

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

А. Н. ГЕОРГОБИАНИ

Московский физико-технический институт, Долгопрудный Московской обл.

ELECTROLUMINESCENCE OF THE SEMICONDUCTORS AND SEMICONDUCTOR STRUCTURES

A. N. GEORGOBIANI

The phenomenon of the electroluminescence of wideband gap semiconductors, in which a transformation of an electric field energy into light takes place, is used in different semiconducting optoelectronic devices. The physical processes of these transformations as well as the principal structures of electroluminescent light sources are presented.

Явление электролюминесценции широкозонных полупроводников, в котором энергия электрического поля преобразуется в свет, используется в различных приборах полупроводниковой оптоэлектроники. Рассмотрены различные физические процессы, приводящие к этому преобразованию, и принципиальные структуры электролюминесцентных источников света.

www.issep.rssi.ru

ВВЕДЕНИЕ

Люминесценцией называется избыток над тепловым излучением тела, если он обладает длительностью, значительно превышающей период световых колебаний. Первая половина этого определения, предложенная Видеманом (G. Wiedemann), отделяет люминесценцию от равновесного теплового излучения, а вторая, введенная С.И. Вавиловым — от различных видов рассеяния, а также от вынужденного излучения, излучения Вавилова—Черенкова и т.п.

В зависимости от того, в каком виде энергия подводится к люминесцирующему телу (люминофору), различают фото-, катодо-, рентгено-, электро- и т.д. люминесценцию. Электролюминесценцией (ЭЛ) называется люминесценция, при которой светящееся тело получает энергию непосредственно из электрического поля. Речь идет о неорганических люминофорах — широкозонных полупроводниках, то есть полупроводниках, ширина запрещенной зоны которых не меньше энергии светового кванта, соответствующего длинноволновому краю видимого спектра.

В 1923 году О.В. Лосев обнаружил свечение кристаллов карбида кремния при непосредственном приложении к ним напряжения, а в 1936 году Дестрио (G. Destriau) — свечение мелкокристаллического сернистого цинка, активированного медью (ZnS : Cu), размещенного в жидком диэлектрике и помещенного между обкладками конденсатора, к которым было приложено переменное электрическое напряжение.

Высокое электрическое поле, близкое к пробивному, может возбуждать полупроводниковые кристаллы как благодаря туннельному переходу электронов из валентной зоны и центров люминесценции в зону проводимости, так и посредством разгона электронов в электрическом поле до энергий, достаточных для ионизации кристаллической решетки и центров люминесценции, — ударная ионизация. Кроме того, может происходить ударное возбуждение центров люминесценции.

Рекомбинация электронов с дырками как непосредственно, так и через центры люминесценции, а также возвращение в исходное состояние возбужденных центров люминесценции приводят к излучению света люминесценции. Такую люминесценцию принято называть предпробойной электролюминесценцией.

Электрическое поле может также привести к ЭЛ и другим путем. Дело в том, что неорганические люминофоры – это широкозонные полупроводники с примесной проводимостью. Если они находятся в непосредственном контакте с электродами, то при протекании тока возможно введение в них дополнительного числа неосновных носителей заряда. Излучение, возникающее при рекомбинации их с основными носителями, есть люминесценция, обычно называемая в литературе инжекционной электролюминесценцией. Такая люминесценция наблюдается, например, в $p-n$ -переходах, включенных в прямом направлении.

ИНЖЕКЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Зонная схема $p-n$ -перехода, включенного в прямом направлении, представлена на рис. 1. Приложение внешнего напряжения U , понижающего контактную разность потенциалов, дает возможность части носителей проникнуть в переход и прилегающие к нему области и рекомбинировать с носителями заряда противоположного знака, испуская при этом кванты света (переход 3

