

УДК 535.14+543.456

## ДИАГНОСТИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕРАГЕРЦОВОГО БЕЗАПЕРТУРНОГО БЛИЖНЕПОЛЬНОГО МИКРОСКОПА

*В. Н. Трухин*<sup>1,3</sup>, *А. О. Голубок*<sup>2,3</sup>, *А. В. Лютецкий*<sup>1</sup>, *Б. А. Матвеев*<sup>1</sup>, *Н. А. Пихтин*<sup>1</sup>,  
*Л. Л. Самойлов*<sup>1,3</sup>, *И. Д. Сапожников*<sup>2</sup>, *И. С. Тарасов*<sup>1</sup>, *М. Л. Фельштын*<sup>2</sup>,  
*Д. П. Хорьков*<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН;

<sup>2</sup> Институт аналитического приборостроения РАН;

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский госуниверситет информационных технологий, механики и оптики,  
г. Санкт-Петербург, Россия

С помощью терагерцового ближнепольного микроскопа исследовано пространственное распределение концентрации носителей заряда в различных полупроводниковых микроструктурах. Для образца на основе InAs проведена оценка концентрации носителей заряда в низколегированном акцепторной примесью Zn слое InAsSbP.

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных путей развития неразрушающей диагностики наноструктур является разработка оптических методов, сочетающих высокое пространственное, временное и спектральное разрешение и позволяющих изучать электронные процессы в единичных наноструктурах, кластерах и молекулах. Одним из таких методов является терагерцовая микроскопия ближнего поля [1]. В основе работы терагерцового ближнепольного микроскопа лежат процессы взаимодействия электромагнитного поля с объектом, вблизи которого находится зонд сканирующего зондового микроскопа. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований рассеяния электромагнитного поля, обусловленного взаимодействием с полупроводниковым нанообъектом ближнепольной компоненты электрического поля около острия зонда атомно-силового микроскопа, облучаемого широкополосными импульсами когерентного терагерцового излучения. Была исследована зависимость характеристик дифференциального терагерцового сигнала от пространственного положения зонда атомно-силового микроскопа над полупроводниковыми образцами, и было показано, что данная зависимость коррелирует с распределением концентрации носителей заряда в исследуемых образцах. Следует отметить, что распределение концентрации носителей заряда, в принципе, можно определить, с помощью других методов, например с помощью сканирующей туннельной микроскопии [2] и ближнепольной оптической и микроволновой микроскопии сверхвысокого диапазона частот [3, 4]. Однако при всех своих достоинствах эти методы не позволяют идентифицировать объекты, имеющие спектральные особенности в терагерцовом диапазоне. С другой стороны, терагерцовый ближнепольный микроскоп, спектральный диапазон которого выше 3 ТГц, имеет существенные преимущества по сравнению с вышеприведёнными аналогами для тестирования полупроводников, что связано с тем, что в терагерцовом диапазоне лежат спектры поглощения их кристаллических решёток.

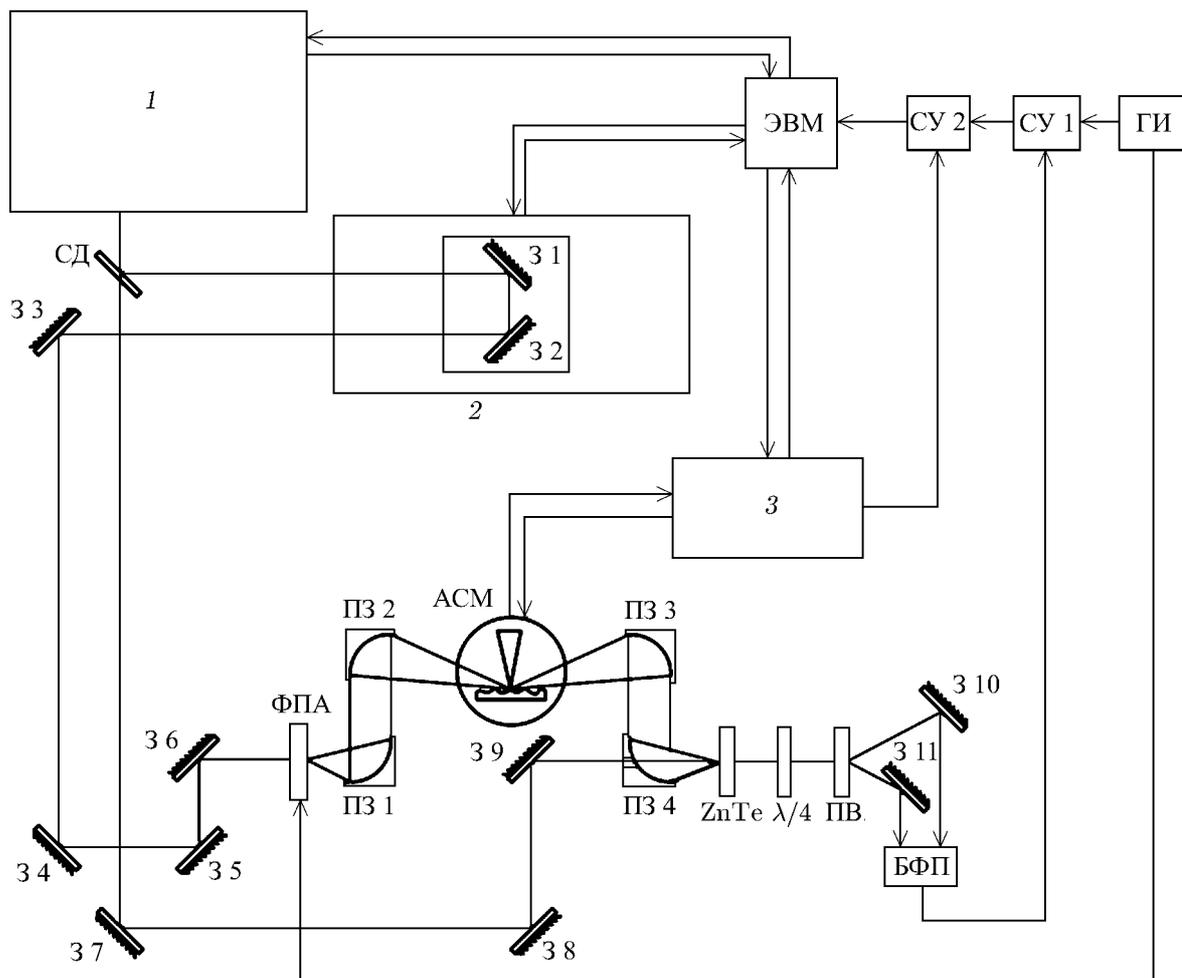


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки. Условные обозначения: СД — светоделительный элемент; З 1–З 11 — широкополосные зеркала; ПЗ 1–ПЗ 4 — параболические зеркала; ФПА — фотопроводящая антенна; АСМ — атомно-силовой микроскоп; ПВ — призма Волластона; БФП — балансный фотоприёмник; ГИ — генератор импульсов; СУ 1, СУ 2 — синхронные усилители; ЭВМ — электронно-вычислительная машина, 1 — лазерный источник фемтосекундных импульсов, 2 — линия задержки, 3 — блок управления атомно-силовым микроскопом

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОБРАЗЦЫ

Безапертурный терагерцовый ближнепольный микроскоп, используемый в данной работе, представляет собой когерентный терагерцовый спектрометр с временным разрешением и интегрированный в него атомно-силовой микроскоп, созданный на базе сканирующего зондового микроскопа NanoEducator. Данная экспериментальная установка позволяет проводить исследование рассеяния терагерцового излучения, обусловленного взаимодействием ближнепольной компоненты его электрического поля с образцом вблизи острого зонда ближнепольного микроскопа [5].

Принципиальная схема терагерцового ближнепольного микроскопа приведена на рис. 1. В терагерцовом когерентном спектрометре после расщепления исходного луча оптического излучения на два пучка излучение накачки проходит через линию задержки и попадает на эмиттер, вызывая генерацию излучения терагерцового диапазона.

