

06

Исследование локальной электропроводности поверхности гетероструктуры ZnSe/CdSe/ZnSe с использованием СТМ в режиме полевой электронной эмиссии

© С.А. Масалов, В.П. Евтихийев, М.Г. Растегаева, С.В. Иванов

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

Поступило в Редакцию 28 декабря 2008 г.

Исследовались морфология поверхности и локальная электропроводность наногетероструктуры ZnSe/CdSe/ZnSe методом СТМ в режиме полевой электронной эмиссии. Проведена оценка однородности распределения локальной электропроводности приповерхностного слоя. Экспериментально определены основные параметры потенциального барьера локального полевого контакта. Показана возможность использования зонда туннельного микроскопа для создания в полупроводнике локальных областей с неравновесной концентрацией носителей.

PACS: 81.15.-z, 68.37.Ef

Одним из основных преимуществ лазеров с электронно-лучевой накачкой, по сравнению с инжекционными полупроводниковыми лазерами, является отсутствие необходимости легировать материал активной области для создания $p-n$ -перехода. В лазерах с поперечной электронно-лучевой накачкой синие-зеленого оптического диапазона успешно используются гетероструктуры на основе широкозонных полупроводников $A^{II}B^{VI}$ [1]. Расположение активной области в этих гетероструктурах определяется глубиной проникновения электронов пучка накачки. В зависимости от энергии электронов активную область располагают вблизи поверхности на расстоянии от 10 nm до 10 μ m. Расположение активной области определяет толщину волновода, и когда расстояние от поверхности составляет десятки нанометров, то состоя-

ние поверхности волновода, его однородность существенно сказываются на функционировании светоизлучающего прибора.

В данной работе исследовалась поверхность наногетероструктуры, представляющей собой плоскость квантовых точек CdSe, помещенных в ZnSe матрицу (ZnSe/CdSe/ZnSe). Активная область CdSe располагалась вблизи поверхности, на расстоянии 5 nm. Для исследования поверхности ZnSe был выбран метод сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). В качестве измеряемой характеристики однородности поверхности ZnSe была выбрана локальная электропроводность, зависящая от количества и типа структурных дефектов, уровня остаточного легирования. Поскольку нелегированный ZnSe относится к полупроводникам *n*-типа [2] с низкой объемной концентрацией основных носителей $n \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ и малой подвижностью $\mu \sim 500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, для получения измеримых токов использовался режим полевой электронной эмиссии с инжекцией горячих электронов в зону проводимости ZnSe. В работе проводилось изучение морфологии поверхности и локальной электропроводности гетероструктуры.

Исследуемая нелегированная гетероструктура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) псевдоморфно на подложке GaAs (001). Гетероструктура содержит нижний ограничивающий слой ZnSe толщиной 100 nm, согласованный по параметру решетки с подложкой, и слой ZnSe толщиной 15 nm, в который на расстоянии 5 nm от поверхности помещена активная область. Активная область представляет собой слой CdSe номинальной толщиной примерно 2 монослоя, который преобразуется в массив самоформирующихся наностроек (квантовых точек) при осаждении на поверхность ZnSe вследствие упругой релаксации напряжений, вызванных 7%-ным несоответствием параметров решетки ZnSe и CdSe. Особенности выращивания активной области на основе квантовых точек (КТ) CdSe методом МПЭ подробно описаны в [3].

Для проведения СТМ-измерений использовался сверхвысоковакуумный сканирующий туннельный микроскоп LS SPM фирмы OMICRON. Измерения топографии и локальной электропроводности образцов проводилось в сверхвысоком вакууме ($P \sim 10^{-8} \text{ Pa}$) при комнатной температуре. Согласно условиям эксперимента, исследуемый образец заземлен, а напряжение смещения прикладывается к зонду СТМ. Электрический контакт подложки GaAs с металлическим подложкодержателем осуществлялся через тонкий слой Ga–In эвтектики. В качестве

зонда использовалось вольфрамовое острие, прошедшее стандартную электрохимическую обработку в растворе NaOH. Геометрический радиус закругления используемого острия, по данным оптических измерений, составлял не менее $R \sim 10 \mu\text{m}$. СТМ-зонд такого размера был специально выбран для проведения исследований в режиме полевой электронной эмиссии. При таком радиусе зонда и нанометровом зазоре между электродами электрическое поле в зазоре однородно и определяется напряжением смещения (U) и расстоянием между электродами (Z).

