

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УДАРНУЮ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ZnS : Mn

А.Е.Беляев, Н.А.Власенко, Я.Ф.Кононец,
Ю.В.Копытко, Ю.Г.Семенов, Н.В.Шевченко

Обнаружены сильные магнитные эффекты в ударной электролюминесценции пленок ZnS : Mn. Изучена зависимость их от температуры, величины и взаимной ориентации магнитного и электрического полей. Эксперимент сопоставлен с результатами теоретического рассмотрения различных механизмов.

Интенсивная ударная электролюминесценция (ЭЛ) наблюдается в пленочных МДПДМ структурах на основе ZnS : Mn, все шире применяемых в дисплейных экранах ¹. Ранее не изучалось влияние на нее магнитного поля (H), несмотря на то, что ZnS : Mn – полумагнитный полупроводник. В данной работе сообщается об обнаружении сильных магнитных эффектов в ЭЛ таких структур и приводятся результаты их исследования.

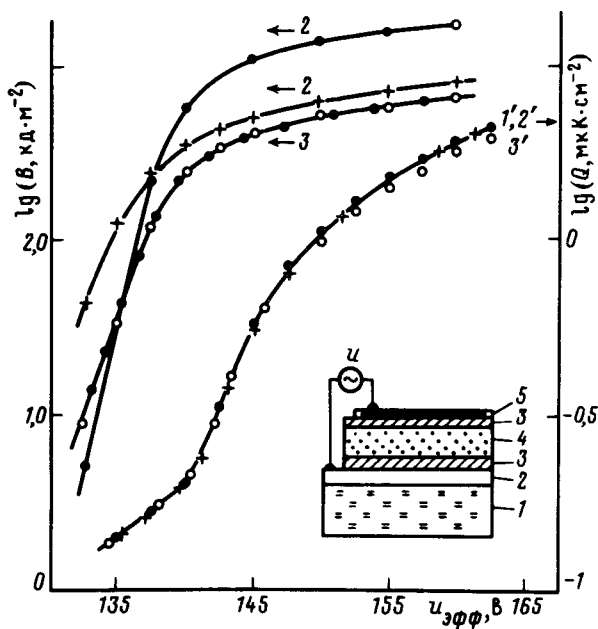


Рис. 1. Вольт-яркостная (1 – 3) и вольт-зарядовая (1' – 3') характеристики структур, вид которых показан на врезке. при $H = 0$ (1, 1') и $H = 4,5$ Тл (2, 2' – $H \parallel E$ и 3, 3' – $H \perp E$); $T = 4,2$ К. 1 – подложка, 2, 5 – электроды (In_2O_3 и Al), 3 – Д-слой ($SiO_2/Al_2O_3, 250$ нм), 4 – ZnS : Mn, 600 нм

Эксперимент проводился при $T = 2 - 15$ К для двух ориентаций H относительно электрического поля E: $H \parallel E$ и $H \perp E$. Схематический вид образцов показан на рис. 1. Концентрация Mn в пленке ZnS : Mn была $\approx 10^{20}$ см⁻³. ЭЛ возбуждалась переменным напряжением (u) с частотой 5 кГц. Измерялись: яркость (B), интегральная и в разных участках спектра, зависимость ее от u (ВЯХ), кинетика затухания ЭЛ и заряд (Q), протекающий через структуру за полпериода возбуждающего напряжения ($\tau_{1/2}$).

Обнаружено, что при $T = 4,2$ К магнитное поле, не влияя на спектр и кинетику затухания ЭЛ, сильно увеличивает B вблизи порогового u (положительный эффект, ПЭ) и уменьшает ее на участке насыщения ВЯХ (отрицательный эффект, ОЭ) (рис. 1). ПЭ сильнее при $H \parallel E$, а ОЭ – при $H \perp E$. Зависимость $lg(B_H/B_0)$ от H (B_H, B_0 – яркость в магнитном поле и без него) имеет вначале квадратичный участок, затем линейный, который в случае ПЭ переходит в сублинейный (рис. 2). С понижением T оба эффекта усиливаются, наклон линейного участка увеличивается как $1/T$, а насыщение ПЭ начинается при

меньших H . При повышении T до 15 К остается лишь небольшой ОЭ при $H \perp E$. Вольт-зарядовая характеристика не зависит от H в пределах погрешности эксперимента, кроме некоторого уменьшения Q на участке насыщения ВЯХ при $H \perp E$ (рис. 1).

Анализ возможных механизмов обнаруженных эффектов основывался на следующих представлениях об ЭЛ ^{1, 2}. Переход ионов Mn^{2+} из состояния 6A_1 в состояние 4T_1 происходит в результате прямого ударного возбуждения горячими электронами (процессы 2, 3 на рис. 3) или с участием электрон-дырочных пар, возникающих при ударной ионизации решетки (процессы 5 – 11). Первый из этих механизмов преобладает, особенно на начальном участке ВЯХ. "Порог" возникновения ЭЛ определяется туннелированием электронов с глубоких (≥ 1 эВ) состояний на Д–П границах (процесс 1). Таким образом, влияние магнитного поля на B возможно за счет изменения сечения ударного возбуждения Mn^{2+} ($\sigma_{уд}$), условий генерации и/или разогрева электронов.

