

тверждает эмпирическую закономерность, выявленную в работе [2]. Выражения (7, 9, 10) можно использовать для быстрого расчета, если φ_1 и φ_2 невелики, а тормозная способность слабо изменяется в используемом интервале энергий. В прочих случаях лучше использовать исходные выражения (4, 7, 8).

Анализ полученных выражений показывает, что выход двукратного рассеяния значительно чувствительнее к Z_1 , Z_2 , E_0 , чем выход однократного рассеяния. Это подтверждают и предварительные эксперименты.

Автор признателен В.Я. Колоту и Н.П. Дикому за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] C h u W.K., M a y e r I.W., N i c o l e t M.-A. et al. // Thin. Solid. Films. 1973. V. 17. P. 1-41.
[2] W e b e r A., M o m m s e n H., S a r t e r W. and W e l l e r A. // Nucl. Instr. and Methods. 1982. V. 198. P. 527-533.

Харьковский
физико-технический
институт АН УССР

Поступило в Редакцию
2 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4
02; 04; 07

26 февраля 1989 г.

РОЛЬ БУФЕРНОГО ГАЗА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ АКТИВНЫХ СРЕД SPER-ЛАЗЕРА

В.В. А п о л л о н о в, А.В. Е р м а ч е н к о,
А.А. С и р о т к и н

В [1-4] предложен новый тип лазера с сегментированным возбуждением паров металлов импульсным электрическим разрядом и последующей рекомбинацией (SPER-лазер). Авторы [1-4] полагают, что инверсия на переходах атомов и ионов в данном типе лазера формируется в результате рекомбинации ионов более высокой кратности при разлете плазмы паров металла в буферный газ. При этом роль буферного газа сводится только к столкновительному охлаждению электронов для обеспечения интенсивной рекомбинации. В этом случае увеличение давления P буферного газа должно приводить к возрастанию интенсивности излучения SPER-лазера, однако генерация на переходах атомов и ионов [4-5] наблюдается в очень узком диапазоне давлений буферного газа. С другой стороны, в [6] показано, что разлет плазмы осуществляется не в холодный,

а предварительно возбужденный газ. Однако механизм возбуждения буферного газа остается невыясненным.

В настоящей работе исследуется роль буферного газа в процессе формирования активной среды (АС) SPER-лазера на переходах атомов и ионов Cd , Zn , In , а также механизмы возбуждения буферного газа и паров металла.

Описание активного элемента (АЭ) SPER-лазера подробно дано в [1, 6]. Накачка осуществлялась прямоугольными импульсами тока $I_H \sim 20-100$ А, напряжение $U=10-20$ кВ, длительность накачки $\tau_H \sim 3$ мкс). В качестве буферного газа использовался He или Ne давлением $P=3-100$ Торр. Измерение плотностей возбужденных атомов и ионов буферного газа и паров металла проводилось методом внутривиброанализаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС).

ВРЛ-спектрометр состоял из дифракционного спектрографа ДФС-452 и лазера на красителе с ламповой накачкой, внутри резонатора которого помещался исследуемый активный элемент SPER-лазера. Регистрация спектра осуществлялась на фотопленку или многоканальным оптическим анализатором ОМА с последующим выводом контуров поглощения на запоминающий осциллограф. Высокая чувствительность метода ВРЛС обусловлена многократным прохождением излучения через исследуемую среду за время генерации широкополосного лазера.

На рис. 1 представлены зависимости плотности возбужденных атомов буферного газа $He(3P_2)$ от давления P_{He} . Возбужденные атомы He регистрировались на расстояниях от электродов до 18 мм, причем максимальная плотность возбужденных атомов наблюдалась на переднем фронте импульса тока. Из рисунка видно, что уменьшение давления буферного газа приводит к резкому увеличению плотности возбужденных атомов $He(3P_2)$ с 10^9 см⁻³ до $5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ при изменении P_{He} от 30 до 5 Торр. При $P_{He} < 5$ Торр наблюдается сначала пробой по газу между соседними электродами, а затем между крайними, т.е. формируется тлеющий разряд по буферному газу. Аналогичные зависимости сохранялись при замене гелия на неон.