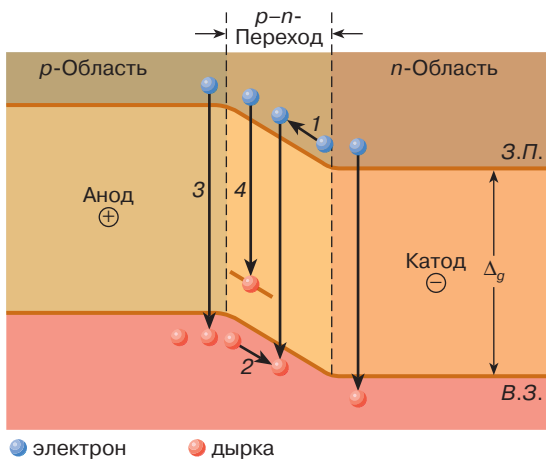


Рис. 1. Схема излучательной рекомбинации электронов и дырок в $p-n$ -переходе, включенном в прямом направлении: З.П. – зона проводимости, В.З. – валентная зона, Δ_g – энергетическая ширина запрещенной зоны, 1 – поток электронов, 2 – поток дырок, 3 – межзонная излучательная рекомбинация электронов и дырок, 4 – излучательная рекомбинация электронов и дырок через центры люминесценции

на рис. 1). Рекомбинация может происходить также с участием уровней примеси (переход 4 на рис. 1).

В общем случае характеристики светоизлучающего $p-n$ -перехода – светодиода могут быть достаточно сложными как из-за того, что рекомбинация может происходить в разных областях перехода с участием уровней разных типов, так и из-за того, что реальные $p-n$ -переходы могут сильно отличаться от идеализированных моделей. Так, например, зависимость яркости свечения B от тока I в общем случае представляет собой кривую, отдельные участки которой описываются формулами вида

$$B \sim I^m,$$

где m уменьшается с ростом I от $m \approx 2$ до $m \approx 0,5$. В рабочем диапазоне токов можно считать, что $m = 1$.

При прямом смещении $p-n$ -перехода

$$I = I_s \exp \frac{eU}{\alpha kT},$$

где I_s – обратный ток насыщения, U – напряжение, T – температура, e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, α – постоянная величина, $1 \leq \alpha \leq 2$, следовательно,

$$B \sim \exp \frac{meU}{\alpha kT}.$$

При объяснении влияния напряжения на яркость необходимо учитывать, что с ростом U не только возрастает I , но при этом часть инжектированных носителей проникает во все более отдаленные от $p-n$ -перехода области кристалла, где вероятность безызлучательных процессов может быть иной.

Цвет свечения, возникающего при инжекционной ЭЛ, зависит от материала-основы и природы примесей. Так, широкое распространение получили светодиоды на основе GaP, излучающие в зеленой, желтой и красной областях спектра. Разрабатываются светодиоды на основе ZnSe и GaN, излучающие голубой свет. Пример структуры светодиода представлен на рис. 2.

Существенный прогресс в области физики и технологии эпитаксиальных светодиодных гетероструктур на основе твердых растворов AlGaInN позволил получить в последние годы рекордные показатели светодиодов с инжекционной ЭЛ в зеленом, синем, фиолетовом и ближнем ультрафиолетовом диапазонах спектра. Однако из-за использования дорогостоящих монокристаллических подложек из GaN, SiC и др. и невозможности получения значительной их площади (сотни–тысячи квадратных сантиметров), а также из-за близкой к линейной зависимости $B(I)$ на основе таких светодиодов практически невозможно создать

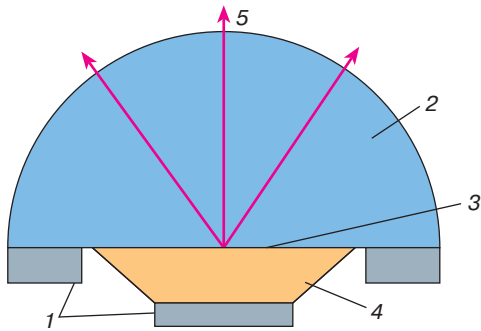


Рис. 2. Схема инжекционного источника света (светодиода): 1 – металлические контакты, 2 – p-область, 3 – светоизлучающий p-n-переход, 4 – r-область, 5 – световой поток

конкурентоспособные многоцветные плоские экраны с размерами, соответствующими массовому применению (телевизоры, дисплеи и т.п.). Эта задача решается с помощью предпробойной ЭЛ.

**ПРЕДПРОБОЙНАЯ
ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ**

Как уже говорилось, основными процессами предпробойной ЭЛ являются процессы электрического пробоя полупроводников: туннельная и ударная ионизации кристаллической решетки, центров люминесценции и ударное возбуждение центров люминесценции.