СТМ-измерения проводились при напряжениях смещения $U \sim -9 \text{V}$; при этом определялись основные характеристики потенциального барьера, возникающего между электродами. Проводились измерения вольт-амперных характеристик $-I(U)$ и зависимостей $Z(U)$ -изменения зазора между электродами локального контакта от напряжения смещения на электродах. На рис. 1–3 представлены результаты этих измерений, полученные при различных опорных токах, т.е. различных условиях образования локального контакта. В определенной точке поверхности образца многократно измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ). Результат измерения усреднялся. Зависимость $Z(U)$ снималась при однократном измерении. Для получения информации о морфологии поверхности ZnSe волновода проводилось сканирование в режиме постоянного полевого эмиссионного тока. Измерение распределения локальной электропроводности $\sigma(x, y)$ проводилось по стандартной методике. К зонду прикладывалось линейно изменяющееся напряжение смещения (при разорванной цепи обратной связи СТМ), и измерялся протекающий ток в цепи зонд–образец $I(U)$. Эта процедура проводилась в каждой пятой точке развертки сканирования. Полученное распределение $I(x, y)$ при фиксированном напряжении смещения называют сканирующим туннельным спектроскопическим (СТС) изображением. Из полученных СТС-изображений можно получить распределения локальной электропроводности $\sigma_i(x, y) = I(x, y)/U_i$ исследуемого образца, соответствующие напряжению смещения U_i . Анализ этого распределения позволяет судить об однородности электрофизических свойств исследуемого образца.

На рис. 1 представлена зависимость дифференциальной электропроводности dI/dU локального контакта от напряжения смещения на W -зонде, полученная при различных величинах опорных токов. Анализ этой зависимости, в диапазоне изменения напряжения смещения $\pm 10 \text{V}$, показал, что дифференциальная электропроводность исследуемого образца носит вентильный характер. При положительной

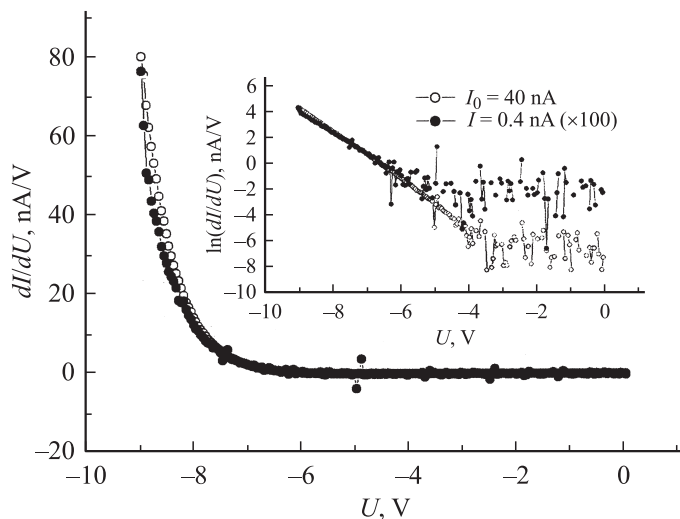


Рис. 1. Зависимость дифференциальной электропроводности локального контакта W-ZnSe/CdSe/ZnSe от напряжения смещения при различных опорных токах. На врезке представлена эта зависимость, построенная в полулогарифмических координатах.

полярности напряжения смещения на зонде надежно измеримый ток (5 pA) не наблюдался. При отрицательной полярности заметный ток возникал при условии, что напряжение смещения превышало некоторый порог. Пороговый характер ВАХ (возникновения тока, отличного от уровня шума) слабо зависит от расстояния зонд–образец. Изменение опорного тока в 100 раз (от 0.4 до 40 nA) привело к сдвигу порогового напряжения с -5.2 до -3.8 V соответственно. Наблюдаемое экспоненциально резкое возрастание тока возникает при напряжении смещения на зонде $U \sim -8$ V (напряжение отсечки) и не зависит от величины опорного тока. Величина ширины запрещенной зоны для ZnSe при 300 K составляет $E_g = 2.67$ eV, а средняя энергия ударной ионизации для электрона в полупроводнике $\langle E \rangle = 3E_g = 8.01$ eV. Поэтому можно предположить, что резкое возрастание тока, не зависящее от величины зазора в локальном контакте, связано с процессами ударной ионизации в ZnSe.

