

07

## Полевая эмиссионная накачка наногетероструктуры ZnSe/CdSe/ZnSe электронами низких энергий через поверхностный потенциальный барьер

© С.А. Масалов, А.В. Коротченков, В.П. Евтихийев, С.В. Сорокин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: sergeym@mail.com

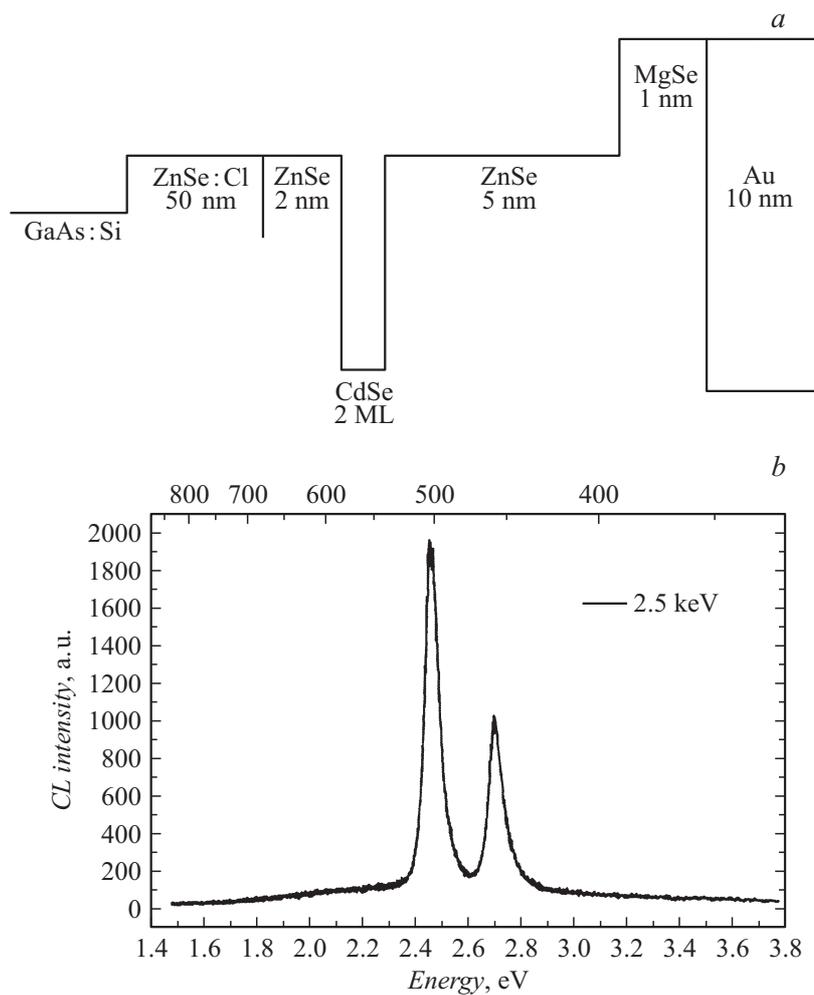
Поступило в Редакцию 26 сентября 2014 г.

Исследовалась планарная структура МДП с диэлектрическим барьером MgSe. Для инжекции горячих электронов в широкозонную наногетероструктуру ZnSe/CdSe/ZnSe использовалась полевая электронная эмиссия из металлического электрода. Определены средние величины параметров потенциального барьера на границе металл–диэлектрик. Экспериментально обнаружено, что площадь протекания эмиссионного тока существенно меньше площади металлического электрода. Это может быть связано с эффектом „шнурования“ тока, протекающего через неоднородный тонкий слой диэлектрика. Показано, что для улучшения стабильности характеристик структуры МДП необходимо создание высококачественного однородного потенциального барьера. Оцененная максимальная локальная плотность эмиссионного тока  $I_{\max} \cong 10^3 \text{ A/cm}^2$  является достаточной для получения условий генерации излучения в гетероструктуре. Поэтому предложенный метод накачки может быть использован для создания лазеров на основе широкозонных полупроводниковых гетероструктур без  $p$ – $n$ -переходов.