Туннельная ионизация

Механизм перевода электронов из валентной зоны в зону проводимости путем туннельного проникновения через потенциальный барьер, сужаемый при наклоне энергетических зон в результате помещения кристалла в электрическое поле (рис. 3, переход 1), был впервые рассмотрен Зинером (С. Zener), и этот эффект носит его имя. Он получил формулу для вероятности электронного перехода из валентной зоны в зону проводимости за единицу времени

$$W_{\text{тун}} = \frac{eEd}{2\pi\hbar} \exp\left[-\frac{\pi}{4e\hbar E} \sqrt{2m^*} \Delta_g^{3/2}\right],$$

где E – величина напряженности электрического поля, m^* – эффективная масса электрона, Δ_g – ширина запрещенной зоны, d – период кристаллической решетки, \hbar – постоянная Планка.

В кристаллической решетке происходят тепловые колебания. Если электрон при туннельном переходе поглощает квант этого колебания – фонон, то он приобретает его энергию, что эквивалентно понижению на эту энергию высоты потенциального барьера. Чем

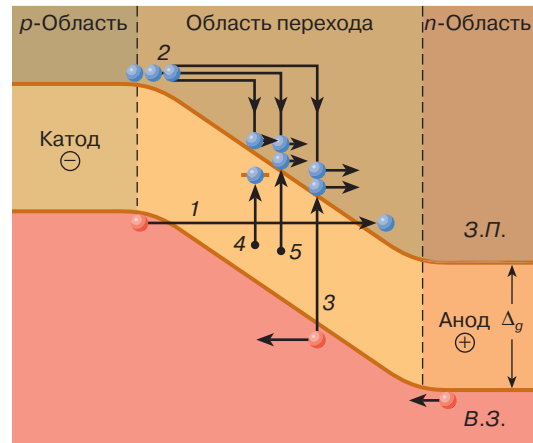


Рис. 3. Возможные электронные переходы, происходящие под действием сильного электрического поля в p-n-переходе, включенном в обратном направлении

больше поглощается фононов, тем сильнее это понижается барьера. Поэтому, несмотря на то что вероятность поглощения нескольких фононов гораздо меньше, чем одного, эффективнее могут оказаться туннельные переходы с участием многих фононов. Туннельный переход с участием многих фононов теоретически исследован Л.В. Келдышем. В этом случае формула для вероятности ионизации выглядит совершенно иначе, чем формула Зинера: при $E < kT/(ed)$,

$$W_{\text{тун}} = a \frac{e\hbar E}{2\sqrt{m^*}kT} \exp\left[-\frac{\Delta_g}{kT} + \frac{(e\hbar E)^2}{24m^*(kT)^3}\right],$$

где a – постоянная величина.

Однако межзонного туннелирования, как чистого, так и с участием фононов, в однородных широкозонных полупроводниках не наблюдалось. Оно имеет место в структурах с потенциальными барьерами, например в p-n-переходах. Гораздо сложнее выглядят формулы для туннелирования с локальных центров.

Ударная ионизация

Схематически процессы ударной ионизации и ударного возбуждения в p-n-переходе, включенном в обратном направлении, проиллюстрированы на рис. 3. В сильном электрическом поле электроны зоны проводимости ускоряются (переход 2), приобретая энергии, достаточные для выбивания электронов из валентной зоны в зону проводимости (переход 3). Наряду с этим происходят также возбуждение или ионизация центров люминесценции (переходы 4 и 5 соответственно). Аналогичные переходы происходят под действием ускоряемых дырок. Излучение возникает при переходах,

обратных 4 (внутрицентровая люминесценция), а также 3 и 5 (межзонная рекомбинация электронов с дырками и рекомбинация через центры люминесценции соответственно). При некотором критическом значении напряженности электрического поля этот процесс приводит к столь резкому увеличению плотности тока, что происходит электрический пробой полупроводника.

Современная теория ударной ионизации полупроводников создана трудами Л.В. Келдыша и В.А. Чуенкова.

Ускоряемые полем электроны при движении по кристаллу рассеиваются на фонах, отдавая соответствующую им энергию кристаллической решетке. Такое рассеяние мешает электрону накапливать энергию, необходимую для ударной ионизации. Особенно сильное влияние на движение электронов оказывают колебания кристаллической решетки, при которых соседние ионы или атомы смещаются от положения равновесия в противофазе (оптические фононы), так как при таких смещениях получают наибольшие неоднородности. Величина этой неоднородности, которая, собственно, и определяет возмущающее действие таких колебаний на движение носителя заряда, в свою очередь, определяется типом связи кристаллической решетки. В интересующих нас полупроводниках осуществляются два типа связи: ионная и ковалентная. При ионной связи в узлах кристаллической решетки расположены в определенном порядке положительные и отрицательные ионы и главная часть энергии связи определяется их кулоновским взаимодействием. При ковалентной связи происходит обобществление валентных электронов атомов, объединяющихся в молекулу, и главная часть энергии связи есть обменная энергия общих электронных пар.