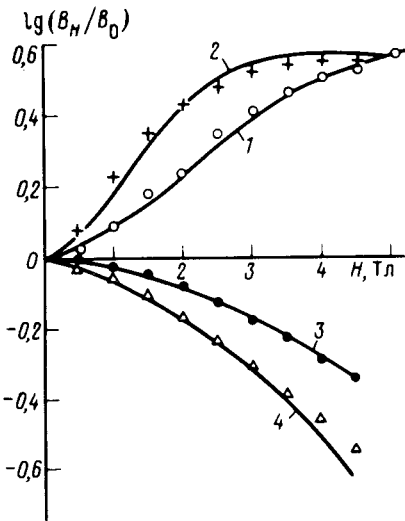


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость яркости от магнитного поля при $H \parallel E$ и разных T и u . T , К: 4, 2 – 1, 3; 2, 5 – 2, 4. $u_{эфф}$, В: 137 – 1, 2; 150 – 3, 4. Точки – эксперимент, кривые – расчет: по (1) – 3, 4; по (1) и (3) – 1, 2

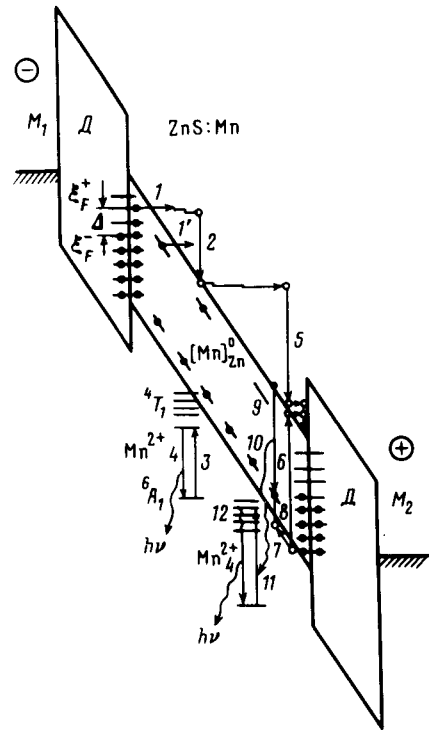


Рис. 3

Рис. 3. Основные процессы при ЭЛ исследованных структур: 1, 1' – туннелирование электронов с поверхностных и "объемных" уровней; 2, 3 – прямое ударное возбуждение Mn^{2+} ; 4 – излучательный переход в нем; 5 – 11 – возбуждение Mn^{2+} путем ударной ионизации решетки, захвата дырки дефектом $[Mn]_{Zn}^0$, рекомбинации ее с электроном и резонансной передачи энергии иону Mn^{2+}

Три рассмотренных механизма включают спин-зависимые процессы и основываются на возможности поляризации спинов электронов проводимости $P_e = -2 \langle s_e \rangle$ из-за обменного рассеяния (ОР) на ионах Mn^{2+} , поляризованных в поле H . Поскольку концентрация Mn (N) достаточно велика, а сечение ОР $\sigma_e \geq 10^{-16}$ см⁻², то электрон за время одного или нескольких пролетов через пленку $ZnS : Mn$ может многократно рассеяться на спинах магнитных ионов. Если время пролета меньше времени спин-решеточной релаксации, а вре-

мя релаксации по спину (τ_s) для электронов, захваченных на Д-П границах, больше $\tau_{1/2}$ (оценки подтверждают выполнимость этих условий), то P_e принимает значение поляризации P_l соседних подуровней ионов Mn^{2+} , равное $-\text{th}(\omega_l/2T)$, где ω_l – зеемановское расщепление спина Mn^{2+} ($s_l = 5/2$).

Первый механизм учитывает влияние H на $\sigma_{уд}$. В магнитном поле с ростом P_l и P_e увеличивается число ионов Mn^{2+} с проекцией $s_{lz} = -5/2$ и электронов с проекцией спинового момента $-1/2$, не способных возбудить эти ионы в состояние 4T_1 из-за необходимости сохранения полного спинового момента Mn^{2+} и электрона. Расчет вероятности возбуждения Mn^{2+} , проведенный по формулам работы ³ с использованием генеалогических коэффициентов ⁴, дает после усреднения по проекциям s_{lz} и s_{ez} :

$$\sigma_{уд}^{(H)} / \sigma_{уд}^{(0)} = \frac{3}{10} \frac{\text{sh}(2h)}{\text{sh}(3h)} [5 + 3\text{th}(h) B_{3/2}(3h/2)], \quad (1)$$

где $B_s(x)$ – функция Бриллюэна, $h = \omega_l/T$. Поскольку $B \sim \sigma_{уд}$, данный механизм описывает ОЭ, не зависящий от E . Расчет по (1) хорошо согласуется с экспериментальной зависимостью $\lg(B_H/B_0)$ от H на участке насыщения ВЯХ при $H \parallel E$ и разных T (рис. 2).

