

При постоянной длине волны возбуждающего излучения это приводит к появлению увеличивающихся и уменьшающихся квантов видимого света в областях расширения и сужения запрещенной полосы соответственно. Одновременно с этим резко изменяется вероятность осуществления актов возбуждения, что ведет в конечном итоге к расширению спектра люминесценции и снижению ее интенсивности при удалении влево и вправо от длины волны, при которой наблюдается максимум излучения. Область максимума соответствует объемам люминофора вдали от локализации дислокаций с постоянной шириной запрещенной полосы, постоянной величиной квантов видимого света и постоянной вероятностью осуществления актов возбуждения и излучения квантов люминесценции.

Методика эксперимента заключалась в следующем. Реально измеренный спектр у основания разделяется на диапазоны по 5 – 10 нанометров. Поскольку отсутствуют дислокации, отсутствует расширение спектра, не будет и расширенных полос излучения каждого из активаторов, поскольку отсутствует основная причина их расширения – внутренние напряжения от дефектов. Не будет ни увеличенных, ни уменьшенных по величине квантов, так как в бездефектной решетке энергетические расстояния между стабильными и возмущенными уровнями активаторов повсеместно будут постоянными. По той же причине не будет наблюдаться изменение вероятности возбуждения и излучения активаторных центров, все они будут излучать с одной и той же вероятностью, равной 1. Поскольку в бездефектной решетке отсутствуют причины появления квантов света различной величины и причины изменения вероятностей возбуждения и излучения, интенсивность люминесценции в каждом из диапазонов будет одинаковой и равной максимальной интенсивности в каждой из составных частей разделенной экспериментальной полосы. В бездефектной решетке вместо расширенных максимумов будут наблюдаться только узкие линии излучения с шириной, примерно равной ширине каждого из диапазонов и высотой во столько раз большей высоты каждого из максимумов экспериментальной кривой, сколько диапазонов находится у основания каждого из них. В качестве независимого качественного подтверждения получения линейчатого спектра у бездефектного галофосфатного люминофора, можно указать на то, что у так называемых «редкоземельных» люминофоров, в которых редкоземельные активаторы европий, тербий и другие излучают не внешними валентными электронами, а внутренними, тоже наблюдается линейчатый спектр с чрезвычайно узкими (до 3-5 нанометров) полосами излучения. Оценку перспектив повышения эффективности люминофоров можно проводить в двух направлениях. По одному из них сугубо энергетический выигрыш оценивается просто как частное от деления площади линейчатого спектра на площадь реально измеренного спектра. Более близким к практическим задачам является направление по оценке повышения световой эффективности, (точнее – в повышении световой отдачи) широко применяющегося галофосфатного люминофора у которого наблюдаются два максимума, сурьмяный и

марганцевый. Поэтому для оценки повышения световой эффективности этого люминофора и экспериментальную уширенную спектральную полосу и оба линейчатые максимума пересчитывались с учетом относительной спектральной световой эффективности излучения. За счет такого пересчета, оба максимума существенно уменьшаются по величине, а реально измеренный двуполостный максимум превратился в полосу с одним максимумом. Повторяя теперь деление площади под обоими пересчитанными линейчатыми максимумами на площадь пересчитанного реального максимума, получаем величину 2,28, т.е. эффективность бездефектного люминофора может быть повышена в 2,28 раза от 85 лм/Вт до величины 193,8 лм/Вт, что примерно совпадает с оценками работы [6], по которой световая отдача люминесцентных ламп в перспективе может быть повышена до 145 лм/Вт. Для компактных материалов способ уменьшения плотности дислокаций реализуется посредством регулируемых отжигов. В случае порошков затруднения связаны с возможностью из взаимного спекания, после чего их вновь необходимо было бы размалывать.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М.: 1974. - 464 с.
2. Риль Н. Люминесценция. Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1946. – 184 с.
3. Нилендер Р.А., Трошенский Д.П. Усовершенствование люминофоров для источников света. Известия АН СССР. Сер. физ. 1961.- Т 25.- № 3.- С.435-438.
4. Мордюк В.С. Физические модели, структурные механизмы и методы замедления процессов старения материалов в источниках света. Дисс. докт. техн. наук, Москва, 1995 – 487 с.
5. Бонч-Бруевич В.Л., Гласко В.Б. К теории электронных состояний, связанных с дислокациями. Физика твердого тела.- Т.111.- Вып. 1.- С. 36 – 44.
6. Kauer E., Schnedler E. *Moglichkeiten und Grenzen der Lichterzeugung.* Phus. Bl.-Vol.42.- №5. S. 128 – 133.

#### О ПРЯМОМ ТЕОРЕТИЧЕСКОМ РАСЧЕТЕ ДРЕЙФОВЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Мордюк В.С., Зорина Т.М., Сафроненков С.А.  
*Мордовский госуниверситет имени Н.П. Огарева,  
 Саранск*

В соответствие с известной формулой Френкеля среднее время ожидания перескока иона или структурного дефекта  $\tau_e$  из одного стабильного состояния в другое через разделяющий их энергетический барьер  $U_e$ , (или частота перескоков  $\nu_e$  в единицу времени при периоде  $\tau_0$  и частоте  $\nu_0$  тепловых колебаний ионов и средней энергии тепловых колебаний  $RT$  при температуре  $T$ ) записываются:

$$\tau_e = \tau_0 \exp(U_e/RT); \nu_e = \nu_0 \exp(-U_e/RT); \quad (1)$$

При периодическом изменении электрического поля учитывается вероятность акта перескока за пе-