В каждом конкретном полупроводнике осуществляется некоторый промежуточный тип связи, который можно приблизительно охарактеризовать процентами ионной и ковалентной связи.

Напряженность электрического поля, возникающего при тепловом колебании кристаллической решетки ионного кристалла, очень велика. Как правило, она больше напряженности поля, возникающего в кристалле при приложении внешнего напряжения. Именно поэтому длина свободного пробега электрона в ионных кристаллах, определяемая его рассеянием на тепловых колебаниях решетки, имеет величину порядка периода постоянной кристаллической решетки. Электрон деформирует кристаллическую решетку благодаря поляризации, и область деформации перемещается по кристаллу вместе с электроном. В этом случае говорят, что электрон находится в поляронном состоянии.

Так как эффективная масса у полярона обычно в несколько сот раз больше, чем у электрона, то его значительно труднее ускорить внешним электрическим полем. Для освобождения из этого состояния требуется энергия порядка нескольких энергий оптических фононов. Вследствие сильного взаимодействия с кристаллической решеткой в кристаллах с ионной связью электроны находятся в тепловом равновесии с ней даже при очень больших полях. Средняя энергия электронов в предпробойных полях всего лишь несколько kT . Лишь малая доля электронов, имеющих энергию, достаточную для выхода из поляронного состояния, способна набрать энергию, необходимую для ударной ионизации. В основном электроны растрачивают приобретаемую ими от поля энергию на разогревание кристалла. В результате этого тепловое разрушение таких кристаллов может происходить еще при полях, недостаточных для заметной ЭЛ.

В кристаллах с ковалентной связью при тепловых колебаниях решетки возникают поля гораздо меньшие, чем в ионных кристаллах. Вследствие этого взаимодействие электронов с тепловыми колебаниями его кристаллической решетки существенно слабее, чем в кристаллах с ионной связью, поэтому длина свободного пробега электронов в кристаллах с ковалентной связью на несколько порядков больше, чем в ионных. При приложении большого напряжения электроны в этих кристаллах не находятся в тепловом равновесии с решеткой, то есть значительная часть электронов имеет энергию, существенно превышающую среднюю тепловую энергию kT (горячие электроны). Это приводит к тому, что процесс ударной ионизации в кристаллах с ковалентной связью развивается при значительно меньших полях. Средняя энергия электронов в ковалентном кристалле связана с электрическим полем соотношением

$$\bar{\mathcal{E}} = 0,64 \mathcal{E}_{уд} \left(\frac{E}{E_{уд}} \right)^{\frac{3}{2}},$$

где $\mathcal{E}_{уд}$ — значение пороговой энергии для ионизации, а $E_{уд}$ — характеристическая величина поля,

$$E_{уд} = \left\{ \frac{3\hbar\omega_0 \mathcal{E}_{уд} \exp(\hbar\omega_0/kT) + 1}{4e^2 l_0^2 \exp(\hbar\omega_0/kT) - 1} \right\}^{\frac{1}{2}},$$

где l_0 — длина свободного пробега для электрона тепловой энергии, $\hbar\omega_0$ — величина энергии продольного оптического фонона.

Средняя вероятность ударной ионизации кристаллической решетки или примесных центров электроном, находящимся в поле E , за единицу времени в расчете на одну частицу

$$W_{\text{уд}} = \sigma_0 \left(\frac{E}{E_{\text{уд}}} \right)^n \exp \left[- \left(\frac{E_{\text{уд}}}{E} \right)^2 \right],$$

где σ_0 – величина порядка эффективного сечения взаимодействия при ударной ионизации, а для величины n в разных работах получены различные значения, лежащие в пределах от 1 до 5. Из этой формулы можно получить коэффициент ударной ионизации, то есть число ионизаций, которое производит электрон, движущийся в поле E , на пути, равном единице длины. Для этого необходимо разделить $W_{\text{уд}}$ на среднюю скорость электрона.

