

$$j(\omega) = \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_a^2} (\omega_{S\alpha} = \gamma_{S\alpha} H_0). \quad (4)$$

Здесь S_α и $\gamma_{S\alpha}$ — соответственно полный механический момент и гироманнитное отношение для произвольного парамагнитного центра α -го типа, N_α — число парамагнитных центров α -го типа на поверхности ячейки, p_α — вероятность адсорбции на произвольном центре α -го типа, Z_α — среднее расстояние между ядром адсорбированного атома и центром, τ_p — среднее время пролета атома в ячейке, τ_a — время физической адсорбции. Из формул (2) и (3) следует, что зависимость времени релаксации T_1 от магнитного поля определяется лорентцовой функцией $j(\omega_S)$

$$\frac{1}{T_1} \propto \frac{1}{1 + \omega_S^2 \tau_a^2}, \quad \omega_S = \gamma_S H_0, \quad (5)$$

так как можно предположить, что $\omega_S \gg \omega_I$. Принимая оценку $(\gamma_S/\gamma_I) \sim (10^3 \div 10^4)$ и учитывая экспериментальное значение полуширины линии $1/T_1 = 1/T_1(H_0)$ [10], находим $\tau_a \sim (10^{-9} \div 10^{-10})$ с ($T \sim 300$ К). Найденное значение находится в хорошем соответствии с величиной τ_a , вычисленной по формуле Френкеля (2) для $Q_a \sim 5$ ккал./моль ($T \sim 300$ К). Как следует из проведенного анализа, полевая зависимость времени релаксации позволяет по ширине линии $1/T_1 = 1/T_1(H_0)$ определить время физической адсорбции τ_a . С другой стороны, из температурной зависимости времени релаксации T_1 можно найти величину энергии физической адсорбции Q_a . Таким образом, совместные измерения $1/T_1 = 1/T_1(H_0)$ и $T_1 = T_1(T)$ дают способ непосредственного определения параметров τ_a и Q_a в формуле Френкеля (2).

Определение τ_a из полевой зависимости $1/T_1 = 1/T_1(H_0)$ открывает также возможность независимой проверки обнаруженного в работах [3, 6] «эффекта излома» температурной зависимости $\ln T_1 \sqrt{T} = c_1/T + c_2$ (c_1, c_2 — постоянные величины) в районе $T \sim (170 \div 204)^\circ$ С. По-видимому, измерения зависимости полуширины линии $(1/T_1(H_0) = \text{const})$ от температуры наряду с дополнительным обнаружением парамагнитных центров методом ЭПР поможет окончательно выяснить, обусловлен ли «эффект излома» исключительно структурными превращениями на поверхности [3, 6] или сопровождается обратимыми количественными («температурными») изменениями в системе парамагнитных центров поверхности.

В заключение авторы выражают благодарность О. А. Бартенева за обсуждение работы.

Литература

- [1] В. С а г н а с. Thèse. Paris, 1960.
- [2] G. L e m e i g n a n. Thèse 3^e cycle. Paris, 1967; В. С а г н а с, G. L e m e i g n a n. C. R. Ac. Sci., 262, 1850, 1967.
- [3] А.-М. В о н н о т. Thèse 3^e cycle. Paris, 1972; А.-М. В о н н о т, В. С а г н а с. C. R. Ac. Sci., 274B, 947, 1972.
- [4] И. Е. Г р и н ь к о, В. Ф. Т е р з е м а н, О. А. Б а р т е н е в, А. М. С к р и п к и н, И. А. Ш у ш п а н о в. Опт. и спектр., 29, 612, 1970.
- [5] В. П. П у т ы р с к и й. Опт. и спектр., 35, 1019, 1973.
- [6] В. П. П у т ы р с к и й, Т. Г. И з ь о м о в а. Опт. и спектр., 37, 399, 1974.
- [7] W. A. F i t z s i m m o n s, L. L. T a n k e r s l e y, G. K. W a l t e r s. Phys. Rev., 179, 156, 1969.
- [8] R. S. T i m s i t, I. M. D a n i e l s, A. D. M a y. Can. J. Phys., 49, 560, 1970.
- [9] I. G. G a n i e r e. Helv. Phys. Acta., 46, 147, 1973.
- [10] G. M o r u z z i, M. I n g u s c i o, F. S t r u m i a, P. V i o l i n o. Phys. Rev., 8, 51, 1973; G. M o r u z z i. Report «Wall collision effects on Hg¹⁹⁹ nuclear relaxation», Scuola Normale superiore, Classe di Scienze, Pisa, 1973.
- [11] L. N o v i k o v, S. V o t i a k o v, V. P o u t i r s k y. C. R. Ac. Sci., 277, B-175, 1973.
- [12] Я. д е Б у р. Динамический характер адсорбции. ИЛ, М., 1962.

