

Сканирующая кельвин-зонд-микроскопия утечки дырок из активной области работающего инжекционного полупроводникового лазерного диода

© А.В. Анкудинов[¶], В.П. Евтихийев, К.С. Ладутенко, А.Н. Титков, R. Laiho*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Wihuri Physical Laboratory, Turku University,
FIN 20014 Turku, Finland

(Получена 22 декабря 2005 г. Принята к печати 30 декабря 2005 г.)

Предложен метод на основе сканирующей кельвин-зонд-микроскопии, позволяющий прямое наблюдение и количественную характеристику утечки носителей тока из активной области работающих полупроводниковых светодиодов и лазеров. С помощью разработанного метода на поверхности зеркал мощных InGaAs/AlGaAs/GaAs-лазерных диодов выявлены неосновные дырки, появляющиеся из активной области и растекающиеся на участки поверхности над *n*-эмиттером и *n*-подложкой. Показано, что перемещение дырок по поверхностным каналам, сформированным областями приповерхностного изгиба зон, может происходить на десятки микрон от места их первоначального появления на поверхности. Показано, что с подъемом тока инжекции величина утечки плавно нарастает, а после достижения лазерной генерации ее рост прекращается.

PACS: 07.79.-v, 42.55.Px, 73.40.Kp.

1. Введение

Прецизионные измерения пространственных распределений потенциала, возникающих в объеме приборных полупроводниковых наногетероструктур при приложении внешнего смещения, имеют ценность для прогнозирования рабочих характеристик приборов. Удобную возможность для изучения распределений электростатического потенциала в приборных структурах на нанометровой шкале предоставляет сканирующая кельвин-зонд-микроскопия (СКЗМ) [1], заключающаяся в измерении пространственных вариаций локальной контактной разности потенциалов (CPD — contact potential difference) между зондом атомно-силового микроскопа (АСМ) [2] и поверхностью образца. Важно, что СКЗМ может применяться для *in situ* исследований работающих приборов. Проведенные исследования, например [3,4], показали, что в приборных структурах СКЗМ позволяет обнаруживать распределения электрических полей, вызванные гетеропереходами и изменениями в легировании, определять распределения внешних электрических полей, выявлять случайные потенциальные барьеры, ухудшающие характеристики приборов. В данной работе обнаружена и рассмотрена возможность применения СКЗМ для изучения эффектов утечки носителей из активной области светоизлучающих приборных структур.

В полупроводниках потенциал поверхности отличается от потенциала в объеме на величину приповерхностного изгиба зон, которая в общем случае неизвестна. Поэтому изменения CPD на поверхности не несут прямой информации о распределении встроенного потенциала в объеме изучаемой слоистой структуры. Такая информация, однако, может быть все же извлечена при использовании дополнительных сведений о структуре и

плотности поверхностных состояний. Более благоприятная ситуация имеет место при изучении распределения приложенной поперек слоев структуры внешней разности потенциалов. Если при этом не меняются величины приповерхностного изгиба зон, то изменение потенциала поверхности вдоль направления приложения напряжения должно прямо отражать распределение внешних потенциалов в объеме структуры. В связи с этим удобно изучать поверхностное падение потенциала (SVD — surface voltage drop) поперек структуры, определяемое как разность профилей CPD, измеренных при приложенном напряжении и без него.

Приложение к приборной структуре внешнего напряжения не ведет к автоматическому изменению величин приповерхностного изгиба зон. Для этого должны быть конкретные механизмы, приводящие к изменению плотности заряда на поверхности. Например, в полупроводнике, поглощающем межзонный свет, фотоносители разделяются приповерхностным полем, так что на поверхности оказываются неосновные носители, уменьшающие величину изгиба зон.

В настоящей работе было обнаружено, что при протекании через лазерную структуру инжекционных токов также имеет место уменьшение величины изгиба зон, что объяснено выходом на поверхность неосновных носителей, покидающих активную область лазерной структуры. Это открывает возможности прямого изучения механизмов утечки носителей в работающих лазерных структурах по локальным изменениям потенциала, возникающим на зеркалах структур. Далее представлены результаты СКЗМ исследования распределений потенциалов, выявленных на зеркалах работающих мощных лазерных диодов. Выход на поверхность неосновных носителей дополнительно подтвержден исследованиями поверхностного фотонапряжения (SPV — surface

[¶] E-mail: Alexander.Ankudinov@mail.ioffe.ru

photovoltage), возникающего на лазерных зеркалах при освещении межзонным светом. По изменениям величины SPV, связанной с фотоносителями, произведена количественная оценка утечки дырок из активной области. На основании того, что поверхностный ток неосновных дырок наблюдается на значительном удалении от области инжекции, сделан вывод, что в основном утечка распространяется по поверхностным каналам. Показано также, что с увеличением тока инжекции величина утечки сначала нарастает, а затем насыщается при значениях тока выше порогового.

2. Методика

Измерения проводились на сколах-зеркалах работающих РО ДГС (двойная гетероструктура с отдельным ограничением) $p-i-n$ -мощных лазерных диодов InGaAs/AlGaAs/GaAs. Приборные структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на n -GaAs (001) подложке и состоят из широкозонного эмиттера n -типа, уширенного волновода с напряженной InGaAs-квантовой ямой (КЯ) и широкозонного эмиттера p -типа с последующим p^+ -GaAs-контактным слоем. Особенности конструкции, роста и работы лазерных диодов были описаны ранее [5]. Эпитаксиальные шайбы имели сплошной AuGe-омический контакт к n -стороне и AuZn-меза-контакт 3 мкм шириной или 100 мкм полосковый контакт к p -стороне. Из них выкалывались прямоугольные образцы размерами около 1×0.3 мм, которые припаивались на медные радиаторы, покрытые индием. Диоды, приготовленные таким образом, имели плотность порогового тока в диапазоне от 100 до 1000 A/cm^2 . Путем численного решения одномерного уравнения Пуассона и уравнения непрерывности для токов [6] было проведено моделирование профилей объемного падения потенциала (BVD — bulk voltage drop) через лазерные структуры при разных напряжениях смещения.