Электронно-лучевая накачка давно используется для создания лазерной генерации в широкозонных полупроводниках, широкозонных гетероструктурах и диэлектриках [1–3]. При воздействии электронного пучка высоких энергий  $E_e \approx 10$ – $50 \text{ keV}$  на широкозонный полупроводник в нем в результате ударной ионизации создаются неравновесные носители, которые затем участвуют в межзонных и внутризонных переходах. Несмотря на невысокий КПД  $\eta_{\max} \approx 30\%$ , полупроводниковые лазеры с электронно-лучевой накачкой обладают определенным преимуществом над инжекционными лазерами: отпадает необходи-

мость создания  $p$ – $n$ -перехода, снимаются технологические проблемы, связанные с легированием широкозонных полупроводников. Однако при использовании электронов высоких энергий в процессе термализации неравновесных носителей до равновесных температур происходит неравномерный разогрев кристаллической решетки, возникают локальные механические напряжения. В работе [4] было предложено использовать для полевой электронной накачки гетероструктуры ZnSe/CdSe/ZnSe электроны низких энергий  $E_e \approx 10$  eV, туннелирующие через поверхностный потенциальный барьер. В этой работе потенциальный барьер создавался в вакуумном промежутке между металлическим зондом сканирующего туннельного микроскопа и исследуемой наногетероструктурой. Проведенный анализ энергетической диаграммы металл–вакуум–полупроводник показал, что напряжения смещения 10 V достаточно для ударной ионизации ZnSe. Расчет, проведенный на основе измерений плотности тока полевой электронной эмиссии, показал возможность создания в приповерхностном слое исследуемой структуры высокой поверхностной концентрации неравновесных носителей  $n \approx 10^{17}$  см<sup>-2</sup>. Также было установлено, что диффузия неравновесных носителей приводит к эффективному заполнению активной области CdSe, расположенной на расстоянии 5 nm от поверхности образца.

Целью настоящей работы было исследование полевой электронной накачки гетероструктуры через поверхностный потенциальный барьер, образованный туннельно-прозрачным диэлектрическим слоем MgSe. Исследуемая нелегированная гетероструктура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии псевдоморфно на подложке  $n^+$ GaAs (001). Толщина поверхностного диэлектрического барьера MgSe, сформированного в процессе молекулярно-пучковой эпитаксии при температуре подложки  $T \sim 280^\circ\text{C}$ , составила около 1 nm. Активная область представляла собой плоскость квантовых точек CdSe, помещенных в ZnSe-матрицу (ZnSe/CdSe/ZnSe), и располагалась на расстоянии 6 nm от поверхности. Для полевой эмиссии электронов на поверхность диэлектрика наносился металлический электрод — пленка золота толщиной около 10 nm площадью несколько квадратных миллиметров. Вторым электродом служила подложка  $n^+$ GaAs. Омический контакт подложки  $n^+$ GaAs с металлическим подложкодержателем осуществлялся через тонкий слой Ga–In-эвтектики. Полевая эмиссия электронов из золотого электрода в полупроводниковую гетероструктуру проводилась при комнатной температуре.