риод изменения поля  $t_e$  при среднем времени оседлой жизни иона  $\tau_e$ , которая выражается как  $\exp(-\tau_e/t_e)$ . С учетом изложенного, записывая сначала выражение для энергии  $w_e$ , расходуемой одним ионом для совершения им  $v_e$  перескоков в единицу времени, а затем, умножая его на количество  $n_e$  слабосвязанных с решеткой ионов, локализуемых в области структурных дефектов при определенной их плотности в решетке, получим расчетное выражение величины диэлектрических потерь  $W_e$ :

$$W_e = n_e w_e = n_e v_0 U_e \exp(-U_e/RT) \exp(-\tau_e/t_e); \quad (2)$$

Первая экспонента  $\exp(-U_e/RT)$  представляет собой вероятность перескока ионов через энергетический барьер  $U_e$  и будет возрастать с уменьшением  $U_e$  и с увеличением  $T$ . При больших частотах переменного поля (малых  $t_e$ ) вторая экспонента будет иметь малые значения, что и будет служить причиной низкого уровня  $tg\delta$  и его слабой температурной зависимости. С уменьшением частоты поля будет возрастать и величина  $tg\delta$  и более ощутимо проявляться его температурная зависимость, что соответствует практическим наблюдениям. С увеличением степени дефектности материала через величину  $n_e$  величина потерь тоже будет возрастать. Таким образом, выражение (2) качественно правильно описывает структурную, температурную и частотную зависимость диэлектрических потерь в ионных кристаллах. Неопределенность при расчетах связана пока с оценкой величины  $n_e$ , поскольку с удалением от дефектов (дислокаций) при различной их плотности распределения в решетке кристаллов степень жесткости связи ионов и электрически заряженных структурных дефектов с узловыми положениями существенно увеличивается.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В АЛЮМООКСИДНЫХ РАЗРЯДНЫХ ТРУБКАХ НАТРИЕВЫХ ЛАМП ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Мордюк В.С., Тихонов Н.П.,  
Зорина Т.М., Сафроненков С.А.

*Мордовский госуниверситет имени Н.П. Огарева,  
Саранск*

Предпринятые исследования преследуют цель не только оправдать или опровергнуть результаты теоретических оценок. Сугубо прикладная их направленность состоит в дальнейшем существенном повышении световой отдачи (СО) указанных в заглавии самых энергоэкономичных источников света (ИС). В настоящее время их СО в десять раз выше, чем у ламп накаливания, и составляет около 150 лм/Вт, а по прогнозам может быть повышена до 385 лм/Вт. Диэлектрические потери подводимой к лампам энергии являются пока мало изученными и именно за счет их уменьшения может быть существенно повышена СО этих ИС.

Исследовались лампы с монокристаллическими и поликристаллическими разрядными трубками (РТ) с различной средней величиной зерен при подводе электроэнергии на различных частотах (15 и 1 МГц, 50 кГц и 50 Гц) в диапазоне температур от 100 до 700°С. Если при 15 МГц величина тангенса угла потерь

составляла около 0,05 и слабо изменялась с увеличением  $T$ , то с уменьшением частоты переменного напряжения эта величина существенно возростала с увеличением крутизны кривых, так что на частоте 50 Гц она увеличивалась от 0,1 до 0,7. Частотная зависимость тангенса угла потерь для монокристаллических трубок при всех частотах примерно на полтора порядка ниже по сравнению с поликристаллическими, что подтверждает влияние характера структуры через концентрацию локализуемых вокруг дефектов слабосвязанных ионов в решетке. Характер структуры резко влияет также на величину пробивного напряжения, поскольку границы зерен и дислокации в ионных кристаллах являются своеобразными областями со свойствами проводимости.

Уровень световой отдачи ламп также хорошо коррелирует с приведенными выше зависимостями. Лампы с монокристаллами при равных светопрозрачностях трубок имели светоотдачу на 15% выше по сравнению с поликристаллами. Специальными исследованиями показано, что лампы при питании на повышенных (килогерцовых) частотах тоже обладают повышенной светоотдачей. Поэтому дальнейшее повышение СО этих ИС ожидается от совершенствования дефектной структуры РТ.

### ПЕРЕХОДНЫЕ СЛОИ МЕЖДУ ПЛАЗМОЙ И АНОДОМ

Тихомиров А.А., Сысун А.В., Олещук О.В.

*Петрозаводский государственный университет,  
Петрозаводск*

Явление контрагирования сильноточного разряда у анода определяется токопереносом в переходном слое между плазмой и анодом.

В работах [1,2] для случая слабоионизированной плазмы в кинетическом приближении решается задача для соотношения между электронным током на анод и потенциалом между плазмой и анодом. Нами рассмотрен случай достаточно плотной плазмы, когда вследствие кулоновских столкновений функция распределения электронов по энергиям имеет максвелловский вид вплоть до слоя пространственного заряда у анода. В плоском случае при большом отбираемом

электронном токе дрейфовая скорость электронов  $U_e$  приближается к тепловой, поэтому функцию распределения электронов по энергиям примем в виде:

$$f(V) = n_0 \left( \frac{m}{2pkT_e} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{2kT_e} (v_x - U_{e0})^2 + v_y^2 + v_z^2} \quad (1)$$

где  $n_0$  - концентрация;  $U_{e0}$  - дрейфовая скорость электронов у слоя пространственного заряда.

Область возмущения плазмы разобьем на две области: слой пространственного заряда непосредственно у электрода и квазинейтральную область.

Плотность электронного тока в области бесстолкновительного слоя определяется из выражения отталкивающего потенциала: