

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. M. Batenin, A. A. Zayakin, I. I. Klimovskii, Распределение атомов и молекул по радиусу разрядной трубки в лазере на парах галогенидов меди, *TVT*, 1982, Volume 20, Issue 3, 580–582

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt6338>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.173

April 28, 2025, 11:50:14



УДК 621.378.83

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ ПО РАДИУСУ РАЗРЯДНОЙ ТРУБКИ В ЛАЗЕРЕ НА ПАРАХ ГАЛОГЕНИДОВ МЕДИ

Батенин В. М., Заякин А. А., Климовский И. И.

В данной работе представлены результаты расчета распределения атомов меди и молекул галогенидов меди по радиусу разрядной трубки в лазере на парах галогенидов меди, работающем с большой частотой следования импульсов возбуждения. Расчеты проведены на основе модели, подробно изложенной в [1]. Дополнительно учитывается вынос атомов меди из центральной зоны разряда благодаря ионизации в импульсе возбуждения и амбиполярной диффузии ионов меди к стенкам трубки в интервале между импульсами (предполагается, что скорость трехчастичной рекомбинации ионов меди меньше, чем скорость амбиполярной диффузии их к стенкам).

Как и в [1], метод расчета состоит в том, что решаются нестационарные уравнения диффузии для атомов меди и для молекул галогенидов меди без объемных источников и стоков частиц последовательно в каждом межимпульсном интервале длительности τ с граничными условиями $n_1(t, R) = 0$, $n_2(t, R) = n_2^{\text{равн}}$ (R — радиус разрядной трубки; n_1 , n_2 и $n_2^{\text{равн}}$ — соответственно концентрации атомов меди, молекул галогенида меди и равновесная концентрация молекул галогенида меди при температуре стенки). Предполагается, что диссоциация молекул и ионизация атомов происходит во время импульса возбуждения, длительность которого много меньше интервала между импульсами. Количество диссоциировавших молекул галогенида меди $\gamma(r)$ и степень ионизации атомов меди $\alpha(r)$ в расчетах варьировались в широких пределах.

Уравнения диффузии записываются в виде

$$\frac{1}{D_1} \frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{\partial^2 n_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n_1}{\partial r},$$

$$\frac{1}{D_2} \frac{\partial n_2}{\partial t} = \frac{\partial^2 n_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n_2}{\partial r},$$
(1)

где D_1 , D_2 — коэффициенты диффузии атомов меди и молекул галогенида меди (см. [1]).

Решение системы уравнений (1) проводилось в предположении, что температура газа постоянна по сечению разрядной трубки, а пар галогенида меди состоит из шестиатомных молекул, так что в случае полной диссоциации h молекул галогенида меди образуется $3h$ атомов меди.

Начальные условия после i -го импульса возбуждения

$$n_1(r, 0) = n_1^*(r, \tau) (1 - \alpha(r)) + 3\gamma(r) n_2^{\text{равн}},$$

$$n_2(r, 0) = n_2^*(r, \tau) - \gamma(r) n_2^{\text{равн}},$$

где $n_1^*(r, \tau)$, $n_2^*(r, \tau)$ — концентрация атомов меди и молекул галогенида меди перед началом i -го импульса возбуждения.

Большинство расчетов проведено для параболического радиального профиля $\gamma(r) = \gamma(0) (1 - r^2/R_D^2)$ и $\alpha(r) = \alpha(0) (1 - r^2/R_D^2)$, где R_D — радиус разряда. Однако, как видно из рис. 1, изменения в профиле $\gamma(r)$ и $\alpha(r)$ не оказывают существенного влияния на распределения атомов меди и молекул галогенидов меди.

В результате действия большого числа импульсов возбуждения устанавливаются радиальные распределения концентраций, не зависящие от номера импульса (в дальнейшем будем их называть стационарными). На рисунках приводятся относительные стационарные концентрации атомов меди $N(r) = n_1(r, \tau)/n_2^{\text{равн}}$ и молекул галогенида меди $M(r) = n_2(r, \tau)/n_2^{\text{равн}}$, которые реализуются перед началом очередного импульса возбуждения. Стационарные распределения $N(r)$ и $M(r)$ являются функциями $\gamma(r)$, $\alpha(r)$ и безразмерного соотношения $\kappa = fR^2/D_1$ (в дальнейшем называемого частотным фактором), объединяющего частоту следования импульсов f , радиус разрядной трубки R и коэффициент диффузии атомов меди D_1 .

На рис. 1 представлены зависимости $N(r)$ и $M(r)$ для различных значений частотного фактора κ . С увеличением частотного фактора κ уменьшается концентрация

молекул галогенида меди в присоевой зоне трубки, а в распределении атомов меди образуется минимум на оси трубки. Расчеты показывают, что для $\kappa=30$, $\gamma(0)=0,5$ относительная концентрация молекул на оси, по крайней мере, меньше 10^{-5} . Чем больше молекул диссоциирует в каждом импульсе возбуждения, тем меньше их на оси трубки (см. рис. 2). Эти выводы находят подтверждение в экспериментальных работах. Так, в [2] молекулярный спектр в разрядах с хлоридом и бромидом меди при оптимальных параметрах не обнаружен. Появление же его в условиях перегрева связано с увеличением равновесной концентрации молекул $n_2^{\text{равн}}$, что при постоянстве энергии, вводимой в разряд, приводит к уменьшению относительного числа молекул, диссоциирующих в импульсе возбуждения, и, как следствие, к увеличению концентрации молекул на оси (рис. 2).

Появление провала в радиальном распределении атомов меди вызвано смещением области диссоциации молекул к стенкам трубки, а также гибелью атомов меди

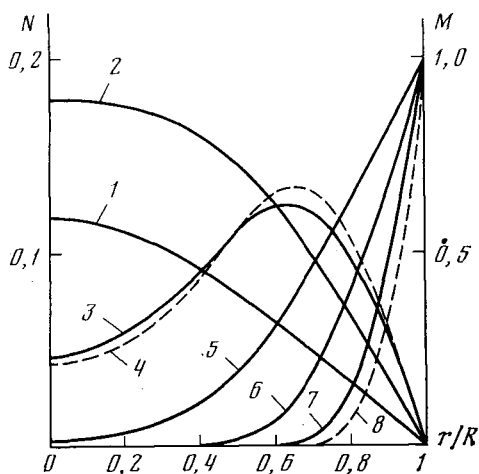


Рис. 1. Радиальные стационарные распределения относительных концентраций атомов меди N (1-4) и молекул галогенида меди M (5-8) для различных значений частотного фактора $\kappa=3$ (1, 5); 10 (2, 6); 30 (3, 4, 7, 8). Сплошные кривые — для неоднородного профиля диссоциации ($\gamma(r)=0,5(1-r^2/R^2)$); пунктирные — для однородного ($\gamma=0,5$). Степень ионизации атомов меди в импульсе возбуждения $\alpha=0,5$

в присоевой зоне в результате ионизации и последующей амбиполярной диффузии ионов к стенкам. Глубина провала в концентрации атомов меди возрастает с увеличением количества молекул γ , диссоциирующих в импульсе возбуждения, степени ионизации атомов меди α , а также с увеличением частотного фактора. Немонотонное распределение с минимумом на оси позволяет объяснить кольцевой профиль генерации, наблюдавшийся в ряде работ [3, 4]. Применительно к условиям работы [3] были проведены специальные расчеты.

На рис. 3 сопоставлены в относительных единицах расчетные радиальные распределения атомов меди и полученные в [3] распределения мощности генерации по радиусу разрядной трубки. Кольцевая генерация в [3] наблюдалась в буферном газе неоне при низких температурах стенки, при этом радиус разряда составлял $3/4$ радиуса трубки. С увеличением температуры радиус разряда уменьшался до $1/2$ радиуса трубки, а профиль генерации из кольцевого трансформировался в круговой. По приводимым в работе значениям частоты следования импульсов, радиуса разрядной трубки, давления и температуры (с учетом перегрева на оси трубки за счет энергии разряда) буферного газа можно рассчитать значение частотного фактора. Значения $\gamma(0)$ и $\alpha(0)$ варьировались в широких пределах, чтобы добиться лучшего соответствия формы распределения атомов меди и мощности генерации по радиусу трубки.

При сопоставлении расчетных распределений атомов меди и экспериментально полученных распределений мощности генерации по радиусу трубки следует учитывать ряд обстоятельств. Прежде всего, разряд в [3], как указывалось выше, занимал не весь объем разрядной трубки, поэтому в процессе генерации участвовали только те атомы меди, которые находились в разрядной зоне. Далее, присутствие молекул галогенидов меди на периферии разряда должно приводить к уменьшению температуры электронов в импульсе возбуждения на периферии разряда из-за потерь энергии электронов в неупругих столкновениях с молекулами и, как следствие, к уменьшению мощности генерации в этой области. Кроме того, при низких температурах и немонотонном радиальном распределении атомов меди (кривая 1, рис. 3) концентрация атомов меди на оси трубки близка к пороговой концентрации. Отсюда не следует ожидать полного совпадения в форме распределений атомов меди и мощности генерации, особенно на периферии разряда. Однако наличие провала на оси трубки в концентрации атомов меди, безусловно, должно приводить к кольцевому профилю генерации. Кроме неона, в [3] в качестве буферного газа использовался гелий, но кольцевая генерация в нем была едва различима. На наш взгляд, это вызвано тем, что в гелии при тех же параметрах разряда частотный фактор κ примерно в 2 раза меньше, чем в неоне, так как коэффициент диффузии атомов меди D_1 в гелии больше. Для гелия ($\kappa=30$) при тех же значениях γ и α глубина провала 0,8, что и объясняет отсутствие кольцевого характера генерации.

