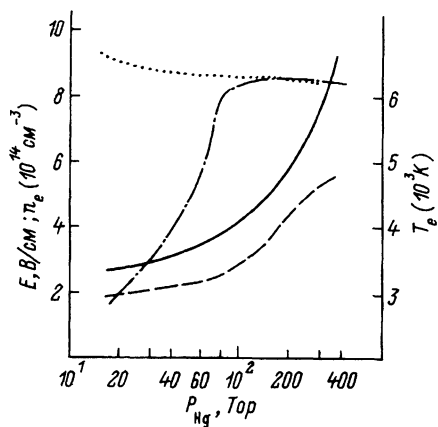


Рис. 4. Напряженность электрического поля (сплошная линия), концентрация электронов (штриховая), температура электронов (пунктир) и температура газа (штрихпунктир) на оси ртутной лампы высокого давления как функции давления ртути ( $I = 3.2 \text{ A}$ ,  $R = 0.925 \text{ см}$ ,  $p_{\text{Ar}} = 10 \text{ Тор}$ ).

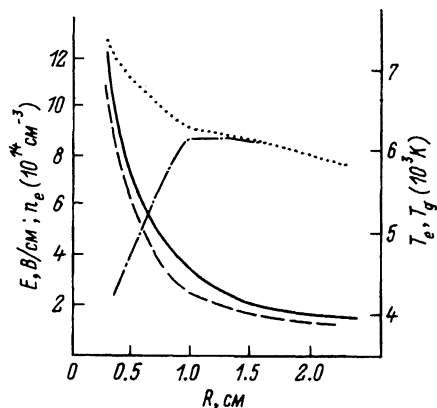


Рис. 5. Напряженность электрического поля (сплошная линия), концентрация электронов (штриховая), температура электронов (пунктир) и температура газа (штрихпунктир) на оси ртутной лампы высокого давления в зависимости от радиуса лампы ( $I = 3.2 \text{ A}$ ,  $\rho_{\text{Hg}} = 75 \text{ Тор}$ ,  $p_{\text{Ar}} = 10 \text{ Тор}$ ).



С помощью данной модели нами были проведены расчеты характеристик плазмы в различных разрядных условиях. Особенно интересны зависимости характеристик плазмы от давления ртути, поскольку они отражают изменение характеристик реальной газоразрядной лампы во времени. На рис. 4 представлены зависимости напряженности электрического поля, концентрации и температуры электронов, а также температура газа на оси разряда в зависимости от давления ртути ( $I = 3.2$  А,  $p_{Ar} = 10$  Тор,  $R = 0.925$  см). Нетрудно видеть, что увеличение давления ртути оказывает серьезное влияние на параметры разряда. Упругие потери энергии электронов растут с ростом давления ртути. Соответственно падает температура электронов и растет температура газа. В итоге, когда давление ртути становится достаточно большим, электронная температура на оси сравнивается с газовой. Влияние увеличения давления ртути на концентрацию электронов сложнее. С одной стороны, полное число частиц, принимающих участие в процессах ионизации, растет, но растут и потери в результате рекомбинации. Кроме того, уменьшение температуры электронов ведет к уменьшению скорости ионизации. В результате концентрация электронов возрастает достаточно слабо.

На рис. 5 приведены зависимости характеристик плазмы от радиуса разрядной трубки ( $I = 3.2$  А,  $p_{Hg} = 75$  Тор,  $p_{Ar} = 10$  Тор). Видно, что уменьшение радиуса трубки ведет к росту электрического поля, концентрации и температуры электронов. В этих условиях сильно возрастает нагрев газа. Однако наблюдается спад температуры газа на оси с уменьшением радиуса трубки. Это связано с тем, что в данных условиях растет поток тепла на стенку. Следует отметить, что в данной модели теплоемкость стенки считается бесконечной. В реальной разрядной трубке уменьшение радиуса приведет к более быстрому нагреву стенки и, таким образом, термализация разряда произойдет быстрее.

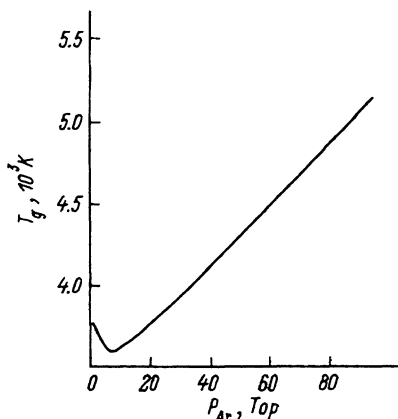


Рис. 6. Температура газа на оси ртутной лампы высокого давления в зависимости от давления аргона ( $I = 3.2$  А,  $R = 0.925$  см,  $p_{Hg} = 75$  Тор).

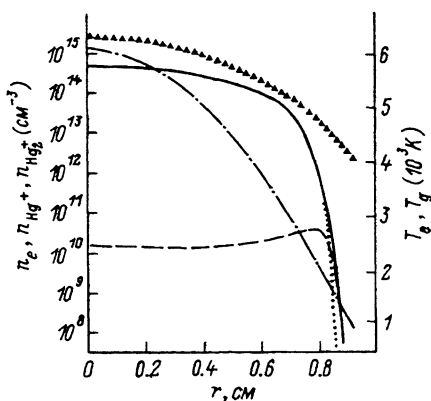


Рис. 7. Радиальные распределения концентраций электронов (сплошная линия), атомных ионов ртути (пунктир), молекулярных ионов ртути (штриховая), температуры электронов (треугольники) и температуры газа (штрихпунктир) в ртутной лампе высокого давления ( $I = 3.2$  А,  $R = 0.925$  см,  $p_{Ar} = 10$  Тор,  $p_{Hg} = 140$  Тор).