Поступило в Редакцию 30 декабря 1974 г.

УДК 535.376

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ СПЕКТРОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫХ ПАР

А. П. Федчук

Присутствие донорно-акцепторных (ДА) пар в качестве одного из основных каналов излучательной рекомбинации в светоизлучающих материалах отмечалось ранее [1-3]. Естественными причинами уширения квазилиний от отдельных пар и об-

разования сплошного спектра могут служить как повышение температуры образца вплоть до 300 К, так и нарушение идеальности решетки (например, в аморфных веществах). В связи с постоянным поиском новых путей управления частотой излучения светодиодов и гетеролазеров было интересно выяснить степень влияния дополнительного электрического поля, ориентированного определенным образом относительно дипольного момента ДА пары.

Исследовались пленки Al_2O_3 , полученные методом электрохимического окисления алюминиевой фольги. Электролюминесценция (ЭЛ) возбуждалась переменным напряжением от генератора ГЗ-33, постоянное смещение подавалось от источника УИП-2. Спектры ЭЛ, полученные при различной полярности постоянного смещения и предварительно нормированные на максимум, представлены на рис. 1. Полярность подаваемого смещения указана относительно Al подложки. Обнаруженный сдвиг максимума спектра ЭЛ как функция величины смещения показан на рис. 2. Это явление хорошо описывается моделью ДА пар, радиус которых определяется величиной и поляр-

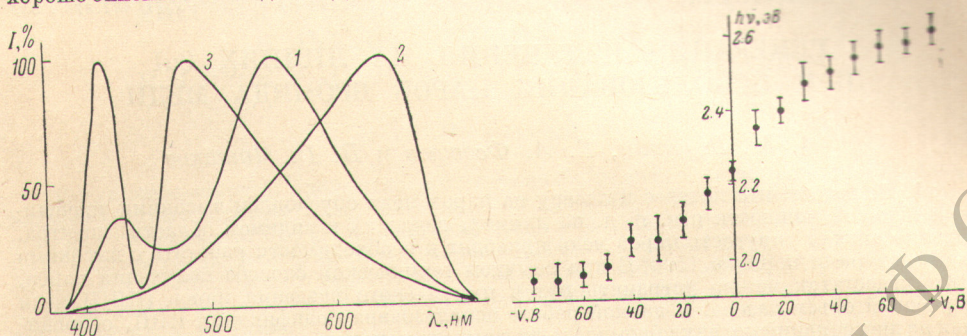


Рис. 1. Влияние напряженности электрического поля в пленке на спектр ЭЛ окиси алюминия.

1 — 0, 2 — $+4 \cdot 10^5$, 3 — $-4 \cdot 10^5$ В/см.

Рис. 2. Зависимость положения максимума спектра ЭЛ от величины и полярности постоянного смещения.

ностью смещения. Сам факт влияния продольного электрического поля на спектр ДА пар указывает, что эти образования ориентированы по направлению роста окисной пленки (от Al подложки к поверхности Al_2O_3). Это утверждение хорошо согласуется с данными об ориентации центров ОН [4], полученными при термовысвечивании пленок Al_2O_3 .

Наблюдаемое гашение максимума 430 нм при положительном смещении на Al подложке можно объяснить десорбцией подвижной донорной компоненты поверхностного центра свечения ОН. Разгорание максимума 412 нм объясняется усилением связи этого комплекса при обратной полярности смещения.

Описывая ДА пару в квазимолекулярном приближении [5], можно оценить взаимосвязь наблюдаемого изменения частоты излучения с величиной действующего смещения, вызывающего искажение структуры ДА пары. После несложного преобразования формулы Вильямса [1] для двух различных ν_{max} получим

$$\Delta R = \frac{iR_0}{\epsilon R_0 h \Delta \nu - 1}, \quad (1)$$

где ΔR — изменение радиуса пары, R_0 — ее начальный радиус, ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника (для Al_2O_3 $\epsilon=10$), e и h имеют общепринятые значения. Оценим напряженность поля, необходимую для получения такого сдвига $\Delta \nu$ при учете только кулоновского взаимодействия компонентов ДА пары,

$$E = \frac{h \Delta \nu}{e R_0} \left(\frac{e^2}{\epsilon R_0 h \Delta \nu} - 1 \right). \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что для достижения требуемых сдвигов $\Delta \lambda_{max} \approx 1000 \text{ \AA}$ [в красную и синюю области при (+) и (-) смещении на Al подложке соответственно] нужны тем меньшие напряженности поля, чем больше исходный радиус пары R_0 . Приближенные оценки показывают, что для получения указанного смещения спектра ЭЛ требуются напряженности поля существенно ниже пробивного значения (10^3 — 10^4 В/см для монокристаллов и 10^6 — 10^7 В/см для тонких пленок).