Электролюминесценция порошковых люминофоров

Явление электролюминесценции порошкового люминофора ZnS–Cu при подключении переменного напряжения к конденсатору, в котором он находится в смеси с диэлектриком, как упоминалось во введении, было открыто Дестрио (эффект Дестрио). Типичный источник света с порошкообразным люминофором состоит из стеклянной пластинки с прозрачным проводящим слоем двуокиси олова на ней, слоя (толщиной ~50 мкм) порошкообразного люминофора со средним размером частиц ~10 мкм, который распределен в диэлектрике (полимеризующаяся смола, легкоплавкое стекло), изолирующего слоя и металлического электрода (слой алюминия). Подобные электролюминесцентные конденсаторы могут иметь площадь в десятки и даже сотни квадратных сантиметров и светиться при подведении к ним переменного напряжения величиной около 100 В. Хорошим электролюминофором является сульфид цинка, сильно легированный медью. В таком случае на поверхности его кристалликов образуются преципитаты (островки) фазы Cu_xS , $1 \leq x \leq 2$, с проводимостью p -типа. Эта фаза образует с полупроводником n -типа ZnS–Cu гетеропереход, который при обратном смещении является областью концентрации поля.

При наложении напряжения прикатодный гетеропереход смещается в обратном направлении и зона проводимости ZnS опускается ниже валентной зоны Cu_xS (рис. 4). В таком случае электроны из валентной зоны Cu_xS и из поверхностных центров (рис. 4, переходы 1 и 2 соответственно) способны туннелировать в зону проводимости кристаллика ZnS–Cu и затем разгоняться в сильном электрическом поле до энергий, необходимых для ударной ионизации кристаллической решетки или центров свечения. Возникающие при этом дырки захватываются центрами свечения, а электроны движутся к противоположному концу кристаллика, где происходит их рекомбинация с центрами свечения, ионизованными в предшествующий полупериод переменного напряжения, когда там было сильное по-

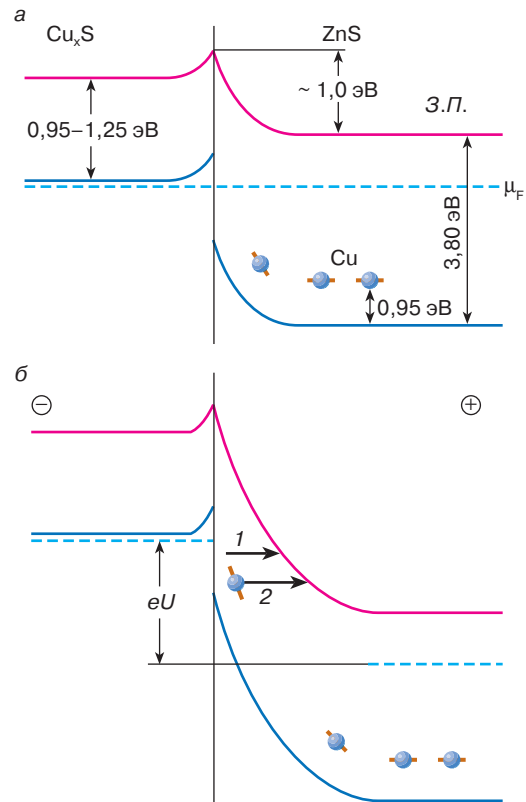


Рис. 4. Зонная схема гетероперехода $\text{Cu}_x\text{S} : \text{ZnS} : \text{Cu}$: а – при нулевом напряжении, б – при напряжении U в обратном направлении (штриховой прямой обозначен уровень минимальной энергии для выхода электрона из полупроводника в вакуум), μ_F – уровень Ферми

ле. Здесь предполагается наличие двух гетеропереходов, включенных так, что в каждый полупериод переменного напряжения возбуждение ЭЛ происходит только в одном из них. Одновременно у противоположного гетероперехода происходит рекомбинационное излучение, реализующее светосумму, запасенную в предыдущий полупериод напряжения.

Таким образом, свечение осуществляется по общепринятой двухстадийной модели: генерация свободных электронов и ионизация центров свечения в области сильного поля в прикатодной области и излучательная рекомбинация центров свечения в прианодной области, где напряженность поля мала. Важно то, что туннелирующие электроны оказываются свободными от полярного состояния и способны эффективно ускоряться электрическим полем.

