

Спектроскопия фотоотражения с длинноволновой оптической накачкой полупроводниковых лазерных структур

А.Е.Сотников, М.А.Черников, О.А.Рябушкин, П.Трубенко, Н.Мошегов, А.Овчинников

Рассматривается новый метод модуляционного отражения света – метод фотоотражения с длинноволновой накачкой. В отличие от традиционного метода фотоотражения, в предлагаемом методе в качестве оптической накачки используется излучение с энергией квантов, меньшей ширины запрещённой зоны любого из слоёв исследуемой полупроводниковой структуры. Применение такой накачки позволяет получить спектр модуляционного отражения от всех слоёв структуры без возникновения фотолуминесценции. Этот метод особенно перспективен для исследования современных структур на основе широкозонных полупроводников. Представлены результаты исследования полупроводниковых структур, используемых для изготовления современных мощных многомодовых полупроводниковых лазеров.

Ключевые слова: модуляционная спектроскопия, полупроводниковые структуры, фотоотражение, полупроводниковые лазеры.

1. Введение

Оптическая спектроскопия широко используется для детального исследования электронных состояний в полупроводниковых структурах. Среди методов оптической спектроскопии наибольшее распространение получили методы фотолуминесценции, модуляционного отражения света, комбинационного и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света [1, 2]. Эти методы позволяют измерять различные параметры, характеризующие полупроводниковую структуру. Комбинационное и мандельштам-бриллюэновское рассеяния света используются в основном для исследования электрон-фононного взаимодействия в полупроводниках. Фотолуминесценция (ФЛ) применяется для исследования зонной структуры полупроводников, энергетического распределения свободных носителей в валентной зоне и зоне проводимости, а также для изучения кинетики излучательной рекомбинации неравновесных носителей.

На сегодняшний день метод ФЛ получил наибольшее распространение из-за простоты реализации и возможности с его помощью быстро контролировать ширину запрещённой зоны полупроводников. Но, к сожалению, этот метод позволяет определять лишь ограниченный набор параметров и, самое главное, не обладает достаточной точностью в случае измерений при комнатной температуре.

Методы модуляционной спектроскопии дают возможность с наибольшей точностью находить парамет-

ры зонной структуры полупроводников, энергии размерного квантования в низкоразмерных структурах и так называемые встроенные электрические поля. Особое место в модуляционной спектроскопии полупроводников занимают методы модуляционного отражения света, среди которых наибольшее распространение за последние сорок лет получил метод фотоотражения (ФО) [3]. Несмотря на очевидные преимущества метода ФО, его применение для исследования современных полупроводниковых лазерных структур осложняется практически полным совпадением спектров ФЛ и ФО [4, 5]. Кроме того, с помощью этого метода невозможно проводить исследования глубоко лежащих слоёв. Существенно также и то, что в данном случае необходимо использовать дорогостоящие источники накачки при изучении широкозонных полупроводников [6].

В нашей лаборатории за последние несколько лет были разработаны новые методы модуляционного отражения света, свободные от этих недостатков. В методе радиочастотного модуляционного отражения (РМО) [7, 8] в качестве внешнего воздействия используется высокочастотное электрическое поле (10–100 МГц) с низкочастотной амплитудной модуляцией. Для создания такого поля исследуемый образец помещается между обкладками плоского конденсатора, к которым прикладывается внешнее электрическое напряжение.

Дальнейшим развитием метода РМО является метод микроволнового модуляционного отражения (ММО) [9], в котором внешнее воздействие осуществляется микроволновым электрическим полем. Для этого исследуемый образец помещается в СВЧ резонатор, в область с максимальной напряжённостью электрического поля. Основной механизм модуляции оптических свойств исследуемой структуры в методах РМО и ММО обусловлен разогревом свободных носителей заряда радиочастотным или СВЧ излучением.

Альтернативным методом, использующим разогрев свободных носителей, является метод токоотражения

А.Е.Сотников, М.А.Черников. НТО «ИРЭ-Поллюс», Россия, 141190 Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1

О.А.Рябушкин. Фрязинское отделение Института радиотехники и электроники РАН, Россия, 141190 Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1

Р.Трубенко, Н.Мошегов, А.Овчинников. IPG Photonics Corporation, 50 Old Webster Road, Oxford, MA 01540, USA

Поступила в редакцию 25 февраля 2004 г., после доработки – 12 мая 2004 г.

(ТО) [10]. В этом случае разогрев носителей осуществляется при пропускании переменного электрического тока вдоль слоёв исследуемой полупроводниковой структуры. Однако для создания тока на образец наносятся электрические контакты, что делает этот метод, в отличие от методов РМО и ММО, деструктивным.

Хотя методы РМО, ММО и ТО свободны от перечисленных выше недостатков метода ФО, с их помощью сложно добиться локальности влияния накачки на исследуемую структуру, что необходимо для контроля пространственного распределения параметров выращенных структур. Современные полупроводниковые лазерные структуры выращиваются в виде широких пластин (диаметр пластин, выращенных методом молекулярно-лучевой или газовой эпитаксии, достигает 10–15 см), из которых потом «нарезаются» кристаллы для лазерных чипов. После того как структура выращена, нужно проверить её качество по всей поверхности, чтобы определить участки, пригодные для изготовления лазерных чипов. Для этого необходимо проводить локальное измерение параметров выращенной структуры в различных точках её поверхности.

Для устранения недостатков традиционного метода ФО и обеспечения пространственной локализации оптического излучения нами развивается метод ФО с длинноволновой накачкой (ФОДН) [11, 12]. В этом методе в качестве оптической накачки применяется излучение с энергией квантов, меньшей ширины запрещённых зон любых слоёв исследуемой полупроводниковой структуры.

2. Модуляционное отражение света

В методах модуляционного отражения света периодическое воздействие на исследуемую структуру приводит к модуляции её электронных состояний, а синхронное детектирование позволяет измерить спектр относительного изменения коэффициента отражения $\Delta R(\omega) \times R^{-1}(\omega)$ зондирующего излучения. При наличии в полупроводнике постоянного электрического поля его диэлектрическая проницаемость может быть представлена в виде $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$ [2]. При облучении полупроводника $\varepsilon(\omega)$ изменяется наиболее сильно, если энергия квантов $h\nu$ близка к энергии критических точек его зонной структуры. Вариация $\varepsilon(\omega)$ приводит к изменению коэффициента отражения $R = |(\sqrt{\varepsilon} - 1)/(\sqrt{\varepsilon} + 1)|^2$. При малом изменении диэлектрической проницаемости ($\Delta\varepsilon(\omega) \ll 1$) относительное изменение коэффициента отражения может быть записано в виде $\Delta R(\omega)/R(\omega) = \alpha\Delta\varepsilon_1(\omega) + \beta \times \Delta\varepsilon_2(\omega)$, где $\alpha(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ и $\beta(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ – коэффициенты Серафина [13] невозмущённой диэлектрической проницаемости.

В методе ФО в качестве внешнего воздействия используется оптическое излучение с энергией квантов $h\nu$, большей ширины запрещённой зоны полупроводника E_g . Интенсивность накачки модулируется на низкой частоте $f \sim 10^2 - 10^3$ Гц. Поглощение излучения накачки в полупроводнике приводит к рождению неравновесных электрон-дырочных пар. Под действием внутреннего электрического поля электроны и дырки пространственно разделяются, что ведёт к изменению этого поля и, следовательно, к изменению диэлектрической проницаемости полупроводника. Метод ФО получил большое распространение благодаря своей точности и бесконтактности. Но несмотря на это, как мы уже упоминали, он имеет свои недостатки.

Во-первых, наложенный на спектр ФО сигнал ФЛ находится в том же спектральном диапазоне, что и сигнал ФО. При этом спектр ФЛ сильно уширен, а его спектральная интенсивность может во много раз превышать амплитуду изменений спектра ФО, что очень осложняет выделение узких и небольших по амплитуде спектральных особенностей (вариаций интенсивности) ФО [4, 5]. Все это затрудняет интерпретацию спектров ФО. При низких температурах (77 К и ниже) и особенно при исследовании низкоразмерных структур разделение спектров ФО и ФЛ становится чрезвычайно сложным.

Во-вторых, большие ограничения на возможность исследования полупроводниковых структур накладывает очень сильное поглощение полупроводником излучения накачки с энергией квантов, большей ширины запрещённой зоны (коэффициент поглощения $\sim 10^4$ см⁻¹). В результате влияние накачки на исследуемую структуру, как правило, ограничивается тонким приповерхностным слоем толщиной ~ 1 мкм, где и поглощается практически всё излучение накачки. Слои, лежащие более глубоко от поверхности, фактически не оказывают влияния на спектр ФО, и их исследование методом ФО в большинстве случаев не представляется возможным.

В-третьих, применение метода ФО для широкозонных полупроводников осложнено отсутствием доступных источников накачки с энергией квантов, лежащей в области синего или УФ света [6].

В методе ФОДН в качестве оптического возбуждения используется излучение с энергией фотонов $h\nu < E_g$. В отсутствие двухфотонного поглощения такое излучение не может привести к рождению электрон-дырочных пар в полупроводнике. Кванты света накачки могут поглощаться свободными и связанными на примесях носителями заряда, а также рассеиваться на оптических и акустических фононах. Эти процессы обуславливают изменение $\varepsilon(\omega)$. Таким образом, метод ФОДН позволяет изучать фононный спектр исследуемого полупроводника. Кроме того, этот метод, сохраняя преимущество бесконтактности метода ФО, даёт возможность исследовать широкозонные полупроводники без использования дорогих коротковолновых источников накачки.

3. Экспериментальная установка

Для реализации метода ФОДН нами была разработана экспериментальная установка, схемат которой приведена на рис.1. Эта схема является традиционной для методов модуляционного отражения и позволяет проводить измерения как методом ФОДН, так и традиционным методом ФО. В соответствии с выбранным методом

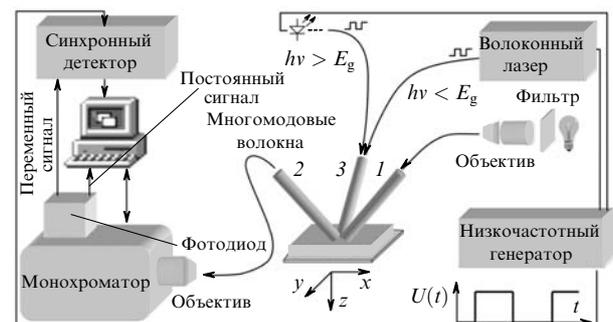


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

на образец через многомодовое волокно 3 подаётся оптическое излучение накачки, с интенсивностью, промодулированной на частоте $f = 330$ Гц. Для традиционного метода ФО используется накачка полупроводниковым лазером с волоконным выходом с длиной волны излучения $\lambda = 670$ нм ($h\nu > E_g$), а для метода ФОДН – накачка волоконным лазером с $\lambda = 1060$ или 1550 нм ($h\nu < E_g$). Для получения излучения с такими длинами волн применялись волоконные лазеры на основе ионов Yb^{3+} ($\lambda = 1060$ нм) и ионов Er^{3+} ($\lambda = 1550$ нм). Зондирующее излучение создаётся лампой накаливания с широким спектром. Из этого спектра фильтром вырезается диапазон длин волн, который соответствует характерным изменениям энергий электронных состояний исследуемых полупроводников.

При помощи фокусирующего объектива и многомодового волокна 1 зондирующее излучение направляется в ту же пространственную область образца, что и излучение накачки. Отражённое от образца зондирующее излучение собирается многомодовым волокном 2 и с его помощью направляется в монохроматор. В монохроматоре излучение развёртывается по спектру, а фотодиод измеряет переменную и постоянную составляющие спектра отражённого от образца зондирующего излучения. Постоянная составляющая преобразуется аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и вводится в компьютер. Переменная составляющая на частоте модуляции f выделяется синхронным детектором и также вводится в компьютер при помощи АЦП. Опорный сигнал для синхронного детектора подаётся непосредственно от низкочастотного генератора.

В данной работе мы проводили исследование полупроводниковой структуры, применяемой для изготовления мощных лазерных диодов. Схема зонной диаграммы такой структуры изображена на рис.2. Эта структура выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке n^+ -GaAs толщиной 600 мкм и состоит из n - и p -AlGaAs-эмиттеров 1, 4, градиентного AlGaAs-волновода 2, в центре которого находится InGaAs-квантовая яма 3, и сильнолегированного слоя p^+ -GaAs 5. Состав и толщины слоёв близки к приведённым в работе [14].

При экспериментальном исследовании тестовой структуры (рис.2) методом ФО нами был измерен спектр, показанный на рис.3 (обозначен ФО + ФЛ). Видно, что этот спектр представляет собой сумму спектров ФО и ФЛ, которые имеют особенности в одном и том же спектральном диапазоне. Следовательно, для получения спектра ФО необходимо из экспериментально изме-

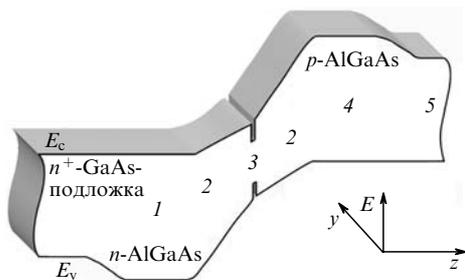


Рис.2. Схема зонной диаграммы исследуемой полупроводниковой структуры: 1, 4 – эмиттеры; 2 – градиентный волновод; 3 – квантовая яма; 5 – слой p^+ -GaAs.

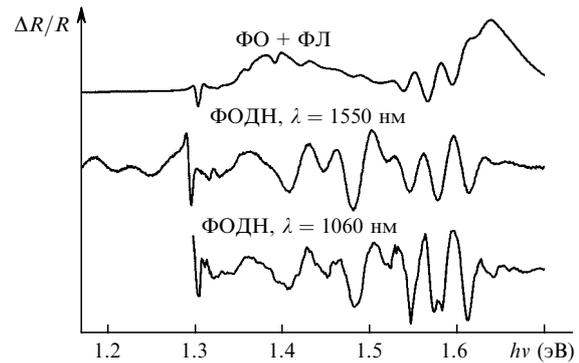


Рис.3. Спектр ФО с наложенным сигналом ФЛ и спектры ФОДН для различных длин волн накачки.

ренного спектра вычитать спектр ФЛ, что приводит к возникновению дополнительных ошибок. Отметим, что в некоторых случаях выделение спектра ФО вообще не представляется возможным.

На рис.3 показаны также два экспериментально измеренных спектра ФОДН исследуемой полупроводниковой структуры при различных длинах волн излучения накачки. Измерения проводились при комнатной температуре. Из-за достаточно слабого поглощения излучения накачки в полупроводниковой структуре оно эффективно проникает во все слои структуры, воздействуя на них. Особенности спектров ФОДН аналогичны особенностям спектра традиционного ФО, но в случае ФОДН из-за малой энергии кванта накачки рождения неравновесных электрон-дырочных пар не происходит. В методе ФОДН излучение накачки поглощается свободными носителями, разогревая их, а также испытывает комбинационное и мандельштам-бриллюэновское рассеяние, рождая неравновесные фононы.