На рис. 2 показаны интенсивности свечения атомарной CdI ($\lambda=467.8$ нм) и ионной $CdII$ ($\lambda=537.8$ нм) линий при изменении давления буферного газа. Эти зависимости дают качественный характер заселения атомарных и ионных линий паров металла. При увеличении P_{He} наблюдается монотонное возрастание плотности атомов металла N_{CdI} . Совершенно иной характер носит зависимость плотности возбужденных двукратных ионов; сначала наблюдается резкий рост концентрации ионов $CdII$, при $P \sim 12$ Торр достигается максимум, а затем медленный спад.

Рассмотрим, каким образом происходит образование возбужденных атомов и ионов буферного газа. Известно, что тлеющий разряд в газе низкого давления развивается при напряжениях, превосходящих статическое пробивное $U_{ст}$, которое определяется из кривой Пашена для данного газа по параметру Pd (где d - расстояние между электродами).

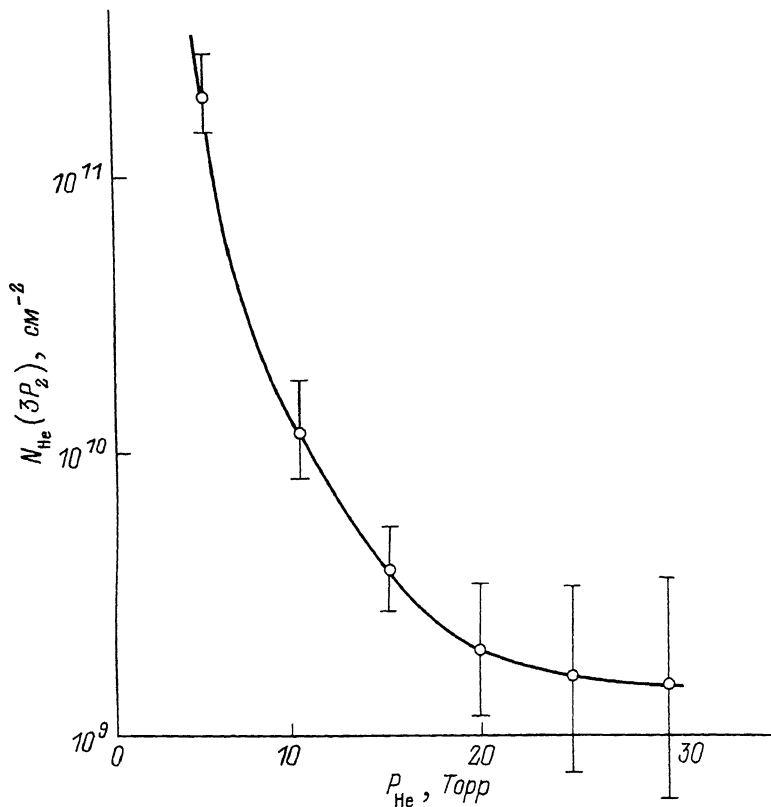


Рис. 1. Распределение плотности возбужденных атомов $He(3P_2)$ в зависимости от давления P_{He} (ток накачки $I_H=50A$, расстояние от электродов $r=5$ мм).

Из осциллограмм импульсов тока и напряжения на АЭ SPER-лазера видно, что первоначально к концам АЭ приложено полное зарядное напряжение $U=15$ кВ, это значительно превышает статическое ($U_{ст} \sim 3$ кВ при $d=50$ см, $P_{He}=5-10$ Торр). Таким образом, между крайними электродами АЭ начинает развиваться тлеющий разряд. В это же время начинает формироваться искровой канал в зазорах между соседними электродами. Причем развитие тлеющего разряда облегчается вследствие воздействия УФ излучения из плазмы искрового канала, а также из-за искажения поля, вызванного электродами.

Условия развития пробоя по газу и искрового канала между электродами зависят от давления P , сорта буферного газа, перенапряжения $E=U/d$, величины зазора между электродами и материала электродов.

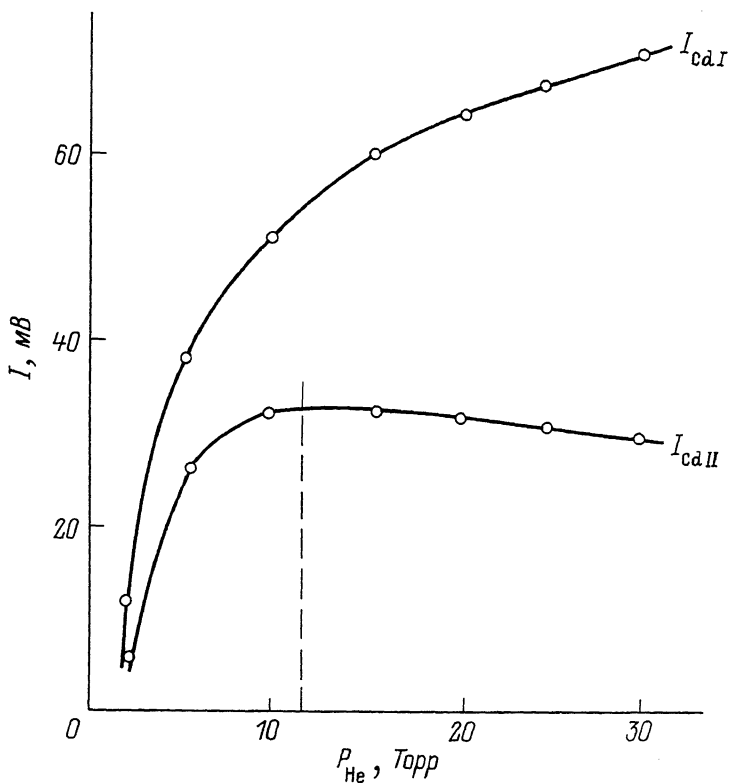


Рис. 2. Распределение интенсивности свечения линий CdI ($6s^3S_1$, $\lambda=467.8$ нм) и $CdII$ ($4f^2F^{\circ}$, $\lambda=587.3$ нм) в зависимости от давления буферного газа ($I_H=50$ А, $r=5$ мм).

В зависимости от условий формирования разряда по буферному газу и в зазорах между электродами можно выделить три области.

При низких давлениях $P < 3$ Торр тлеющий разряд по газу формируется раньше, чем искровой разряд между электродами. При этом ток протекает только по ионизованному буферному газу, чему соответствует максимальная плотность возбужденных атомов He (см. рис. 1) при минимальном количестве паров металла.

При $P > 30$ Торр наблюдается обратная картина — разряд по газу не успевает сформироваться, а развитие искрового разряда завершается. Ток в основном течет через плазму в зазорах между электродами. Возбужденные атомы буферного газа не регистрируются ($N_{He(3P_2)} < 10^9$ см $^{-3}$).

Существует третий промежуточный диапазон $3 < P < 30$ Торр, где наблюдаются и возбуждение атомов буферного газа при развитии тлеющего разряда, а также образование плазмы паров металла в зазорах между электродами. Именно в этом диапазоне по давлению буферного газа и наблюдается генерация в *SPER* -лазере на переходах атомов и ионов [1-5].

Следовательно необходимым условием для формирования АС *SPER* -лазера является возбуждение буферного газа. Наличие долгоживущих ионных и метастабильных состояний буферного газа предполагает передачу энергии атомам паров металла при их перемешивании в процессе плазмохимических реакций. Этим можно объяснить характер зависимости плотности возбужденных ионов *Cd II* (см. рис. 2) при изменении P_{He} . Эксперименты подтверждают, что в условиях сегментированного возбуждения ионы *Cd II* и *Zn II* образуются при перезарядке и пеннинговской ионизации, *In III* - в двухступенчатых реакциях.