Первичные электроны для ударной ионизации могут возникать также при туннелировании с электронных

состояний, имеющих на границе с диэлектриком кристалликов люминофора.

Для зависимости яркости свечения B от напряжения U справедлива эмпирическая формула

$$B \sim \exp\left(-\frac{a_1}{U^{1/2}}\right),$$

где a_1 – постоянная при данной температуре T и частоте переменного напряжения f величина. Степень при U объясняется связью между полем и напряжением в потенциальном барьере гетероперехода вида $E \sim U^{1/2}$.

Цвет свечения определяется материалом основы люминофора, природой и концентрацией вводимых примесей. Основным материалом для получения электролюминофоров является ZnS , легированный медью (люминофоры голубого и зеленого цветов свечения), марганцем (оранжево-желтое свечение). Люминесценция в красной области спектра получается при использовании в качестве основы люминофора полупроводниковых твердых растворов $Zn_{1-x}Cd_xS$ и $ZnS_{1-x}Se_x$.

Достоинство порошковых электролюминофоров состоит в том, что с их помощью легко приготавливаются плоские безвакуумные источники света сравнительно большой площади, которые нашли применение в светящихся панелях, табло, управляемых шкалах, мнемонических схемах, твердотельных экранах и т.д. Срок службы выпускаемых в настоящее время электролюминесцентных источников света на основе порошковых электролюминофоров ~ 3000 часов. Благодаря согласованию по спектральным характеристикам электролюминофоров с фотосопротивлениями создаются различные оптоэлектронные системы: приборы автоматики – оптроны, усилители и преобразователи изображения, например для рентгеноскопии.

Тонкопленочные электролюминесцентные излучатели

В последние годы активно ведется разработка тонкопленочных электролюминесцентных излучателей (ТПЭЛИ). Такие излучатели позволяют получать яркость до 200 кд/м^2 . Эта яркость сравнима по величине с яркостью обычного телевизионного экрана.

ТПЭЛИ обладают некоторыми преимуществами по сравнению с излучателями на основе порошковых люминофоров. Они имеют большую яркость, стабильность, более высокую разрешающую способность и повышенный коэффициент нелинейности вольт-яркостной характеристики. Срок службы ТПЭЛИ на основе $ZnS : Mn$ достигает 20 000 часов, что намного больше, чем у электролюминесцентных источников света на основе порошковых электролюминофоров. Цвет свечения таких образцов определяется излучением, возни-

кающим при внутрицентровых переходах в возбужденных атомах Mn ; длина волны этого излучения 585 нм (желто-оранжевая область спектра). Введение других активаторов (например, редкоземельных элементов) позволяет расширить диапазон передаваемых цветов. Эти особенности ТПЭЛИ дали возможность уже к настоящему времени создать на их основе плоскостные телевизионные экраны и дисплеи высокой яркости и контрастности, пригодные для промышленного внедрения.

В настоящее время изготавливают ТПЭЛИ переменного тока в основном трех типов (рис. 5): a – с одним диэлектрическим слоем; b – с двумя диэлектрическими слоями; v – на керамической подложке, используемой в качестве одного из диэлектрических слоев. Устройства с одним диэлектрическим слоем имеют относительно низкое рабочее напряжение, но невысокую стабильность. Свойства этих устройств в большой степени асимметричны относительно полярности возбуждающего напряжения. Характеристики устройств с двумя диэлектрическими слоями более стабильны. Свечение этих устройств, имеющих крутую вольт-яркостную