Горячие свободные носители перераспределяются в исследуемой полупроводниковой структуре, вызывая изменение электрического поля в волноводном слое 2 и степени экранирования экситонов в квантовой яме 3 (рис.2). Модуляция встроенного электрического поля в волноводном слое 2 приводит к возникновению осцилляций Франца–Келдыша в спектре модуляционного отражения в диапазоне $1.52 - 1.67$ эВ [15]. Пик в области энергий 1.3 эВ соответствует энергии перехода $1hh - 1e$ между основными состояниями в квантовой яме и появляется из-за модуляции этих состояний. Осцилляции в спектральном диапазоне $1.31 - 1.35$ эВ вызваны модуляцией возбуждённых состояний в квантовой яме. Модуляция основного и возбуждённых состояний в квантовой яме происходит вследствие экранирования экситонных состояний в ней, что вызывает изменение энергии связи экситонных состояний [16].

Все характерные особенности спектра ФО присутствуют и в спектре ФОДН. Кроме того, в спектре ФОДН имеются особенности в области энергий ниже 1.3 эВ, которые отсутствуют в спектрах, измеренных другими методами модуляционного отражения. Возникновение данных особенностей мы связываем с генерацией большого числа неравновесных оптических фононов при комбинационном рассеянии излучения накачки. Эти фононы сильно модифицируют электронные состояния внутри запрещённой зоны, делая возможными межзонные переходы с испусканием или поглощением фотона с энергией, меньшей энергии перехода $1hh - 1e$ в квантовой яме.

4. Выводы

Представленный в данной работе метод ФОДН, сохраняя преимущества традиционного метода ФО, позволяет обойти ряд его недостатков. С помощью метода ФОДН можно исследовать такие структуры, изучение которых традиционным методом ФО затруднительно или вообще невозможно. Спектр ФОДН даёт возможность получать дополнительную информацию об электрон-фононном взаимодействии в исследуемой структуре, которую нельзя получить с помощью других методов модуляционного отражения. Таким образом, наиболее полная информация о параметрах полупроводниковой структуры может быть получена при использовании всего семейства методов модуляционного отражения света, и метод ФОДН удачно вписывается в это семейство и дополняет его.

Авторы выражают благодарность В.П.Гапонцеву за внимание и поддержку, оказанные при проведении настоящих исследований. Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 03-02-16942.

1. Aspnes D.E. *Handbook on Semiconductors* (Amsterdam: North-Holland Publ. Comp., 1980, v. 2).
2. Cardona M., Yu P.Y. *Fundamentals of Semiconductors* (Berlin: Springer-Verlag, 1999).
3. Nahory R.E., Shay J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **21** (23), 1569 (1968).
4. Shen H., Dutta M., Fotiadis L., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **57** (20), 2118 (1990).
5. Shen H., Dutta M. *J. Appl. Phys.*, **78** (4), 2151 (1995).
6. Lin D.Y., Huang Y.S., Chen Y.F., Tiong K.K. *Solid State Commun.*, **107** (10), 533 (1998).
7. Ryabushkin O.A. *Proc. V Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»* (St.Petersburg, 1997, p. 270).
8. Рябушкин О.А., Сабликов В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **67** (3), 217 (1998).
9. Черников М.А., Рябушкин О.А. *Письма в ЖТФ*, **27** (24), 29 (2001).
10. Ryabushkin O.A., Lonskaya E.I. *Physica E*, **13**, 374 (2002).
11. Ryabushkin O.A., Chernikov M.A., Volkov A.O., Sotnikov A.E. *Proc. of ICPS-26* (Edinburgh, 2002, D79).
12. Klar P.J., Townsley C.M., Wolverson D., Davies J.J., Ashenford D.E., Lunn B. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 1568 (1995).
13. Seraphin B.O., Bottka N. *Phys. Rev.*, **145**, 628 (1966).
14. Krystek W., Leibovitch M., Sun W.D., Pollak F.H., Gumbs G., Burnham G.T., Wang X. *J. Appl. Phys.*, **84** (4), 2229 (1998).
15. Aspnes D.E. *Phys. Rev.*, **153** (3), 972 (1967).
16. Alberts W.A. *Phys. Rev. Lett.*, **23** (8), 410 (1969).