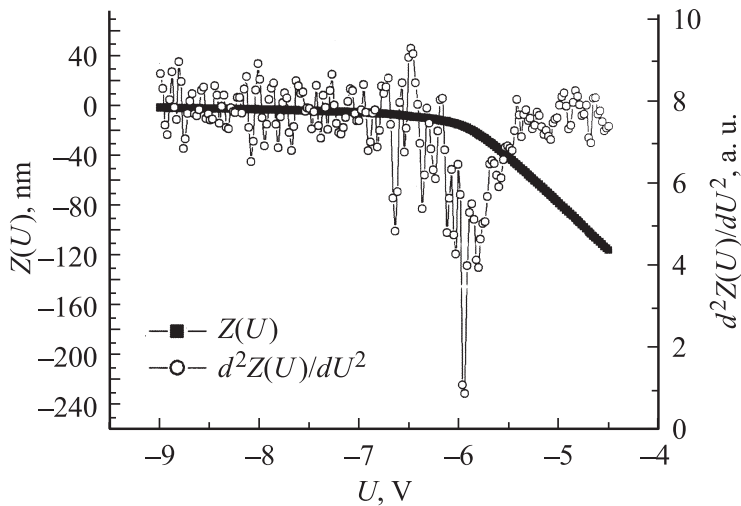


Рис. 2. Зависимость величины локального зазора $Z(U)$ и $d^2Z(U)/dU^2$ от напряжения смещения. Исходные параметры локального контакта: $I_0 = 0.4$ нА, $U_0 = -9$ В.

Измеряемый электрический ток связан с полевой электронной эмиссией из металлического зонда, описываемой теорией Фаулера–Нордгейма [4], поэтому зависимость тока от напряжения, перестроенная в обобщенных координатах $\{1/U, \ln(I/U^2)\}$, должна быть линейной, что, и наблюдается в эксперименте при достаточно больших напряжениях смещения. На рис. 2 представлена экспериментальная зависимость величины межэлектродного зазора Z от величины напряжения смещения между электродами U , полученная при включенной следящей системе СТМ и опорном токе $I_0 = 0.4$ нА. Исходное напряжение смещения -9 В, при последующем уменьшении его абсолютной величины межэлектродный зазор уменьшается так, чтобы заданный опорный ток оставался постоянным. При напряжениях смещения $|U| > 6$ В зависимость $Z(U)$ линейна, и её угол наклона определяется средней высотой потенциального барьера локального контакта. Из графика видно, что при напряжении смещения $U \sim -6$ В на зависимости $Z(U)$ наблюдается точка, по прохождении которой резко изменяется наклон

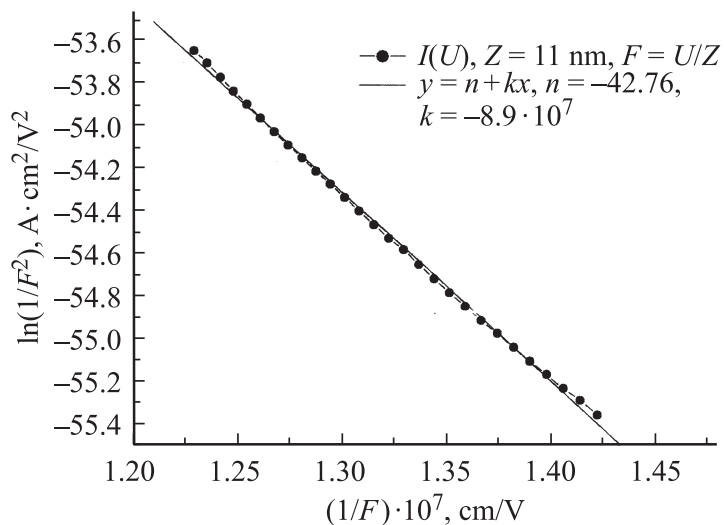


Рис. 3. Определение параметров потенциального барьера в режиме полевой электронной эмиссии. Исходные параметры локального контакта: $I_0 = 0.4 \text{ nA}$, $U_0 = -9 \text{ V}$, $Z = 11 \text{ nm}$, $F = U/Z$.

