

О МЕХАНИЗМЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СТРУКТУРЫ
 $Cu_xS-ZnS:Cu, Mn, Cl-Al$, РАБОТАЮЩЕЙ НА ПОС-
ТОЯННОМ ТОКЕ

А. Н. Горбань, А. П. Добрун, М. В. Фок,
В. А. Шаровский

УДК 535.37

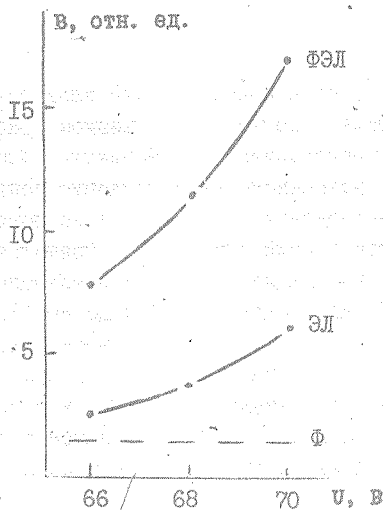
Показано, что, несмотря на малую толщину пленки и высокую напряженность поля, которая препятствует рекомбинации, электролюминесценция пленки $ZnS-Cu, Mn, Cl$ имеет ионизационно-рекомбинационный, а не ударный механизм возбуждения.

В /1,2/ описан весьма перспективный электролюминесцентный полосковый излучатель с большим разрешением, работающий на постоянном токе. Он представляет собой пленку $ZnS:Cu, Mn, Cl$ толщиной 1-15 мкм, нанесенную на ситалловую подложку с системой полосковых электродов из алюминия на ее поверхности. На эту пленку наносится тонкий слой Cu_xS . Светящаяся область формируется при подаче на два соседних электрода постоянного напряжения 15-30 В (для толстых пленок до 80 В). Непосредственно после напыления структура имеет высокую проводимость. Во время формовки над положительным электродом возникает тонкий высокоомный слой, в результате чего ток уменьшается на 1,5-2 порядка. В этом высокоомном слое затем и разыгрываются все процессы, связанные со свечением, при подаче напряжения на те же электроды.

В настоящей работе предпринята попытка выяснить механизм электролюминесценции этих пленок, который до сих пор не был достаточно изучен. Поскольку основные измерения велись на пленках толщиной до 5 мкм, несомненно, что и толщина высокоомного слоя не превышала нескольких микрон. Поэтому напряжен-

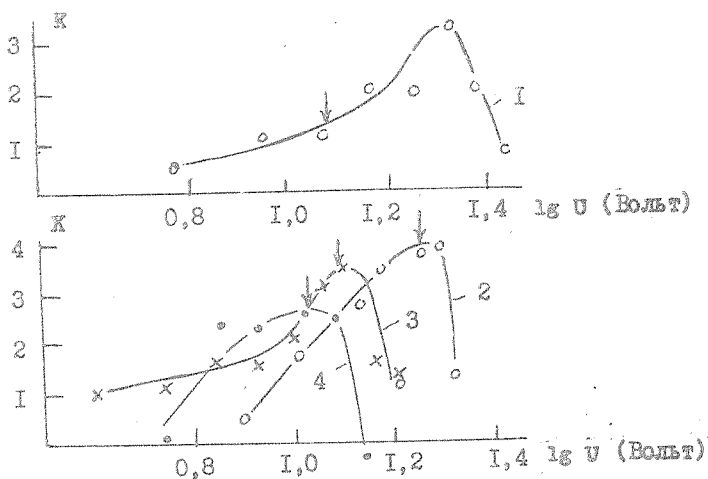
ность возникающего в нем электрического поля порядка 10^5 В/см. В таком поле возможна как ударная ионизация решетки ZnS или примесей, так и ударное возбуждение. Кроме того не исключена и туннельная инжекция дырок из анода (ZnS, как известно, является электронным полупроводником).

Для выяснения относительной роли инжекции и ударных процессов (ионизация и возбуждение) было исследовано совместное действие фото- и электровозбуждения. Как видно из рис. 1, при совместном действии ультрафиолетового света ($\lambda = 365$ нм) и поля яркость сильно (для данного образца в три раза) превышает сумму яркостей свечения при раздельном их действии. Это показывает, что фотоэлектроны помимо своей прямой роли - участия в фотолюминесценции - участвуют также и в электролюминесценции и притом весьма эффективно, ибо неаддитивная добавка при дополнительном фотовозбуждении примерно на порядок превышает фотолюминесценцию,



Р и с. 1. Зависимость яркости от напряжения: ЭЛ - яркость электролюминесценции, ФЭЛ - яркость фотоэлектролюминесценции, Ф - яркость фотолюминесценции

а фототок при этом составляет всего несколько процентов от темнового. Это сразу исключает инжекционный механизм свечения, для которого следует ожидать аддитивности фото- и электровозбуждения. Чтобы выяснить, какой из двух вариантов механизма предпробойной электролюминесценции — рекомбинационный или внутрицентровой — осуществляется в данном случае, были сопоставлены вольт-амперные и вольт-яркостные характеристики этих пленок. Оказалось, что хотя в разных образцах свечение возникает при разных напряжениях, появление свечения всегда сопровождается заметным увеличением крутизны вольт-амперной характеристики, вычерченной в двойном логарифмическом масштабе. Это видно из рис. 2, где изображены вторые производные этих характеристик. Вертикальные стрелки, указывающие напряжение начала регистрируемого свечения, расположены вблизи максимума второй производной или несколько предшествуют ему. Это указывает, что возникновение свечения сопровождается



Р и с. 2. Зависимость от напряжения U величины $K = \frac{d^2(\lg J)}{(d \lg U)^2}$.