Измерения выполнялись в воздушной среде на АСМ-приборе Solver P47 производства NTMDT. Регистрация сигнала CPD осуществлялась в лифт-режиме двухпроводной методики электростатической силовой микроскопии [7]. Для измерений поверхностного фотонапряжения (SPV) использовался HeNe-лазер ($\sim 2 \text{ мВт}$), луч которого освещал под углом 45° поверхность образца и фокусировался в области контакта образец-зонд в пятно около 150 мкм в диаметре. В работе применялись прямоугольные проводящие кантилеверы NSG11/Pt, которые обладали параметрами, оптимизированными для СКЗМ исследований [8]: высокую добротность механического резонанса, небольшую ширину 35 мкм, длинные (15–20 мкм) и тонкие зондирующие иглы.

3. Экспериментальная часть

На рис. 1 представлены результаты СКЗМ исследования распределений потенциала, приложенного к лазерному диоду со 100 мкм контактным полоском. Из-

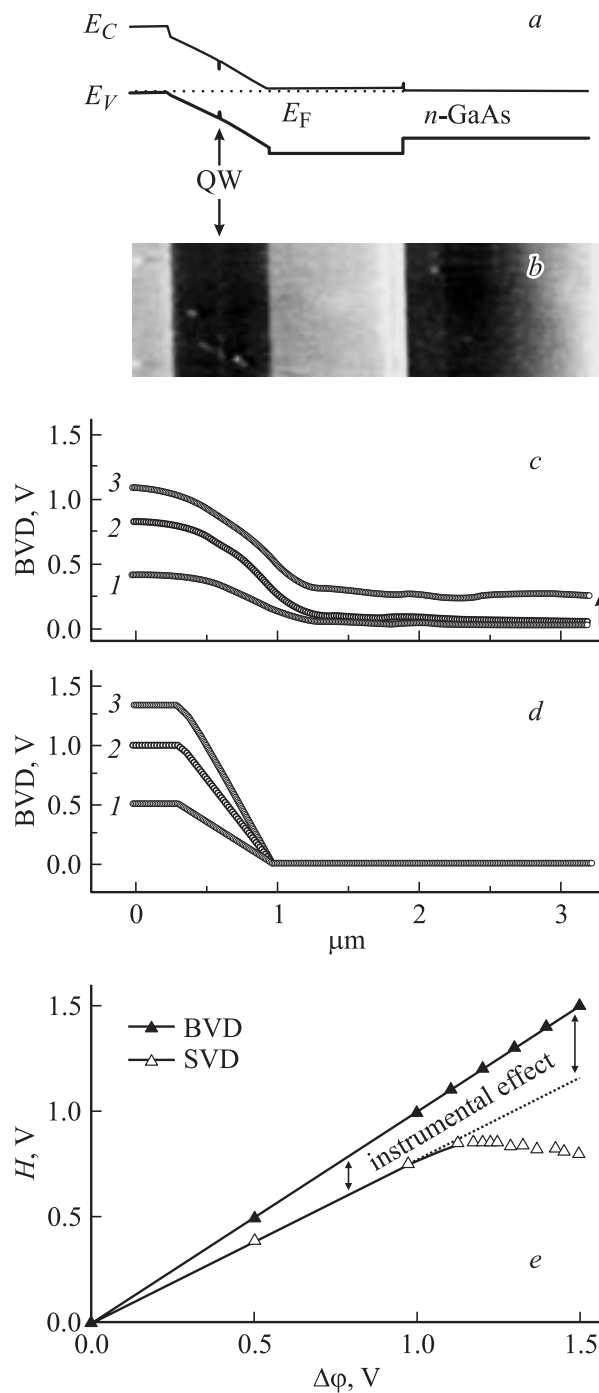


Рис. 1. Результаты СКЗМ-исследования распределений внешних напряжений, приложенных к лазерному диоду на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs. *a* — зонная диаграмма лазерной структуры; *b* — топография рельефа скола структуры в области выхода основных слоев; *c* — профили сигнала SVD, измеренные на сколе при напряжениях прямого смещения на диоде, В: 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 1.3, плотность тока $140 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; *d* — профили BVD, смоделированные для тех же значений прямых смещений, которые прикладывались при получении экспериментальных данных на рис. 1, *c*. Рис., *a-d* имеют одинаковый масштаб по горизонтали. *e* — зависимости высоты H ступенек потенциала для профилей SVD и BVD от величины приложенного смещения $\Delta\phi$.

мерения производились на полученной сколом поверхности зеркала прибора. На рис. 1, *a* приведена зонная диаграмма структуры лазера. На АСМ-изображении топографии скола (рис. 1, *b*) видны две светлые полосы, между которыми находится более темная область волновода. Контраст полос соответствует подъему рельефа на несколько нанометров над поверхностью. Как раз в области подъема на поверхность выходят слои AlGaAs-эмиттеров, на которых естественный окисел толще, чем на других слоях лазера, содержащих меньше Al. Светлая нить в середине волновода соответствует напряженной InGaAs КЯ, возвышение которой на несколько ангстрем над поверхностью обуславливается релаксацией напряжений сжатия в КЯ на открытой поверхности. Отмеченные особенности морфологии, возникающие на сколах приборов, подробно изучались ранее в работах [9,10]. Экспериментальные профили SVD, обозначенные цифрами 1–3 на рис. 1, *c*, соответствуют различным напряжениям, приложенным к структуре в прямом направлении, причем профиль 3 относится к случаю, когда через диод течет значительный ток. Каждый из профилей SVD получен из разности CPD профилей $SVD = CPD(\Delta\varphi) - CPD(0)$, измеренных при определенном смещении ($\Delta\varphi \neq 0$) и без смещения ($\Delta\varphi = 0$) лазера.

На рис. 1, *d* представлены профили BVD 1–3, смоделированные для тех же напряжений смещения, что и в эксперименте. Согласно моделированию, падение приложенного напряжения при всех достигавшихся токах происходит только в нелегированной части волновода. Для всех профилей BVD разница между максимальными и минимальными значениями точно равняется приложенному напряжению и, следовательно, моделирование не прогнозирует какого-либо падения потенциала на хорошо проводящих *n*- и *p*-областях лазера.

В целом наблюдается согласие эксперимента и моделирования, но в деталях есть существенные отличия. На профилях SVD разница между максимальным и минимальным значением заметно меньше, чем на соответствующих профилях BVD. Также наблюдаются более протяженные области спада SVD на прилегающие к волноводу эмиттеры. Наконец, в заземленной n^+ -подложке профиль 3 SVD сдвинут вверх относительно профилей 1 и 2 (см. стрелку на рис. 1, *c*) и выявляет высокий потенциал поверхности подложки (около 250 мВ).

Рис. 1, *e* представляет изменение высот H ступенек потенциала для профилей SVD и BVD на рис. 1, *c* и 1, *d* в зависимости от величины приложенного смещения $\Delta\varphi$. При малых напряжениях высота ступенек растет линейно для SVD- и BVD-профилей. Однако с повышением напряжения смещения по мере усиления инжекции носителей в волновод и активную область рост высоты ступеньки SVD-профиля замедляется и наблюдается даже ее уменьшение, контрастирующее с продолжающимся линейным ростом высоты ступеньки BVD-профиля.

Изначальное отличие высоты ступеньки SVD-профилей от расчетного значения на BVD-профилях приблизительно на 25% может быть объяснено приборным

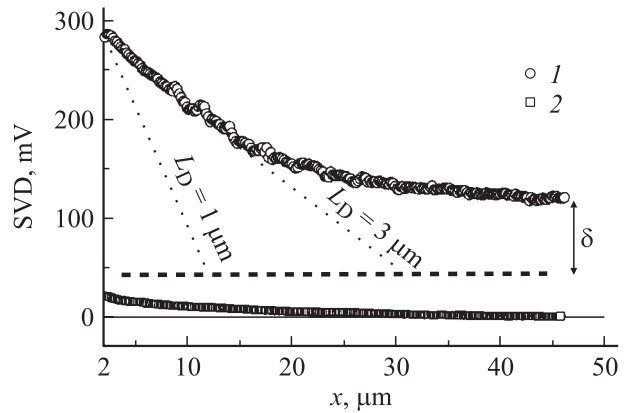


Рис. 2. Профили сигнала SVD, измеренные через InGaAs/AlGaAs/GaAs-лазерный диод на расстоянии до 45 мкм от места выхода на скол его *i*-волновода: 1 — обратное смещение 1 В, 2 — прямое смещение, плотность тока $415 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$. Горизонтальная пунктирная линия показывает потенциал на *n*-контакте при протекании прямого тока. Наклонные линии построены с использованием уравнения (5) для двух параметров диффузионной длины неосновных дырок: $L_D = 1$ и 3 мкм.

вкладом. В СКЗМ методе регистрируется дальнедействующее электростатическое взаимодействие зонда с достаточно протяженным участком поверхности образца под ним. Если на этом участке находятся области с разным контактным потенциалом с зондом, то сигнал CPD принимает средневзвешенное значение по всем потенциалам на поверхности [8]. При исследовании лазеров на поверхности зеркала следует учитывать фактически две области разного потенциала, разделенные непроводящим волноводом. Форма сигнала для поверхности с двумя полубесконечными электродами рассмотрена в работе [8]. При расстоянии зонд-поверхность 30 нм и симметричном относительно волновода расположении (+/−1 мкм) точек измерения сигнала SVD из результатов этой работы следует, что высота ступеньки потенциала в сигнале может отличаться от истинного значения почти на 20%, что примерно и наблюдается.

Согласно моделированию [8], при удалении от области со ступенью в потенциале приборный вклад быстро спадает, и на расстояниях в несколько микрон он уже может составлять лишь проценты от высоты измеряемой потенциальной ступеньки. Экспериментальные данные приборного вклада в искажение ступеньки потенциала, возникающей на *p*–*i*–*n*-переходе при приложении к диоду напряжения 1 В в запирающем направлении, представлены на рис. 2 в виде кривой 1. Измерения выполнены на участке протяженностью 45 мкм и показывают, что в 2 мкм от *i*-волновода приборный вклад приблизительно равен 2.5% (25 мВ от высоты ступеньки в 1 В), а на расстоянии более 10 мкм он уже менее 1%. Таким образом, приборный вклад не является причиной высокого потенциала n^+ -подложки, наблюдаемого при больших токах через диод (см. профили 3 на рис. 1, *c* и 2 на рис. 2). Приборная недооценка высоты ступеньки

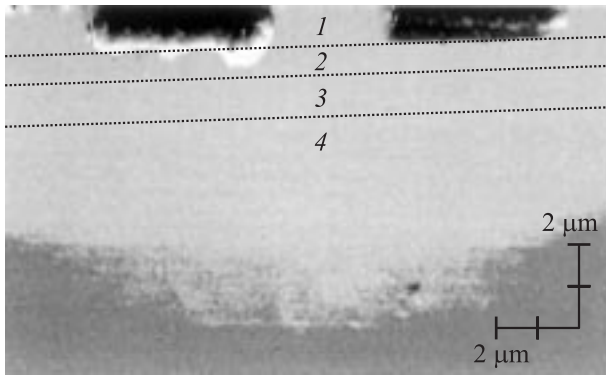


Рис. 3. Наблюдение распространения неравновесных дырок на сколе InGaAs/AlGaAs/GaAs-лазерного диода с 3 мкм шириной меза-контакта. Изображение SVD-сигнала наложено на топографию скола и было получено при протекании порогового тока через лазер. Обозначены основные слои лазерного диода: 1 — *p*-эмиттер, 2 — *i*-волновод, 3 — *n*-эмиттер, 4 — *n*-подложка.

пеньки линейно зависит от амплитуды смещения, и на рис. 1, *e* проведена пунктирная линия, задающая область действия эффекта. Насыщение и убывание экспериментальной кривой на рис. 1, *e*, являющиеся результатом возникновения потенциала на *n*-подложке, оказываются вне этой области.

Возникновение большого потенциала на подложке не связано с падением напряжения на подводящих проводах к *n*-контакту, возникающему при наличии тока. На рис. 2 горизонтальная пунктирная линия обозначает уровень потенциала в 45 мВ, измеренный стандартным вольтметром на *n*-контакте непосредственно. Значения же потенциала поверхности подложки, согласно профилю 2, составляют 280 мВ вблизи *p-i-n*-перехода и 120 мВ при удалении от него на 45 мкм.

Было интересно определить привязку области повышенного потенциала поверхности подложки на лазерном зеркале. Для этого был исследован лазер с 3 мкм меза-контактом. На рис. 3 показано изображение SVD-сигнала, наложенное на топографию лазерного зеркала. Данные получены при величине прямого тока, близкого к пороговому. Серая шкала в изображении сигнала SVD настроена так, чтобы выделить границу, вдоль которой его уровень составляет 200 ± 5 мВ. Эквипотенциальная линия, приготовленная таким образом, очерчивает распространяющийся по сколу лазерного зеркала фронт. Он оказывается выпуклым и расходится от области меза-контакта, показывая непосредственную ответственность активной области лазера за высокий потенциал подложки.

Для объяснения полученных результатов мы предположили, что инжекция носителей через лазерную структуру приводит к появлению на поверхности подложки неосновных дырок, уменьшающих начальный приповерхностный изгиб зон, что и регистрируется как рост сигнала. Усиление эффекта при приближении к активной

области указывает на место выхода носителей на поверхность. Сделанное предположение нашло подтверждение в проведенных нами параллельных исследованиях SVD и SPV на поверхности лазерного зеркала.

Роль неосновных дырок в поверхностном потенциале подложки была изучена непосредственно в исследованиях SPV на сколе лазерного диода, освещенного HeNe-лазером. Рассмотрим основные моменты измерений SPV. Свет с энергией, большей ширины запрещенной зоны полупроводника, поглощается с образованием электронно-дырочных пар. В полупроводнике *p*-типа к поверхности электрическим полем области приповерхностного изгиба зон притягиваются фотоэлектроны. В полупроводнике *n*-типа ситуация обратная и на поверхности оказываются фотодырки. Как следствие, можно ожидать ступенчатую форму профиля SPV с изменением знака сигнала при пересечении *p-i-n*-перехода. На рис. 4 приведены два профиля SPV через структуру, измеренные при разных состояниях лазерного диода; положение основных слоев структуры обозначено отрезками. SPV-данные формировались вычитанием значений CPD-сигналов, измеренных при включенном и выключенном внешнем освещении, т.е. $SPV = CPV^{ON} - CPD^{OFF}$. Профиль, представленный открытыми квадратами, был измерен, когда оба контакта диода заземлены. Как и ожидалось, форма профиля ступенчатая, и наблюдаются положительные значения SPV над *n*-областью ($\sim +110$ мВ) и отрицательные над *p*-областью структуры (~ -180 мВ). В рассматриваемом профиле наблюдаются также дополнительные пики вблизи основных интерфейсов лазера (два положительных и один отрицательный пик). Такие пики указывают на более эффективный захват фотоносителей на поверхность вблизи интерфейсов. Это интересное поведение сигнала требует более детального изучения, что предполагается осуществить в отдельной работе.

Профиль SPV, представленный на рис. 4 заполненными квадратами, получен на зеркале лазерного диода,

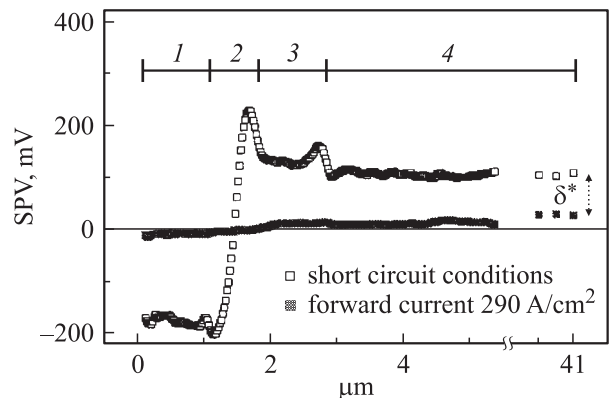


Рис. 4. Профили сигнала SPV на поверхности зеркала InGaAs/AlGaAs/GaAs-лазерного диода в условиях короткого замыкания и при протекании прямого тока. Положения основных слоев структуры на лазерном зеркале помечены отрезками с соответствующими обозначениями: 1 — *p*-эмиттер, 2 — *i*-волновод, 3 — *n*-эмиттер, 4 — *n*-подложка.

при протекании через него тока по величине, близкой к пороговому значению. Обращает на себя внимание сильное подавление сигнала SPV на эмиттерах лазера, а также на всей поверхности n^+ -подложки. В частности, даже на расстоянии 40 мкм от середины $p-i-n$ -перехода сигнал SPV все еще подавлен, хотя и меньше, чем вблизи перехода, и составляет уже 30 мВ. Зазор в 80 мВ между этим уровнем и уровнем сигнала при короткозамкнутом $p-i-n$ -переходе обозначен как δ^* . Величина δ^* практически совпадает со значением δ на рис. 2, что не случайно и будет объяснено при обсуждении природы сигналов SPV и SVD. Подавление сигнала SPV на лазерном зеркале является непосредственным следствием конкуренции появившихся инжектированных неосновных носителей с фотоносителями. Ослабление подавления сигнала SPV при удалении от $p-i-n$ -перехода подтверждает и высказанное ранее

предположение об ответственности активной области за появление носителей на поверхности зеркала.