прямой. При напряжении смещения, соответствующем точке изгиба, происходит резкое изменение (уменьшение) электропроводности, зонд начинает жестко взаимодействовать с поверхностью (механический контакт). Зная величину перемещения зонда до точки перегиба, можно определить исходное расстояние между электродами. Из полученных данных следует, что при исходном напряжении смещения $U \sim -9 \text{ V}$ и опорном токе $I \sim 0.4 \text{ nA}$ величина зазора $Z \sim 11 \text{ nm}$. Величину электрического поля в зазоре можно оценить как электрическое поле плоского конденсатора $F = U/Z$. Это справедливо, поскольку радиус зонда $R \gg Z$ ($R \sim 10 \mu\text{m}$), получаем при этом, что $F = 0.8 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$. При столь высокой величине электрического поля в зазоре между электродами можно полагать, что электроны туннелируют из металлического зонда согласно теории Фаулера–Нордгейма. Согласно этой теории, выражение для плотности тока полевой эмиссии (J) из металла, помещенного в сильное электрическое поле F , приближенно можно

представить так:

$$J(F) = \frac{I(F)}{S} = a \frac{F^2}{\varphi} \exp\left(\frac{-b\varphi^{3/2}}{F}\right),$$

где I — полевой эмиссионный ток, А; S — площадь области полевой электронной эмиссии, см^2 ; φ — высота потенциального барьера (работа выхода), eV: $a = 1.537 \cdot 10^{-6}$ и $b = 6.83 \cdot 10^7$ — размерные постоянные.

Перестроив зависимость тока от напряжения смещения, полученную в эксперименте $I(U)$ в координатах $\{1/F, \ln(I/F^2)\}$ (рис. 3), можно определить коэффициенты прямой $y = m + kx$

$$m = \ln\left(\frac{Sa}{\varphi}\right), \quad k = -b\varphi^{3/2}$$

и, используя их, вычислить высоту потенциального барьера для туннелирующих электронов (работа выхода) и эффективную площадь полевой эмиссии. Обработка зависимости $I(U)$, полученной при следующих параметрах локального зазора $U_0 = -9$ В, $I_0 = 0.4$ нА и $Z = 11$ нм, позволила определить, что $\varphi = 1.2$ eV, $S = 2 \cdot 10^{-13}$ см^2 и $J_0 = I_0/S = 2 \cdot 10^3$ А/ см^2 . Низкая величина работы выхода для электронов, туннелирующих из металла, согласуется с данными из работы [5] и соответствует величине работы выхода вольфрамового острья после электрохимической обработки, не прошедшего высоковакуумный высокотемпературный отжиг.

Многokrратно воспроизводимые и устойчивые СТМ-изображения были получены на различных участках исследуемого образца. На рис. 4, *a, b* представлены СТМ и СТС изображения поверхности ZnSe площадью один квадратный микрон. СТМ-изображение получено в режиме полевой электронной эмиссии при опорном токе $I = 50$ pA и напряжении смещения $U = -9$ В. Максимальный перепад высот $Z_{\text{max}} = 4.5$ нм, величина средней шероховатости $\text{RMS} = 0.56$ нм (около двух монослоев), величина латерального разрешения $\Delta L \sim 5$ нм. Полученную величину латерального разрешения в режиме полевой электронной эмиссии можно объяснить тем, что эффективный радиус зонда определяется не его геометрическими размерами, а локальной областью зонда, обладающей наименьшей высотой потенциального барьера. Величина латерального разрешения хорошо согласуется с