I — для другого участка той же пленки, что и на рис. 1, но отформованной при 30 В; 2-4 — для разных участков более тонкой пленки, отформованных соответственно при 24, 18 и 16 В

появлением какого-то нового процесса, усиливающего протекающий сквозь образец ток. Таким процессом может быть ударная ионизация.

В этом случае ток J сквозь образец можно представить как:

$$J = J_{0,e} + \Delta J_e + J_h, \quad (1)$$

где $J_{0,e}$ - ток, который был бы без ударной ионизации при том же напряжении (он нелинейно зависит от напряжения из-за каких-то, по всей вероятности, приэлектродных процессов. Мы считаем его электронным током, ибо ZnS - электронный полупроводник); ΔJ_e - добавочный электронный, а J_h - дырочный ток, возникающие в результате ударной ионизации.

Яркость электролюминесценции при не слишком больших напряжениях, пока дрейфовые скорости носителей заряда меньше тепловых, можно считать приблизительно пропорциональной произведению концентраций электронов и дырок, а эти концентрации считать пропорциональными соответствующим компонентам тока, деленным на напряжение U . Тогда яркость

$$I \propto (J_{0,e} + \Delta J_e) J_h / U^\alpha, \quad (2)$$

где $\alpha = 2$. Когда дрейфовая скорость сравнивается с тепловой, траектории носителей заряда выпрямляются, их путь внутри кристалла перестает зависеть от скорости и приближается к геометрическому расстоянию между электродами. Поэтому вероятность встречи электронов и дырок с центрами рекомбинации, а значит и вероятность их рекомбинации перестает зависеть от U . Тогда в формуле (2) показатель $\alpha = 0$. В промежуточном случае, когда дрейфовая скорость превышает тепловую только у электронов, $\alpha = 1$. Таким образом по мере увеличения напряжения показатель α в формуле (2) уменьшается от 2 до 0.

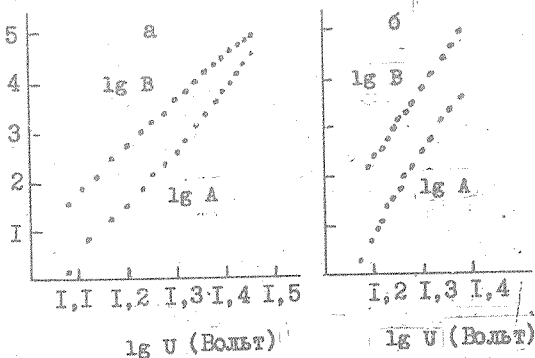
Поскольку электроны и дырки возникают при ионизации в равных количествах, можно считать, что

$$J_h = a \Delta J_e. \quad (3)$$

Тогда, воспользовавшись (1) и (3), получаем, что

$$(J_{0,e} + \Delta J_e) J_H \sim (J + a J_{0,e})(J - J_{0,e}) \equiv A(U). \quad (4)$$

Величину $J_{0,e}$ можно найти экстраполяцией зависимости $J(U)$, найденной до возникновения свечения, в область U , где свечение уже имеется. Так как $J > J_{0,e}$ и $a \ll 1$ из-за меньшей подвижности дырок, членом $a J_{0,e}$ в (4) можно пренебречь. Тогда в первой части (4) останутся лишь величины, получаемые из вольтамперной характеристики. Найдя по нам $A(U)$, можно сопоставить эту функцию с зависимостью $B(U)$, найденной непосредственно, и определить таким образом величину α . На рис. 3 приведены данные для тех же двух пленок. Видно, что в случае толстой пленки $\alpha = 2$, а в случае тонкой — $\alpha = 0$. Как видно на опыте осуществляются оба крайних случая (и, разумеется, промежуточные). Такого разнообразия и следовало ожидать, ибо подвижность электронов составляет $100-150 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а подвижность дырок — $5-10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Поэтому для распрямления траекторий электронов достаточно поля порядка 10^5 В/см , что достижимо сравнительно легко, а для дырок нужно уже несколько более 10^6 В/см , что тоже достижимо, но лишь в тонком слое.



Р и с. 3. Сопоставление зависимостей от напряжения яркости B и функции $A(U)$. а) $\alpha = 2$ (образец № 1 рис. 2) б) $\alpha = 0$ (образец № 2 рис. 2)

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют в пользу ионизационно-рекомбинационного механизма свечения, а не ударного возбуждения, несмотря на то, что сильное электрическое поле и малая толщина пленки затрудняют рекомбинацию. Это затруднение рекомбинации проявляется, по-видимому, лишь в том, что квантовый выход электролюминесценции таких систем очень мал. По нашим данным он составляет всего порядка 10^{-4} кванта на один прошедший электрон.

Поступила в редакцию
6 июля 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Н. Горбань, А. М. Багинский, В. А. Шаровский, Тезисы докладов семинара "Электролюминесцентные тонкопленочные излучатели и их применение", Ровно, 22-25 сент., 1981 г., с. 54-56.
2. А. М. Багинский и др., Сб. "Вопросы физики электролюминесценции" (Материалы 6 Всесоюзной конференции по электролюминесценции), изд. Днепропетровского Госуниверситета, Днепропетровск, 1979 г.