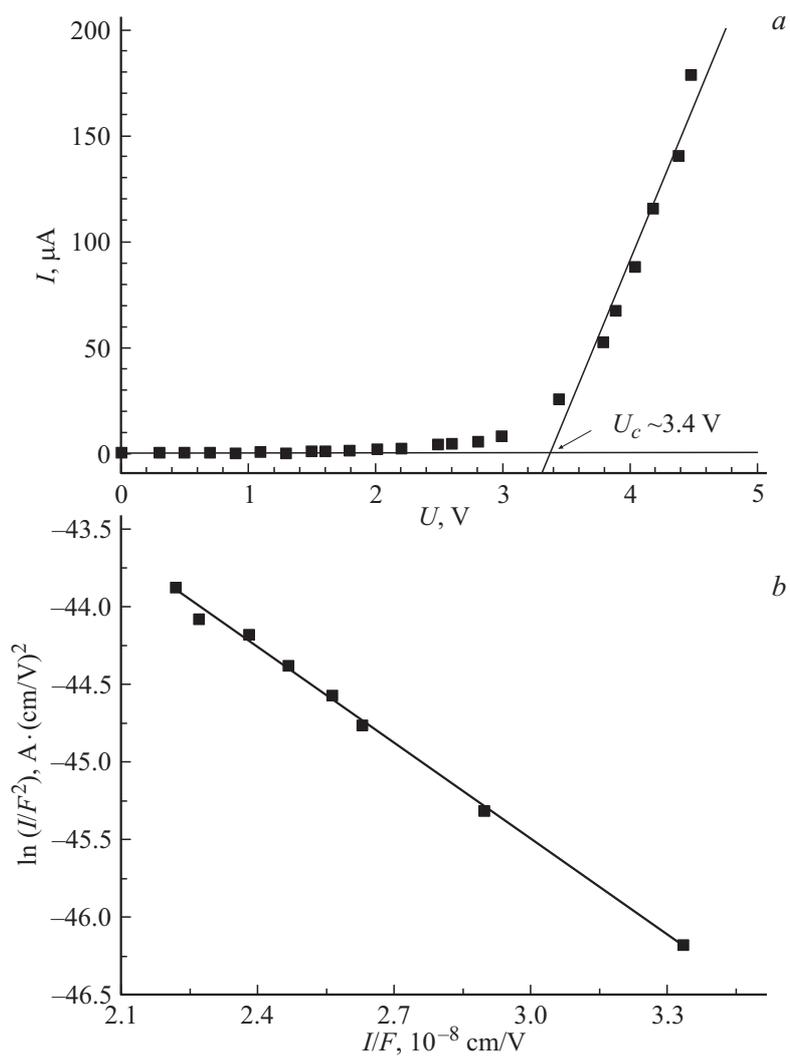
**Рис. 1.** *a* — схема зонной диаграммы исследуемой наногетероструктуры, *b* — спектр катодолуминесценции ZnSe/CdSe/ZnSe при энергиях электронного пучка 2.5 keV.

На рис. 1, *a* представлена схематическая зонная диаграмма исследуемой наногетероструктуры. Для предварительного анализа были проведены измерения фото- и катодолюминесценции образца. На спектре фотолюминесценции, полученной при температуре жидкого азота при возбуждении лазером с длиной волны 404 nm, отмечены пик с энергией  $E_1 = 2.54$  eV, соответствующий рекомбинации носителей в квантовых точках CdSe, и пик при  $E_2 = 2.79$  eV, соответствующий межзонным переходам в объемном материале ZnSe. Исследования гетероструктуры методом локальной катодолюминесценции (рис. 1, *b*) были проведены при температуре 300 К. Спектр измерялся при энергии электронного пучка 2.5 keV. Ток электронного пучка составлял 150 nA. Согласно расчетам, при энергии электронного пучка 2.5 keV область генерации электронно-дырочных пар может происходить на расстоянии до 20 nm от поверхности, что обеспечивает генерацию неравновесных носителей по всей глубине исследуемой гетероструктуры. Люминесценция квантовых точек CdSe в несколько раз превышает люминесценцию барьерной области ZnSe вследствие эффективного заполнения активной области за счет диффузии неравновесных носителей.

Далее, проводилось измерение вольт-амперной характеристики (ВАХ) образца. Получена нелинейная характеристика (рис. 2, *a*) с напряжением отсечки  $U_c = 3.4$  V. Поскольку измеренное сопротивление подложки GaAs  $R_s \sim 0.3 \Omega$ , а сопротивление на резко возрастающем участке ВАХ ( $U > U_c$ )  $R_t \sim 10^3 \Omega$ , можно полагать, что основная часть приложенного напряжения смещения падает в области диэлектрического барьера. Поэтому для обработки ВАХ была использована модель Фаулера–Нордгейма [5], описывающая эмиссию электронов из металла через потенциальный барьер в присутствии внешнего сильного электрического поля  $F$ . Согласно этой модели плотность тока туннельной эмиссии электронов

$$J(F) = a \frac{F^2}{\varphi} \exp \left[ -b \frac{\varphi^{3/2}}{F} v(\varphi, F) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $J(F)$  — плотность эмиссионного тока, A/cm<sup>2</sup>;  $\varphi$  — величина работы выхода электронов из металла, eV;  $a = 1.537 \cdot 10^{-6}$  и  $b = 6.83 \cdot 10^7$  — размерные постоянные;  $F$  — электрическое поле, V/cm;  $v(\varphi, F)$  — поправочная функция Нордгейма. Используя для поправочной функции аппроксимацию Елинсона  $v(\varphi, F) =$