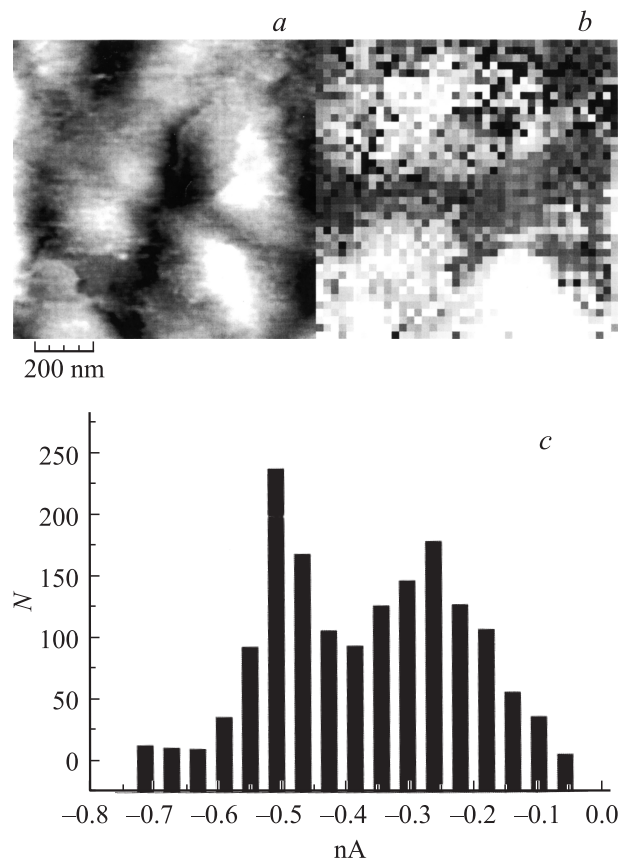


Рис. 4. *a* — STM- $Z(x, y)$, *b* — STC- $I(x, y)$ изображения участка поверхности гетероструктуры ZnSe/CdSe/ZnSe $1 \times 1 \mu\text{m}$, $Z_{\text{max}} = 4.5 \text{ nm}$. STC-изображение построено при $U = -9.9 \text{ V}$, *c* — гистограмма, частота измеренной величины $I(x, y)$, соответствующая STC-изображению.

оценкой эффективной площади полевой электронной эмиссии, полученной из анализа ВАХ $(S)^{1/2} = 4.5 \text{ nm}$.

STC-изображения снимались при развертке напряжения смещения от -6 до -9.9 V . Представленное на рис. 4, *b* STC-изображение построено при напряжении смещения $U_0 = -9.9 \text{ V}$. Отсутствие явной

корреляции между СТМ- и СТС-изображениями говорит о том, что СТС-изображение не связано с морфологией исследуемой поверхности, а отображает величину локальной электропроводности приповерхностного слоя, возможно, включающего оксидную пленку. На рис. 4, с представлен результат обработки СТС-изображения, полученного при напряжении смещения $U_0 = -9.9 \text{ V}$. Результат представлен в виде гистограммы $I(x, y)$, т.е. распределение по частоте встречаемости измеряемого тока, здесь N — количество измерений тока в интервале ΔI . Из гистограммы видно, что при напряжении смещения $U_0 = -9.9 \text{ V}$ на площади в один квадратный микрон находятся две области с различной электропроводностью $\sigma(x, y) = I(x, y)/U_0$, соответствующие наиболее часто измеряемым токам $I_1 = -0.52 \text{ nA}$ и $I_2 = -0.27 \text{ nA}$. Значения этих токов отличаются на 48%. Эту величину можно взять за интегральную количественную характеристику однородности электропроводности исследуемой гетероструктуры на просматриваемой площади. В результате проведенных измерений показано, что в субмикронном диапазоне можно надежно получать СТМ- и СТС-изображения поверхности нелегированных широкозонных полупроводников, оценивать шероховатость поверхности и однородность электрофизических свойств.

Таким образом:

1. Показана возможность наблюдения морфологии и определения локальной электропроводности нелегированных широкозонных полупроводников методом СТМ в режиме полевой электронной эмиссии с латеральным разрешением $\Delta L \sim 5 \text{ nm}$.

2. Электропроводность локального контакта, образованного между вольфрамовым электродом и гетероструктурой, созданной на основе не легированных широкозонных полупроводников (ZnSe/CdSe/ZnSe), носит вентильный характер. Пороговое экспоненциально резкое возрастание тока, возникающее при напряжении смещения $U \sim -8 \text{ V}$, не зависящее от величины опорного тока, можно связать с процессом ударной ионизации ZnSe . В связи с этим появляется возможность использовать зонд туннельного микроскопа для создания в полупроводнике локальных областей с неравновесной концентрацией носителей.

3. Показана возможность экспериментального определения параметров потенциального барьера локального контакта в режиме полевой электронной эмиссии: величины локального зазора, величины электрического поля в зазоре, величины работы выхода металлического эмиттера и эффективной площади полевой эмиссии.

Авторы благодарят И.В. Седову и С.В. Сорокина за предоставленные образцы.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 06-02-17318-а и программы президиума РАН „Квантовые структуры“.

Список литературы

- [1] Богданкевич О.В., Лаврушин Б.М., Матвеев О.В., Певцов В.Ф., Халимон М.М. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 3. С. 612.
- [2] Физика и химия соединений $A^{IV}B^{VI}$ / Под ред. С.А. Медведева. М.: Мир, 1970. 624 с.
- [3] Ivanov S.V., Toropov A.A., Sorokin S.V., Shubina T.V., Lebedev A.V., Kor'ev P.S., Posina G.R., Bergman J.P., Monemar B. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. P. 3168.
- [4] Модинос А. Авто-термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия / Пер. с англ. М.: Наука, 1990. Гл. 1. С. 19.
- [5] Golubok A.O., Masalov S.A., Tarasov N.A. // Ultramicroscopy. 1992. V. 42–44. P. 1574–1579.