Таким образом, предложенная модель удовлетворительно согласуется с известными экспериментальными результатами. Результаты расчетов подтвердили, что в

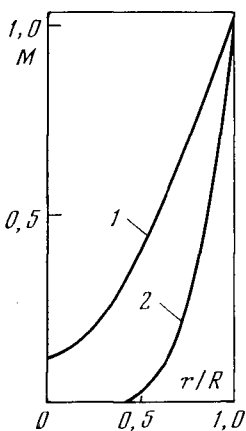


Рис. 2

Рис. 2. Радиальные стационарные распределения молекул галогенида меди для $\gamma(0)$: 1 - 0,05; 2 - 0,5 ($\kappa=10$)

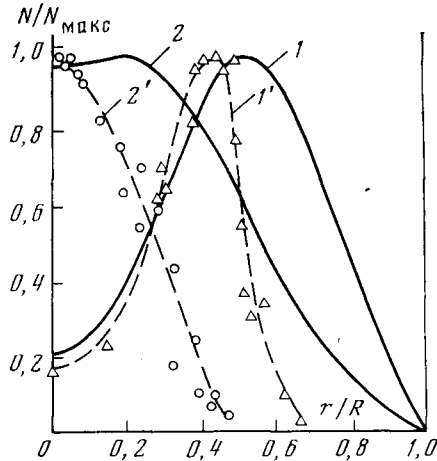


Рис. 3

Рис. 3. Сравнение в относительных единицах распределения средней мощности генерации по радиусу разрядной трубки [3] (пунктирные кривые) и рассчитанных в данной работе радиальных распределений атомов меди (сплошные кривые): 1' - средняя мощность генерации 2 Вт; 2' - 10,3. Расчеты проведены для: 1 - $\kappa=50$; $\alpha=0,9$; $\gamma=0,1$; $R_D=0,7 R$; 2 - 50; 0,5; 0,05; 0,5 R

лазерах на парах галогенидов меди с большой частотой следования импульсов возбуждения молекулы на оси разряда практически отсутствуют, диссоциация молекул происходит около стенки трубки, распределение атомов меди по радиусу при определенных условиях может быть немонотонным, с провалом на оси разряда.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
15.VI.1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Батенин В. М., Заякин А. А., Климовский И. И. Кинетика рекомбинации атомов меди в лазерах на парах галогенидов меди. - Квантовая электроника, 1980, т. 7, с. 1813.
2. Олейник Ю. М., Рогожин А. В. Релаксационные процессы в разряде лазера на галогенидах меди. - Квантовая электроника, 1977, т. 4, с. 1575.
3. Nerheim N. M., Bhanji A. M., Russel G. R. - IEEE J. Quant. Electronics, 1978, v. QE-14, p. 686.
4. Исаев А. А., Казарян М. А., Леммерман Г. Ю. и др. Импульсная генерация на переходах атома меди в разряде в парах бромистой и хлористой меди. - Квантовая электроника, 1976, т. 3, с. 1800.

УДК 533.932

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНА ПРИ РАССЕЯНИИ НА ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ. СВЯЗЬ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Дьячков Л. Г., Кобзев Г. А.

В работе [1] рассмотрено тормозное излучение электрона при рассеянии на потенциальной яме и исследовано влияние изменения размеров ямы, приводящего к появлению или исчезновению уровня, на спектр излучения. Использована модель с прямоугольным потенциалом, что позволило получить аналитическую зависимость сечения от глубины ямы и исследовать ее вблизи критического значения, соответствующего появлению связанного состояния. В данном сообщении приводится более простой, чем в приложении А [1], вывод формулы для сечения тормозного излучения электрона при рассеянии на прямоугольном потенциале, и, исходя из этой формулы, обсуждается связь между сечениями тормозного излучения и упругого рассеяния в условиях неприменимости низкочастотного приближения.