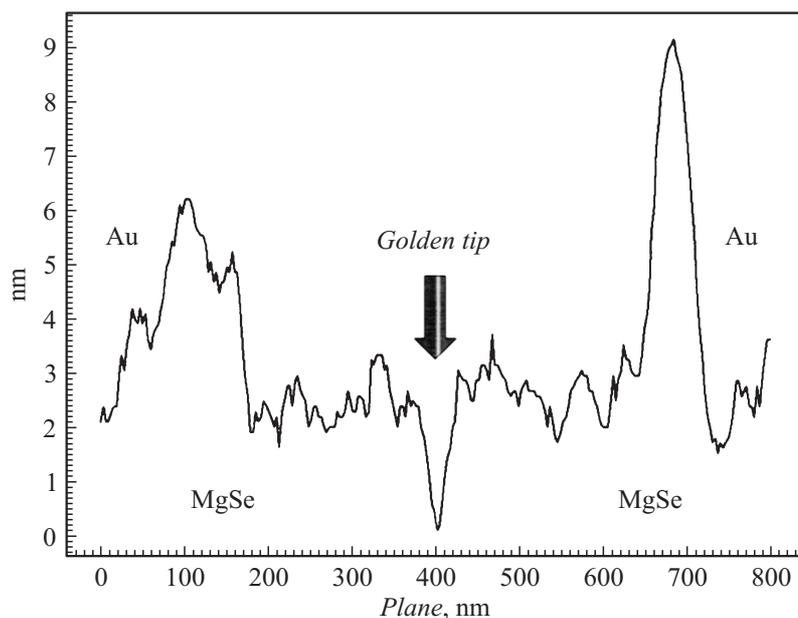
**Рис. 2.** *a* — ВАХ исследуемой наногетероструктуры, *b* — ВАХ, построенная в координатах Фаулера–Нордгейма.

$= 0.965 - 0.739 \cdot \left(\frac{3.79\sqrt{F}}{\varphi}\right)^2$ , выражение (1) можно преобразовать [6] к следующему виду:

$$J(F) \cong \frac{I(F)}{S} \frac{1.537 \cdot 10^{-6} F^2}{\varphi} \exp\left(\frac{-6.59 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}}{F} + \frac{7.25}{\sqrt{\varphi}}\right). \quad (2)$$

Здесь  $I(F)$  — ток полевой эмиссии, А;  $S$  — площадь области полевой эмиссии,  $\text{cm}^2$ . При полевой электронной эмиссии экспериментальная вольт-амперная характеристика, построенная в координатах  $\{1/F, \ln(I/F^2)\}$ , должна быть линейной. Определив коэффициенты линейной функции и используя выражение (2), можно найти такие важные параметры потенциального барьера на границе металла, как  $\varphi$  и  $S$ . Величину электрического поля на границе металла определяем как поле плоского заполненного диэлектриком конденсатора  $F = U/(\epsilon d)$ , здесь  $U$  — величина напряжения смещения,  $\epsilon = 3.8$  — относительная диэлектрическая проницаемость MgSe [7],  $d = 1 \text{ nm}$  — средняя толщина диэлектрического барьера. Полевая электронная эмиссия, описываемая моделью Фаулера–Нордгейма, происходит при достаточно сильном электрическом поле  $F \sim 10^7 - 10^8 \text{ V/cm}$ . В нашем случае с напряжением смещения  $U_c \sim 3.4 \text{ V}$ , при  $U > U_c$  зависимость в координатах  $\{1/F, \ln(I/F^2)\}$  хорошо аппроксимируется прямой (рис. 2, *b*). Предельный измеренный ток составил  $I \cong 0.2 \text{ mA}$ . Увеличение напряжения смещения  $U > 4.5 \text{ V}$  вызвало нарушение стабильности эмиссионного тока. В диэлектрическом барьере происходили необратимые изменения. Повторно измеренная ВАХ уже не совпадала с исходной.