Второй механизм, объясняющий ПЭ, учитывает увеличение длины свободного пробега l , а следовательно, вероятности α ударного возбуждения из-за ослабления ОР электронов на поляризованных в поле H ионах Mn^{2+} . Для длины свободного пробега l_s , обусловленной только ОР, получено выражение:

$$l_s^{(H)} / l_s^{(0)} = [1 - P_e s B_s(\text{sh}) / s(s+1)]^{-1}, \quad s = 5/2. \quad (2)$$

Расчет зависимости $B(H)$ при таком механизме затруднен отсутствием теории ударного возбуждения в случае большой концентрации рассеивающих нейтральных примесей ($[Mn]_{Zn}^0$) и изменяющегося во времени электрического поля. Если использовать для α выражения, полученные Бараффом и Келдышем (см. ссылки 6, 10 в ¹), и предположить, что наряду с ОР имеется рассеяние, не зависящее от H , причем $l_0 < l_s^{(0)}$, то количественное согласие с экспериментом достигается при $l_s^{(0)} < 10^{-6}$ см, что противоречит общепринятой оценке данной величины ($l_s^{(0)} = (\sigma_s N)^{-1} \geq 2 \cdot 10^{-5}$ см).

В связи с этим для ПЭ был рассмотрен еще один механизм, основанный на зависимости от H числа электронов n , пролетающих через П-слой за $\tau_{1/2}$ и способных вызвать ударное возбуждение Mn^{2+} . Отсутствие заметного влияния H на Q не исключает возможность зависимости n от H , поскольку Q/e может быть $\gg n$ при $u \approx u_{пор}$ за счет электронов, туннелирующих со сравнительно мелких "объемных" состояний (процесс I' на рис. 3) и/или токов утечки по дефектным местам поликристаллической пленки $ZnS : Mn$. Анализ показал, что спиновое расщепление зоны проводимости или локальных уровней в поле $H \leq 5$ Тл не может существенно повлиять на генерацию носителей, т. к. величина его значительно меньше глубины залегания уровней. Однако, из-за спиновой поляризации электронов проводимости может возникнуть существенное различие в квазистационарном положении уровней Ферми на Д-П границах для разных проекций спина ($\Delta = \epsilon_F^+ - \epsilon_F^-$). При этом высота потенциального барьера δ для туннелирования электронов уменьшается на величину $\Delta/2$, пропорциональную $P_e Q / \nu(\epsilon)$, где $\nu(\epsilon)$ – плотность поверхностных состояний. Сделав упрощающие предположения, справедливые лишь вблизи $u_{пор}$ (перезарядка Д-П границ не влияет на E , $\nu \approx \text{const}$ в интервале Δ и $\tau_s \gg \tau_{1/2}$), получили:

$$n(H) = n(0) \text{ch}(C, P_e), \quad \text{где } C = aQ \sqrt{2m^* \delta} / \hbar e \nu, \quad a \leq 1. \quad (3)$$

Для $u > u_{\text{пор}}$ решение данной задачи затруднительно из-за самосогласованного характера ее и многих неизвестных параметров. Зависимость B_H/B_0 от H , рассчитанная по (1) и (3) с $C = 4,3$ и измеренная вблизи $u_{\text{пор}}$ при разных T , удовлетворительно совпадают (рис. 2). Оценка ν из этого значения C при $\delta \approx 1$ эВ, $E = 10^{-6}$ В/см и $a \approx 1$ дает $4 \cdot 10^{-12}$ эВ $^{-1}$ см $^{-2}$, что согласуется с оценкой этой величины другими методами¹.

Объяснение анизотропии магнитных эффектов, проявляющееся в большей величине ОЭ при $H \perp E$ и наличии в нем слабо зависящей от T компоненты, возможно при учете силы Лоренца, приводящей к искривлению траектории носителей и выносу их в дефектные приповерхностные области кристаллитов. Оценка показала, что при поперечном размере зерен $< 5 \cdot 10^{-6}$ см, типичном для исследованных пленок, этот механизм может вызвать уменьшение не только B , но и Q , наблюдавшееся при $H \perp E$ и больших u .

Авторы благодарят З.С.Грибникова и С.М.Рябченко за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

1. Власенко Н.А., Гурьянов С.Н. Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, **49**, 1909.
2. Müller G.O. Phys. Stat. Sol. (a), 1984, **91**, 597.
3. Семенов Ю.Г., Шанина Б.Д. Phys. Stat. Sol. (b), 1981, **104**, 631.
4. Сдббельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977, 319 с.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
3 июля 1989 г.