Добавление аргона в разряд в ртути в первую очередь приводит к увеличению теплопроводности смеси. Типичные значения средней энергии электронов в ртутном разряде среднего давления близки к энергиям, соответствующим рамзауэровскому минимуму сечения упругого рассеяния электронов на атомах аргона. Поэтому влияние добавления аргона на подвижность электронов и потери энергии электронов незначительно. Следовательно, добавление небольшого количества аргона в ртутный разряд ведет к уменьшению температуры газа на оси. Газовая температура в зависимости от давления аргона имеет минимум, после чего температура газа начинает увеличиваться (рис. 6). Уменьшение температуры газа означает, что в этих условиях ртуть испаряется быстрее, чем в разряде в чистой ртути. Положение минимума в рассматриваемом случае 5–10 Тор. Для данной лампы эта величина давления аргона является оптимальной с точки зрения сокращения времени выхода лампы в рабочий режим.

На рис. 7 представлены радиальные распределения концентраций заряженных частиц, электронной и газовой температуры в лампе ( $p_{\text{Hg}} = 140$  Тор). Легко видеть, что вклад молекулярных ионов в баланс заряженных частиц на оси разряда пренебрежимо мал. В то же время в пристеночной области молекулярные ионы играют заметную роль в балансе числа заряженных частиц. Различие электронной и газовой температуры на оси составляет  $\sim 100$  К. С ростом концентрации ртути  $T_e$  и  $T_g$  выравниваются практически во всем разряде. Этот факт подтверждает предположение о ЛТР в третьей фазе разогрева ртутной лампы, сделанное в работе [23].

## Выводы

Таким образом, в данной работе предложена модель для описания Hg и Hg–Ag разряда среднего давления. После сравнения результатов расчета с известными экспериментальными данными модель была использована для расчета характеристик разряда в реальной ртутной лампе высокого давления.

Проведенные расчеты подтвердили важность роли, которую играют неупругие столкновения между атомами ртути, конверсия атомарных ионов ртути в молекулярные и объемная рекомбинация в рассмотренных разрядных условиях. Расчеты показали, что профили различных заряженных частиц в разряде различаются между собой. Увеличение давления ртути в разряде приводит к тому, что характеристики разряда приближаются к равновесным.

## Список литературы

- [1] Миленин В.М., Панасюк Г.Ю., Тимофеев Н.А. //Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 4. С. 447–454.
- [2] Nesteyanov A.N. Vapour Pressure of Chemical Elements. Amsterdam: Elsevier, 1963. 443 p.
- [3] Vriens L., Keijser R.A.J., Lighthart F.A.S. //J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. P. 2721–2725.
- [4] Nishikawa M., Yoich Fuji-ie, Tokuo Suita. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. Vol. 30. P. 529–536.
- [5] Moody S.E., Center R.E. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. P. 2721–2725.
- [6] Biondi M.A. // Phys. Rev. 1953. Vol. 90. P. 730–737.
- [7] Рожанский В.А., Пендин Л.Д. Столкновительный перенос в частичноионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 248 с.
- [8] Биберман Л.М. // ДАН СССР. 1940. Т. 27. № 9. С. 920–925.

- [9] Биберман Л.М. // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. Вып. 5. С. 416-426.
- [10] Holstein T. // Phys. Rev. 1951. Vol. 83. P. 1159.
- [11] Rockwood S.D. // Phys. Rev. A. 1973. Vol. 8. P. 2348.
- [12] Winkler R.B., Wilhelm J., Winkler R. // Ann. Phys. (Leipzig). 1983. Vol. 40. P. 89-119.
- [13] Nishikawa M., Yoich Fuji-ie, Tokuo Suita. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. Vol. 31. P. 910-918.
- [14] Couliette J.H. // Phys. Rev. 1928. Vol. 32. P. 636-648.
- [15] Jog V.E., Biondi M.A. // J. Phys. B. 1981. Vol. 14. P. 4719-4727.
- [16] Biberman L.M., Vorob'ev V.S., Jakobov I.T. Kinetics of Nonequilibrium Low Temperature Plasmas. New York: Consultant Bureau, 1987. 497 p.
- [17] Waymouth J.F. Electric Discharge Lamps. Cambridge: MIT Press, 1971. 385 p.
- [18] McConnel J.C., Moiseiwitsch B.L. // J. Phys. B. 1969. Vol. 2. P. 821-830.
- [19] Kovar F.R., Varney R.N. // Phys. Rev. 1964. Vol. 133. P. 681-685.
- [20] Hirschfelder J.O., Curtis C.F., Bird R.B. Molecular Theory of Gases and Liquids. New York: Wiley, 1984. 785 p.
- [21] Kittel C. Introduction to Solid State Physics. New York: Wiley, 1966. 408 p.
- [22] Казан Ю.М., Соболева Н.Л. // Опт. и спектр. 1972. Т. 33. Вып. 1. С. 22-28.
- [23] Charrada K., Zisis G., Stambouli M., Asselman A. // Proc. of 6<sup>th</sup> Intern. Symp. Sci. Tech. Light Sources. Budapest, 1992.
-