На рис. 5, *a* представлена зависимость сигнала SPV от плотности тока через лазерный диод. Данные были получены над n^+ -подложкой, в 20 мкм от i -волновода. В отсутствие тока через диод сигнал SPV имеет уровень 115 мВ, что согласуется с данными на рис. 4. Возникновение и рост тока через структуру вызывает убывание значений SPV, но не сразу, а начиная с токов порядка 1 А/см². Это ожидаемый эффект, так как, чтобы заметно подавить сигнал SPV, число выходящих на поверхность носителей утечки должно стать сопоставимым с числом фоновых фотоносителей. Фоновые фотоносители создаются светом АСМ-лазера системы оптической регистрации отклонений кантилевера, что далее будет рассмотрено подробнее. Важно отметить, что сигнал SPV с ростом тока насыщается на определенном уровне (в нашем случае 25 мВ). Наступление насыщения совпадает с установлением режима генерации в лазере. Это говорит о том, что число дырок, выходящих на поверхность, перестает расти, и имеет место стабилизация утечки носителей из активной зоны. Этот эффект можно ожидать, поскольку число таких дырок связано с плотностью носителей в активной области. Так как при генерации лазера положение уровня Ферми в активной области фиксируется [11], т.е. концентрация инжектированных носителей становится постоянной, то и утечка таких носителей должна стабилизироваться.

Стабилизация утечки дырок из активной области наблюдается также и в зависимостях сигнала SVD от тока через лазерный диод. На рис. 5, *b* приведены данные SVD, измеренные в 10 мкм от i -волновода при импульсном питании лазера. Импульсная схема питания применялась для устранения температурных нестабильностей при измерениях и позволила продвинуться в область токов, значительно превышающих пороговые значения. Как видно из рисунка, при достижении током порогового значения j^{Thr} сигнал SVD стабилизируется на уровне 60 мВ и сохраняется постоянным при дальнейшем росте тока.

4. Обсуждение результатов

Приведенные выше исследования работающих лазерных диодов выявили расхождение между значениями SVD, измеренными на участке зеркала, отвечающем хорошо проводящей и заземленной n^+ -подложке, и значениями BVD, смоделированными численно. Сопоставление распределений сигналов SVD и SPV по поверхности лазерного зеркала, а также зависимостей их локальных значений от тока через диод показали, что это расхождение вызвано появлением на поверхности неосновных дырок, меняющих приповерхностный изгиб зон. Дырки выходят на поверхность в области волновода и затем распространяются вдоль поверхности зеркала на большие расстояния. Для выполнения количественного анализа результатов далее проводится моделирование сигналов SPV и SVD.

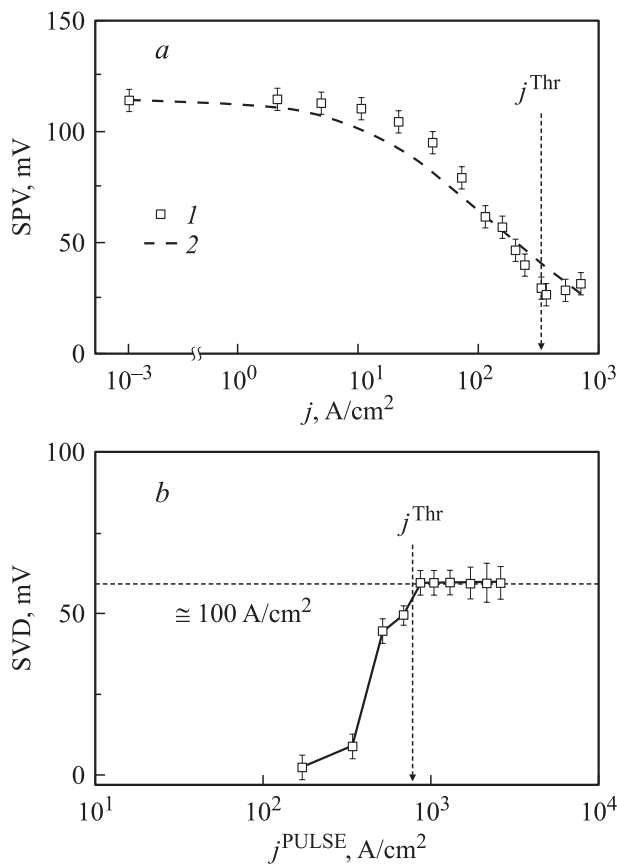


Рис. 5. *a* — зависимость амплитуды SPV от плотности прямого тока через прибор, измеренная над n^+ -подложкой на удалении 20 мкм от места выхода на лазерное зеркало i -волновода InGaAs/AlGaAs/GaAs-диода. Пунктиром показана расчетная аппроксимация, полученная согласно выражению (8). *b* — зависимость амплитуды SVD от плотности прямого импульсного тока через прибор, измеренная над n^+ -подложкой на расстоянии 10 мкм от i -волновода; длительность импульсов 200 нс, период следования 40 мкс; под пунктирной горизонтальной линией, отмечающей уровень насыщения сигнала $\text{SVD}^{\text{Sat}} \cong 60$ мВ, приведена также оценка плотности тока утечки, соответствующая этому уровню.

Как правило, знак полного заряда на поверхностных состояниях полупроводника совпадает со знаком заряда основных носителей. Поэтому в полупроводнике n -типа к поверхности притягиваются неосновные дырки. При открытии лазерного диода внутреннее электрическое поле компенсируется полем, приложенным извне, возникает инжекционный ток, и в i -области, состоящей из активной зоны и волновода, появляется большое число свободных дырок и электронов. Неосновные дырки могут выходить на поверхность сразу из i -области (поверхностный канал) и после проникновения в n -эмиттер (объемный канал), например, при туннелировании или надбарьерном возбуждении. С ростом тока число неравновесных носителей в i -области может достигать больших значений, что практически нивелирует приповерхностный изгиб зон в i -области и существенно повышает вероятность утечки носителей по поверхностному каналу. Действительно, существующий приповерхностный изгиб зон в эмиттерах и подложке формирует электрическое поле, направленное вдоль поверхности, которое вытягивает дырки из i -области в сторону подложки.