При увеличении тока накачки I_H наблюдалось возрастание плотности возбужденных атомов и ионов буферного газа и металла, одновременно возрастала также скорость разлета плазмы [6]. Это приводит к ухудшению условий для перемешивания буферного газа и паров металла, что, по-видимому, является одним из факторов снижения интенсивности излучения *SPER* -лазера при увеличении I_H [5, 6].

Таким образом, для формирования АС *SPER* -лазера необходимо подобрать такие условия по давлению буферного газа и току накачки, чтобы с одной стороны образовывалось достаточное количество возбужденных атомов буферного газа и паров металла, с другой стороны, плазма паров металла не должна быть настолько плотной, чтобы вытеснять окружающий газ, препятствуя их интенсивному перемешиванию.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S i l f v a s t W.T., S z e t o L.H. and W o o d O.R. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. P. 615-617.
- [2] S i l f v a s t W.T., S z e t o L.H. and W o o d O.R. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. P. 212-214.
- [3] S i l f v a s t W.T. and W o o d O.R. // Opt. Lett. 1982. V. 7. P. 34-36.
- [4] M a c k l i n J.J., W o o d O.R. and S i l f v a s t // IEEE J. Quantum Electronics. 1982. V. QE - 18. N 11.
- [5] А п о л л о н о в В.В., Д е р ж а в и н С.И., П р о х о р о в А.М., С и р о т к и н А.А. // Письма в ЖТФ. 1988. № 11. с. 983.

[6] Аполлонов В.В., Державин С.И., Сироткин А.А. Всесоюзное совещание "Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах", г. Томск, 1986, с. 31.

Институт общей физики
АН СССР Москва

Поступило в Редакцию
30 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 4
05,3

26 февраля 1989 г.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭКСИТОНОВ, СВЯЗАННЫХ СО СЛОЕМ ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАРЯДА В КРЕМНИИ

П.Д. Алтухов, А.А. Бакун,
А.В. Крутицкий, А.А. Рогачев,
Г.П. Рубцов

В спектрах рекомбинационного излучения кремния в структурах металл-окисел-полупроводник наблюдается линия излучения неравновесных электронно-дырочных пар, связанных со слоем поверхностного заряда, S -линия [1, 2]. Ранее было установлено, что при большой плотности поверхностного заряда n_s поверхностные пары существуют в виде двумерной электронно-дырочной плазмы с пространственно разделенными электронным и дырочным слоями [1-3], а при малой плотности поверхностного заряда - в виде поверхностных экситонов, которые наблюдаются в спектре в виде новой линии - S_0 -линии излучения [4]. В [5] при больших n_s было обнаружено существенное увеличение вероятности излучательных переходов для электронов вблизи уровня Ферми в виде коротковолновой особенности в спектре S -линии - экситонного резонанса (рис. 1), который возрастает при увеличении n_s . Существование экситонного резонанса в спектре S -линии может быть обусловлено процессами электронно-дырочного рассеяния в условиях резонансного туннелирования двумерных электронов из приповерхностной потенциальной ямы в состояние экситона в объеме [5]. Такое рассеяние может приводить к существенному увеличению плотности электронов вблизи дырки для электронов вблизи уровня Ферми. Формирование экситонного резонанса с ростом n_s завершается появлением новой узкой линии излучения на коротковолновом краю S -линии - S' -линии (рис. 1), которая в изложенной выше модели представляет собой линию излучения экситонов, связанных со слоем поверхностного заряда [5].

В настоящей работе исследованы парамагнитные свойства поверхностных экситонов при малых n_s с помощью метода, основанного на измерении степени циркулярной поляризации S_0 -линии излучения