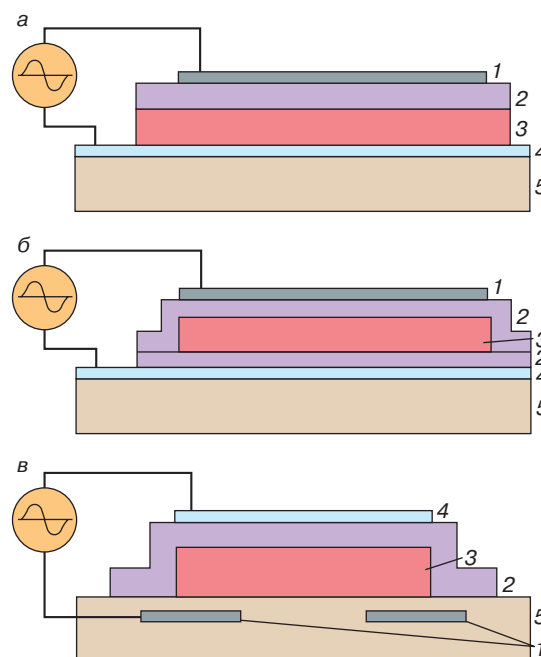


Рис. 5. Схематический вид ТПЭЛИ: а – с одним диэлектрическим слоем, б – с двумя диэлектрическими слоями, в – на керамической подложке, используемой в качестве одного из диэлектрических слоев. Устройства с одним диэлектрическим слоем имеют относительно низкое рабочее напряжение, но невысокую стабильность. Свойства этих устройств в большой степени асимметричны относительно полярности возбуждающего напряжения. Характеристики устройств с двумя диэлектрическими слоями более стабильны. Свечение этих устройств, имеющих крутую вольт-яркостную

характеристику, отличается большой яркостью (до 10^4 кд/м²).

ТПЭЛИ, созданные с применением керамики с высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon \sim 10^4$) в качестве одного из диэлектриков, являются новой разновидностью устройств с двумя диэлектрическими слоями и отличаются от них тем, что имеют меньшее рабочее напряжение (ниже 100 В), более высокое напряжение пробоя, а также обладают высокой яркостью и стабильностью при длительном сроке службы. Во всех ТПЭЛИ слои готовятся путем различного способа напыления (вакуумная возгонка, распыление электронным пучком и т.п.).

В качестве активного слоя в ТПЭЛИ широко используется сульфид цинка, легированный марганцем или фторидами редкоземельных элементов. Перспективными для практического применения оказались также активные слои из сульфидов щелочноземельных элементов, активированных редкоземельными элементами, ЭЛ которых в последнее время интенсивно исследуется. Интерес к этим соединениям вызван тем, что излучатели на их основе, обладая большой яркостью, дают возможность получить полную цветовую гамму в плоскостных экранах для дисплеев. На их основе уже созданы эффективные излучатели сине-зеленого свечения (SrS : Ce), зеленого (CaS : Ce), красного (CaS : Eu, CaS : Er) и белого свечения (CaS : Pr, K, SrS : Ho, Nd, SrS : Sm, Ce).

Диэлектрики в ТПЭЛИ переменного тока, так же как в случае электролюминесцентных источников света на основе порошковых электролюминофоров, играют роль стабилизатора, ограничивая величину тока, проходящего через активный слой (предохранение от пробоя). Они также формируют электронные состояния на границе раздела с люминофорным слоем. Туннельный переход электронов с этих состояний в зону проводимости полупроводниковой основы люминофорного слоя служит источником первичных электро-

нов для ударной ионизации кристаллической решетки, а также ударной ионизации и ударного возбуждения центров люминесценции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует подчеркнуть, что электролюминесцентные структуры представляют собой довольно сложные электрические системы. Тот факт, что тем не менее удалось определить процессы, лежащие в основе механизмов преобразования в них электрической энергии в световую, связан с резкой зависимостью от электрического поля вероятности этих процессов. Исследование электролюминесценции важно как для практического ее использования, так и для изучения фундаментальных физических процессов, протекающих в полупроводниках и полупроводниковых структурах.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Георгобиани А.Н.* Электролюминесценция кристаллов // Тр. Физ. ин-та АН СССР. 1963. Т. 23. С. 3–63.
2. *Георгобиани А.Н.* Широкозонные полупроводники $A^{IV}B^{VI}$ и перспективы их применения // Успехи физ. наук. 1974. Т. 113, вып. 1. С. 129–155.
3. *Берг А., Дин П.* Светодиоды. М.: Мир, 1979. 686 с.
4. *Георгобиани А.Н., Пипинис П.А.* Туннельные явления в люминесценции полупроводников. М.: Мир, 1994. 220 с.

Рецензент статьи П.К. Кашкаров

* * *

Анатолий Неофитович Георгобиани, доктор физико-математических наук, профессор Московского физико-технического института, главный научный сотрудник Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, действительный член РАЕН. Область научных интересов – полупроводниковая оптоэлектроника, оптика твердого тела, физика широкозонных полупроводников. Автор более 300 научных статей и шести монографий.