Независимо от того, какой канал используют дырки для утечки, их захват на поверхность делает ее потенциал положительным. Обозначим в подложке расстояние x до i -волновода, введем плотности дырок утечки $\Delta^{\text{Leak}}(x)$, а также дырок Δ^{HeNe} и Δ^{AFM} , рожденных светом внешнего HeNe-лазера и АСМ-лазера системы оптической регистрации отклонений кантилевера. Красный свет АСМ-лазера не полностью задерживается кремниевым зондом [12]. Прошедший свет поглощается слоями лазерного диода под зондом, что создает фоновые фотоносители Δ^{AFM} . Простые соотношения между сигналами SVD и SPV и величинами $\Delta^{\text{Leak}}(x)$, Δ^{HeNe} и Δ^{AFM} получаются в рамках теории поверхностного фотонапряжения [13,14]. Выразим изменения изгиба зон Y (в вольтах), индуцированные внешним освещением, а также выходом на поверхность неосновных носителей за счет иных механизмов, как

$$\beta \cdot Y = \ln(\Delta/\Delta_0), \quad (1)$$

где $\beta^{-1} = \kappa_B T/q_e \cong 25$ мВ; Δ — неравновесная плотность неосновных носителей у поверхности, Δ_0 — константа, зависящая от параметров полупроводника. Величина Δ учитывает вклады всех действующих факторов. Например, если идет инжекция через $p-i-n$ -переход и одновременно включены HeNe- и АСМ-лазеры, то $\Delta = \Delta^{\text{Leak}} + \Delta^{\text{HeNe}} + \Delta^{\text{AFM}}$. Логарифмическая зависимость (1) верна, когда Δ мала по сравнению с числом основных носителей [14]. Рассмотрим близкий к условиям эксперимента случай, когда число неосновных носителей, создаваемое при поглощении света HeNe-лазера, превышает все остальные вклады. Оценим Δ^{HeNe} по току поверхностной рекомбинации фотоносителей, уравнивающему фототок j^{HeNe} : $j^{\text{HeNe}} \cong q_e \cdot v_{\text{SR}} \cdot \Delta^{\text{HeNe}}$, где q_e — заряд электрона, а v_{SR} — скорость поверхностной рекомбинации [13]. Плотность фотовозбуждения не превышала 10 Вт · см⁻², что

при энергии кванта света 2 эВ дает оценку максимальной плотности фототока j^{HeNe} на уровне $\cong 5$ А · см⁻². Воспользовавшись значением $v_{\text{SR}} = 10^6$ см · с⁻¹ [13], находим $\Delta^{\text{HeNe}} \leq 10^{14}$ см⁻³, что на 4 порядка меньше, чем плотность носителей в проводящих частях изученных лазеров ($\sim 10^{18}$ см⁻³). Таким образом, анализ результатов эксперимента с помощью (1) имеет смысл.

Сигнал SVD над заземленной n^+ -подложкой задается только изменением изгиба зон. Выразим его через разность значений Y на зеркале лазера в условиях прямо смещенного Y_1 и короткозамкнутого диода Y_2 . Применив (1) и учитывая, что $\text{SVD} = Y_1 - Y_2$, получаем

$$\beta \cdot \text{SVD} = \ln(1 + \Delta^{\text{Leak}}/\Delta^{\text{AFM}}). \quad (2)$$

Аналогично для сигнала SPV, измеряемого в условиях Y_3 смещенного лазерного диода при включенном HeNe-лазере, т.е. $\text{SPV} = Y_3 - Y_1$, получаем

$$\beta \cdot \text{SPV} = \ln[1 + \Delta^{\text{HeNe}} / (\Delta^{\text{Leak}} + \Delta^{\text{AFM}})]. \quad (3)$$

Выражение (2) позволяет представить форму профиля SVD при действии только объемного канала утечки дырок и i -области. Пусть дырки попадают в n -эмиттер и далее диффундируют в подложку. Тогда плотность дырок Δ^{Leak} должна экспоненциально спадать по мере продвижения в n -часть диода [15]:

$$\Delta^{\text{Leak}}(x) = p_n(x) - p_{n_0} \approx p_n^{(i/n)} \exp(-x/L_D), \quad (4)$$

где $p_n(x)$, p_{n_0} — неравновесная и равновесная плотность дырок в n^+ -подложке; $p_n^{(i/n)}$ — концентрация дырок на n -границе $p-i-n$ -перехода, L_D — диффузионная длина дырок в n -материале. Подставляя (4) в (2), получаем

$$\beta \cdot [\text{SVD}(x) - \text{SVD}(0)] \approx -x/L_D. \quad (5)$$

Линейная связь (5) выполняется при соблюдении соотношения $\Delta^{\text{Leak}} \gg \Delta^{\text{AFM}}$, которое позволяет пренебречь единицей в аргументе логарифма выражения (2). На рис. 2 сигнал верхнего профиля действительно убывает линейно на отрезке $0 \leq x \leq 20$ мкм. Описывая его с помощью выражения (5), имеем оценку $L_D \geq 3$ мкм. Эта величина не согласуется с литературными данными, согласно которым в хорошо проводящем n -GaAs у дырок L_D не превышает 1 мкм [16]. Отсюда можно сделать вывод, что возможный уход дырок в n -эмиттер по крайней мере не является доминирующим каналом утечки, а форма профиля SVD в сильной степени определяется механизмом распределения дырок в поверхностном канале утечки.

Оценим, используя (3) и данные эксперимента, верхнюю границу для фонового поверхностного фототока j^{AFM} , связанного с фоновой концентрацией Δ^{AFM} . В короткозамкнутом диоде $\Delta^{\text{Leak}} = 0$, так что можно записать

$$\begin{aligned} j^{\text{AFM}}/j^{\text{HeNe}} &= \Delta^{\text{AFM}}/\Delta^{\text{HeNe}} \\ &= [\exp(\beta \cdot \text{SPV}(0)) - 1]^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Согласно данным на рис. 5, а, $\beta \cdot \text{SPV}(0) = 115/25 = 4.6$. Подставляя это значение в (6), получаем

$j^{AFM} \cong 10^{-2} \cdot j^{HeNe}$. Как было отмечено, максимально возможный фототок j^{HeNe} составлял $5 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2}$, что соответствует $0.05 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2}$ для j^{AFM} . Полученное значение согласуется также со значениями j^{AFM} , измеренными непосредственно с помощью стандартного кремниевоего фотодиода, прикрытого диафрагмой с диаметром отверстия, существенно меньшим, чем ширина кантилевера, а также с вычислениями для эффекта АСМ-лазера [12].