Результаты работы указывают на существование новой возможности плавной перестройки частоты излучения ЭЛ источников, которая не требует сложной вспомогательной аппаратуры.

Литература

- [1] F. E. Williams. Phys. Stat. Sol., 25, 493, 1968.
 [2] I. W. Allen. Phys. Rev., B9, 1564, 1974.
 [3] А. П. Федчук, В. В. М и х о. Опт. и спектр., 37, 995, 1974.

[4] В. В. Михо, А. П. Федчук, Л. М. Стамбольская. ФТТ, 14, 3107, 1972.

[5] Н. Н. Кристофель. Теория примесных центров малых радиусов в ионных кристаллах. Изд. «Наука», М., 1974.

Поступило в Редакцию 15 марта 1975 г.

УДК 621.373 : 535

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЛИНИЯХ CuI ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПАРОВ БРОМИДА МЕДИ

А. М. Шухтин, Г. А. Федотов и В. Г. Мишаков

1. Значительный интерес к лазеру на парах меди обусловлен высокими значениями пиковой мощности и к. п. д. на линиях, лежащих в видимой области спектра. Однако низкая упругость паров меди приводит к необходимости работать с высокими температурами порядка 1500°C при обычном термическом способе получения паров. Этот недостаток можно устранить путем импульсного введения паров (ИВП) меди в рабочий объем лазера. В данной работе использована модификация ИВП, основанная на диссоциации молекул бромидов меди в импульсном разряде с образованием свободных атомов меди. Интерференционные измерения концентраций атомов меди в основном и метастабильном состояниях, проведенные в [1], показали, что после окончания импульса тока ($\sim 100\text{ A/cm}^2$) в рабочем объеме существуют условия, благоприятные для самоограниченной генерации на зеленой ($\lambda = 510\text{ нм}$, переход $3d^{10}4p^2P_{3/2}^0 - 3d^94s^2D_{5/2}$) и желтой ($\lambda = 578\text{ нм}$, переход $3d^{10}4p^2P_{1/2}^0 - 3d^94s^2D_{3/2}$) линиях меди. И действительно, на переднем фронте второго импульса тока, задержанного относительно первого на $30\div 1000\text{ мкс}$, нами наблюдались генерация и сверхизлучение на указанных выше переходах.

Отметим, что различные модификации ИВП с использованием сдвоенных импульсов применялись и ранее для воспроизведения генераций на атомарных переходах натрия [2], марганца [3] и меди [4, 5], причем в двух последних работах в качестве рабочих веществ использовались хлорид и иодид меди. Однако контроль за концентрацией атомов рабочего металла в объеме лазера осуществлялся лишь в работе [2].

2. Пары бромидов меди создавались в кварцевой разрядной трубке диаметром 20 мм с Брюстеровскими окошками на концах. Расстояние между электродами $90\div 120\text{ см}$. Средняя часть трубки ($40\div 70\text{ см}$), куда закладывался порошок бромидов меди, помещалась в печь. Буферным газом служил неон под давлением $3\div 30\text{ тор}$. Использовались диэлектрические зеркала с коэффициентом отражения 99% в областях 510 и 578 нм. Импульсы тока возникали при разряде конденсаторов (емкость $0.01\div 0.2\text{ мкф}$, напряжение $10\div 20\text{ кВ}$) через тиратроны. Частота следования сдвоенных импульсов 2 Гц. Генерация доявлялась при температуре печи 350°C , с увеличением температуры ее мощность возрастала. Начиная с температуры 500°C , на обеих линиях наблюдалось сверхизлучение с одним зеркалом и в отсутствие обоих зеркал. Длительность сверхизлучения составляла $70\div 100\text{ нс}$.

Предварительно производилось обезгаживание бромидов при температуре 500°C . При этом выделялось большое количество брома, что, вероятно, связано с химической реакцией разложения дибромидов CuBr_2 на монобромид CuBr и свободный бром. Кроме того, для уменьшения плотности паров молекулярного брома применялись ловушки с жидким азотом.

Существование генерации только в определенном интервале задержек между импульсами можно объяснить на основании интерферометрических данных [1]. Нижний предел задержки обусловлен релаксацией нормальных и метастабильных атомов меди. Верхний предел задержки связан с уменьшением концентрации свободных атомов меди. В зависимости от задержки изменялся вид лазерного пучка. При малых задержках сечение пучка имело вид кольца, которое при увеличении задержки трансформировалось в круг. При дальнейшем увеличении задержки сечение лазерного пучка уменьшалось.

Литература

[1] А. М. Шухтин, В. Г. Мишаков, Г. А. Федотов, А. А. Ганеев. Опт. и спектр., 39, 785, 1975.

[2] В. Г. Мишаков, А. С. Тибрилов, А. М. Шухтин. Опт. и спектр., 31, 324, 1971.

[3] C. I. Chen. Appl. Phys. Lett., 24, 499, 1974.