В результате аппроксимации вольт-амперной характеристики выражением (2) были определены параметры поверхностного потенциального барьера  $\varphi = 0.9 \text{ eV}$  и  $S = 16.8 \mu\text{m}^2$ . Площадь нанесенного на диэлектрический барьер золотого электрода составляет несколько квадратных миллиметров, а рассчитанная площадь полевой эмиссии намного меньше. Работа выхода для чистой поверхности золота  $4.3 \text{ eV}$ , в то время как определенная по характеристике величина составила около  $1 \text{ eV}$ . Полевая электронная эмиссия существенно зависит от высоты потенциального барьера  $\varphi$ . В случае неравномерного распределения величины работы выхода по поверхности диэлектрического барьера интенсивность полевой эмиссии будет неравномерна. Основная часть эмиссионного тока сосредоточится в областях с минимальной высотой потенциального барьера. Кроме того, неоднородным может оказаться



**Рис. 3.** Сечение АСМ-изображения участка диэлектрического барьера MgSe с углублением, создающим локальное усиление электрического поля.

распределение толщины диэлектрического барьера, поскольку MgSe при взаимодействии с атмосферным кислородом подвержен интенсивному окислению.

Дирнлей разработал модель протекания тока через тонкий слой диэлектрика, основанную на образовании проводящих шнуров [8]. Согласно его рассуждениям, поскольку граница раздела анод–диэлектрик не совсем гладкая, имеются места, где электрическое поле особенно велико. Вблизи этих областей в диэлектрике происходят структурные изменения, приводящие к возникновению проводящего шнура. Электрическое поле у вершины шнура очень велико, и поэтому он может распространяться через диэлектрик до тех пор, пока не образуется проводящий мост между электродами. На рис. 3 приведено изображение участка диэлектрического барьера, полученное в атомно-силовом микроскопе (АСМ). На поверхности наблюдается углубление

в несколько нанометров. В этом месте при напылении металлической пленки образуется острие, создающее локальное увеличение электрического поля. В результате в различных участках образца происходит шнурование эмиссионного тока. Это области с минимальной работой выхода и максимальным электрическим полем. Неравномерность распределения величины работы выхода по поверхности диэлектрического слоя может быть связана с адсорбцией воды, атмосферных газов и летучих органических веществ, произошедшей перед нанесением металлического электрода.

Осуществлена полевая инжекция низкоэнергетических электронов через диэлектрический барьер MgSe в наногетероструктуру ZnSe/CdSe/ZnSe. Определены основные параметры потенциально барьера в области инжекции полевых электронов на границе металл–диэлектрик Au/MgSe: работа выхода электронов из металла  $\phi$ , площадь туннельного контакта  $S$ . Оцененная максимальная плотность эмиссионного тока  $J_{\max} \cong 10^3 \text{ A/cm}^2$  является достаточной для получения условий генерации излучения в гетероструктуре. Поэтому предложенный метод накачки может быть использован для создания лазеров на основе широкозонных полупроводниковых гетероструктур без  $p$ – $n$ -переходов. Дальнейшее улучшение характеристик полевой электронной накачки предполагает создание однородного потенциального барьера в структуре металл–диэлектрик–полупроводник.

Авторы благодарят М.В. Заморянскую за проведение катодолюминесцентных измерений и А.В. Анкудинова за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН.

## Список литературы

- [1] Басов Н.Г., Богданкевич О.И., Девятков А.Г. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1588.
- [2] Hurlwitz C.E. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. P. 243.
- [3] Zverev M.M., Ivanov S.V., Gamov N.A., Zdanova E.V., Studionov V.B., Peregoudov D.V., Sedova I.V., Gronin S.V., Sorokin S.V., Kop'ev P.S., Olikhov I.M. // Physica Status Solidi (b). 2010. V. 247. P. 1561.
- [4] Масалов С.А., Калинина К.В., Евтихьев В.П., Иванов С.В. // ФТТ. 2012. Т. 54. В. 6. С. 1057.
- [5] Modinos A. // Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy. New York: Plenum, 1984; Moscow: Nauka, 1990. 320 p.

- [6] *Golubok A.O., Masalov S.A., Tarasov N.A.* // *Ultramicroscopy*. 1992. V. 42–44. P. 1574.
- [7] *Huang D., Jin C., Wang D., Liu X., Wang J., Wang X.* // *Appl. Phys. Lett.* 1995. V. 67. P. 3611.
- [8] *Dearnaley G., Morgan D.V., Stoneham A.M.* // *J. Non-Cryst. Sol.* 1970. V. 4. P. 593.