Преобразуем выражение (3) для моделирования экспериментальной зависимости на рис. 5, *a* при инжекционных токах меньше порогового. Для этого свяжем плотность тока утечки, направленного к поверхности, с полным током через диод как $j^{Leak} = k \cdot j$, где коэффициент k характеризует локальную утечку. Соотнесем также величины Δ^{Leak} , Δ^{HeNe} с полным током через диод j :

$$j^{Leak}/j^{HeNe} = \Delta^{Leak}/\Delta^{HeNe} = k \cdot j/j^{HeNe} = \gamma \cdot j; \quad (7)$$

Используя соотношения (6) и (7), приведем выражение (3) к удобной форме с одним подгоночным параметром γ :

$$\beta \cdot SPV(j) = \ln \left[1 + (\{\exp[\beta \cdot SPV(0)] - 1\}^{-1} + \gamma \cdot j)^{-1} \right]. \quad (8)$$

Зависимость (8) представлена в виде пунктирной линии 2 на рис. 5, *a*. Наилучшее согласие между моделированием и экспериментом достигалось при значении $\gamma \cong 7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 \cdot \text{A}^{-1}$. Используя его и соотношения (7), найдем коэффициент k : $k = \gamma \cdot j^{HeNe} \approx 7 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \approx 0.004$. Зависимость 1 на рис. 5, *a* измерялась в подложке на расстоянии 20 мкм от места выхода на скол активной области. На этом расстоянии плотность тока утечки составляет приблизительно 0.4% от плотности полного тока. С помощью СКЗМ можно определить вариации $k(x, y)$, и таким образом измерить полный ток поверхностной утечки в лазере.

Рассмотрим возможность восстановления значений BVD по экспериментальным сигналам SVD и SPV. Как уже обсуждалось, изменения приповерхностного барьера содержатся в разнице между локальными значениями BVD и SVD. С другой стороны, сигнал SPV также содержит информацию об изменениях изгиба зон. Если выполняется условие $\Delta^{Leak} + \Delta^{AFM} \ll \Delta^{HeNe}$ (высокий уровень внешнего фотовозбуждения), тогда, используя (2) и (3), можно показать, что значения BVD подчиняются следующему выражению:

$$BVD(j) \cong SVD(j) + SPV(j) - SPV(0). \quad (9)$$

В правой стороне (9) стоят только экспериментально измеряемые величины.

На рис. 4 высокий уровень внешнего фотовозбуждения достигается лишь вдалеке от $p-i-n$ -перехода, где сигнал $SPV(j)$ составляет 30 мВ. Действительно, под-

ставляя 30 мВ в (3), получаем $\Delta^{HeNe}/(\Delta^{Leak} + \Delta^{AFM}) \approx 2.3$. На рис. 2 и 4 отмечены значения $\delta = SVD(j) \approx 75 \text{ мВ}$ и $\delta^* = SPV(0) - SPV(j) \approx 80 \text{ мВ}$. Используя (9), находим $BVD(j) \cong \delta - \delta^* = -5 \text{ мВ}$, т.е. экспериментально демонстрируется практическое отсутствие падения напряжения в подложке, что и должно иметь место для хорошо проводящего сильно легированного GaAs.

При малых токах $\Delta^{Leak} \ll \Delta^{AFM}$ и выражение (9) упрощается в соотношение $BVD(j) \cong SVD(j)$. Сравним профили 1 и 2 на рис. 1, *d* с соответствующими профилями на рис. 1, *c*. Модельные профили с учетом приборного уширения фактически совпадают с экспериментальными, т.е. при малых прямых токах, а также при запирающих лазер смещениях SVD-сигнал отражает распределение приложенного напряжения в объеме структуры.

Для изученных образцов стоит отметить роль фоновой засветки от красного АСМ-лазера, за счет которой расширяется диапазон токов, когда данные SVD и BVD не расходятся. Согласно выражению (2), при $\Delta^{Leak}/\Delta^{AFM} \ll 1$ в области n^+ -подложки должно наблюдаться $SVD \cong 0$, т.е. при более высокой фоновой концентрации Δ^{AFM} дырки, ускользящие из активной области, не меняют приповерхностный изгиб зон в подложке. С другой стороны, ожидается сильное отличие между SVD и BVD, если используются неоптические системы регистрации отклонений зонда, например пьезорезистивный кантилевер или кварцевая вилка [17]. Этого же следует ожидать и при исследовании зеркал приборов из широкозонных материалов, не поглощающих света АСМ-лазера.

Наконец, рассмотрим наблюдавшееся с ростом тока насыщение сигнала SVD над заземленной подложкой (рис. 5, *b*). Используя (2), а также соотношение $j^{Leak}/j^{AFM} = \Delta^{Leak}/\Delta^{AFM}$, оценим ток утечки дырок на поверхность, достигаемый на уровне насыщения сигнала SVD. Для уровня насыщения сигнала $SVD^{Sat} \cong 60 \text{ мВ}$, скважности импульсного возбуждения $Z = 200$, плотности фонового фототока $j^{AFM} \cong 0.05 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2}$ вычислим плотность тока утечки: $j^{Leak} = Z \cdot j^{AFM} [\exp(\beta \cdot SVD^{Sat}) - 1] \cong 200 \cdot 0.05 \cdot 10 = 100 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2}$. Измерения проводились на расстоянии 10 мкм от i -волновода лазера со 100 мкм контактом. Это дает оценку для полного тока утечки $I^{Leak} = 1 \text{ мА}$, что составляет лишь доли процента от величины порогового тока.

Следует упомянуть, как достигалась корректность измерений при непрерывной работе лазерного диода. Например, достоверность данных $SVD(j)$ контролировалась получением наборов изображений сигнала CPD: $CPD(0, t_0) \rightarrow CPD(j, t_1) \rightarrow CPD(0, t_2)$ с проверкой совпадения распределений $CPD(0, t)$ в моменты времени t_0 и t_2 (в нашем случае с точностью до 10 мВ). Кроме того, в условиях, по прямому току близких к порогу генерации, приходилось десятки минут ждать стационарной ситуации для измерений данных $CPD(j, t_1)$.

5. Заключение

Предложен новый подход к изучению с помощью СКЗМ процессов утечки дырок из активной области полупроводниковых лазерных диодов, заключающийся в измерениях на поверхности лазерных зеркал сигналов поверхностного падения потенциалов (SVD) и поверхностного фотонапряжения (SVP). Показано, что экспериментальные данные SVD согласуются количественно и качественно с модельными данными объемного падения потенциалов (BVD), если приложенное внешнее напряжение не приводит к протеканию инжекционных токов, превышающих по плотности фототок фоновой засветки от АСМ-лазера. При больших уровнях тока инжекции существует расхождение между значениями SVD и BVD, которое наглядным образом детектируется над заземленной хорошо проводящей подложкой на значительном удалении от области $p-i-n$ -перехода. Показано, что это расхождение обуславливается изменениями в приповерхностном изгибе зон, вызванными захватом на поверхность неосновных носителей, покидающих активную область лазера. Влияние таких носителей на потенциал поверхности непосредственно подтверждено в измерениях сигнала SPV. Продемонстрирована возможность восстановления значений BVD по экспериментальным сигналам SVD и SPV. Предложенный подход использован для исследования утечки дырок из активной области мощных InGaAs/AlGaAs/GaAs-лазеров, работающих в импульсном и непрерывном режимах. Получены количественные оценки токов утечки. Показано, что утечка увеличивается с ростом тока инжекции, но при переходе к лазерной генерации утечка стабилизируется на достигнутом уровне.

Авторы выражают признательность своим коллегам из ФТИ им. А.Ф. Иоффе П.Н. Брункову, М.С. Дунаевскому и А.А. Гуткину за обсуждение результатов и М.Г. Растегаевой за подготовку образцов лазерных диодов.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 03-02-17635-а и № 03-02-17647-а), программой фундаментальных исследований ООФА РАН „Полупроводниковые лазеры“, а также Финской академией наук и фондом Вихури.

Список литературы

- [1] M. Nonemacher, M.P. O'Boyle, H.K. Wickmarmasing. Appl. Phys. Lett., **58**, 2091 (1991).
- [2] G. Binning, Ch. Gerber, E. Stell, T.R. Quake. Europhys. Lett., **3**, 1281 (1987).
- [3] P. Girard. Nanotechnology, **12**, 485 (2001).
- [4] A.V. Ankudinov, V.P. Evtikhiev, E.Yu. Kotelnikov, A.N. Titkov, R. Laiho. J. Appl. Phys., **93**, 432 (2003).
- [5] Е.Ю. Котельников, А.А. Кацнельсон, И.В. Кудряшов, М.Г. Растегаева, В. Рихтер, В.П. Евтихийев, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **34**, 1394 (2000).

- [6] D.W. Winston, R.E. Hayes. IEEE J. Quant. Electron., **34**, 707 (1998).
- [7] <http://www.ntmdt.ru>
- [8] H.O. Jacobs, P. Leuchtman, O.J. Homan, A. Stemmer. J. Appl. Phys., **84**, 1168 (1998).
- [9] A.V. Анкудинов, В.П. Евтихийев, В.Е. Токранов, В.П. Улин, А.Н. Титков. ФТП, **33**, 594 (1999).
- [10] I. Suemune, M. Hoshiyama. Jap. J. Appl. Phys., **33**, Pt 1, 3748 (1994); G. Bratina, L. Vanzetti, A. Franciosi. Phys. Rev. B, **52**, R8625 (1995); A.V. Ankudonov, A.N. Titkov, T.V. Shubina, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, H.-J. Lugauer, G. Reuscher, M. Keim, A. Waag, G. Landwehr. Appl. Phys. Lett., **75**, 2626 (1999).
- [11] S.A. Wood, P.M. Smowton, C.H. Molloy, P. Blood, D.J. Somerford, C.C. Button. Appl. Phys. Lett., **74**, 2540 (1999).
- [12] G.H. Buh, J.J. Kopanski. Appl. Phys. Lett., **83**, 2486 (2003).
- [13] M.W.J. Prins, R. Jansen, R.H.M. Groeneveld, A.P. van Gelder, H. van Kempen. Phys. Rev. B, **53**, 8090 (1996).
- [14] L. Kronik, Y. Shapira. Surf. Sci. Rep., **37**, 1 (1999).
- [15] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984). [S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley, N.Y., 1981)].
- [16] H.C. Casey, Jr., B.I. Miller, E. Pinkas. J. Appl. Phys., **44**, 1281 (1973); C.J. Hwang. J. Appl. Phys., **42**, 4408 (1971).
- [17] M. Totonese, R.C. Barret, C.F. Quate. Appl. Phys. Lett., **62**, 834 (1993); W.H.J. Rensen, N.F. van Hulst, A.G.T. Ruiter, P.E. West. Appl. Phys. Lett., **75**, 1640 (1999).

Редактор Л.В. Беляков

Kelvin probe force microscopy of the holes leakage from the aktive region of operating semiconductor laser diodes

A.V. Ankudinov, V.P. Evtikhiev, K.S. Ladutenko, A.N. Titkov, R. Laiho*

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Wihuri Physical Laboratory,
Turku University,
FIN 20014, Turku, Finland

Abstract A method based on the Kelvin probe force microscopy is presented, that makes it possible to directly observe and quantitatively characterize the carriers leakage from the active region of the operating semiconductor light emitting diodes and laser diodes. Using the developed method minority holes are revealed on the surface of the mirrors of the high power InGaAs/AlGaAs/GaAs laser diodes. The minority holes emerge from the active region and spread over the surface toward n -emitters and n -substrates. It is shown that the holes transportation via the surface channels formed by band bending regions may take place as far as tens of micron apart from the place of their initial appearance at the surface. It is shown that with increasing injection current, the leakage grows gradually, but above the lasing threshold, the leakage stabilizes at a constant level.