В качестве генератора терагерцового излучения применялась фотопроводящая антенна на основе низкотемпературного GaAs, выполненная в виде массива пар электродов, над зазорами между которыми были помещены микролинзы для эффективного ввода излучения в антенну и повышения коэффициента конверсии. Генерация терагерцового излучения происходит при одновременном приложении к массиву электродов импульсов прямоугольной формы с амплитудой 25 В и частотой следования порядка 50 кГц и его облучении сверхкороткими импульсами титан-сапфирового лазера Mai Tai (Spectra Physics), имеющего следующие характеристики: длина волны излучения 800 нм, длительность импульса 90 фс, частота повторения импульсов 80 МГц, средняя мощность 400 мВт. Терагерцовое излучение, генерируемое в фотопроводящей полупроводниковой антенне, с помощью параболических зеркал ПЗ 1 и ПЗ 2 собиралось и фокусировалось на острие зонда. При этом оно было поляризовано в плоскости падения.

Сканирующий атомно-силовой микроскоп, используемый в данной работе, был построен на модернизированной платформе NanoEducator. В основе работы сканирующего зондового микроскопа NanoEducator лежит использование зависимости величины взаимодействия между зондом в виде острой вольфрамовой иглы и поверхностью исследуемого образца от величины расстояния от зонда до образца. В данном атомно-силовом микроскопе используется силовое взаимодействие. Микроскоп в автоматическом режиме поддерживает постоянным среднее расстояние от конца колеблющегося зонда до точки поверхности образца под ним посредством измерения величины межатомного взаимодействия между зондом и образцом. Данное взаимодействие, возникающее при приближении конца зонда к поверхности на характерные для такого взаимодействия расстояния, измеряется путём отслеживания подавления колебаний зонда в свободном пространстве и используется для корректировки текущей высоты зонда при отклонении измеренной величины от заранее заданного значения.

Зонд представляет собой вольфрамовую проволоку с длиной порядка 6 мм, заострённую путём электрохимического травления и оканчивающуюся конусом длиной 150÷1000 мкм с радиусом закругления вписанной в конец зонда окружности порядка 100÷300 нм и углом при его вершине около 20°. Рассеянное и отражённое терагерцовое излучение посредством дополнительной пары параболических зеркал ПЗ 3 и ПЗ 4 собиралось и направлялось на электрооптический детектор. Это излучение регистрировалось в геометрии зеркального отражения вперёд при угле падения порядка 70°. При этом в детектор попадало как зеркально отражённое от поверхности образца излучение, так и излучение, рассеянное от системы зонд—объект.

Импульс терагерцового излучения регистрировался методом электрооптического стробирования. Данный метод позволяет измерять текущее значение электрического поля терагерцового излучения во временной области, т. е. определять не только его амплитуду, но и фазу и основан на эффекте Поккейса в электрооптических кристаллах [6].

Для непосредственного выделения дифференциального терагерцового сигнала<sup>1</sup>, обусловленного компонентами ближнего поля, взаимодействующими с нанообъектом, применялась техника двойного синхронного детектирования. При этом последовательно выделялись как основной сигнал на частоте модуляции падающего на систему «зонд—объект» терагерцового излучения порядка 50 кГц, так и сигнал на частоте вертикальных колебаний зонда около 10 кГц. С помощью изменения задержки между зондирующим импульсом и импульсом накачки проводилась

<sup>1</sup> Данный сигнал связан с распространяющейся волной терагерцового излучения от окрестности острия зонда. Облучение вершины зонда, приближённой на определённое расстояние к границе раздела «объект—свободное пространство», приводит к генерации остаточной волны, в результате взаимодействия которой с объектом происходит её обратное рассеяние. Рассеянное остаточное поле в результате обратного взаимодействия с зондом порождает распространяющуюся волну, несущую информацию о характере взаимодействия с микро- и нано-рельефом объекта.

запись волновой формы основного терагерцового сигнала и сигнала на частоте колебаний зонда. Используя преобразование Фурье, мы получили спектры этих сигналов.

В качестве образцов использовались сколы полупроводниковых лазерных структур AlGaAs-GaAs-AlGaAs и микроструктур на основе InAs.

Лазерная структура была выращена на подложке GaAs методом газофазной эпитаксии из металлоорганических и гибридных источников. Эпитаксиальная структура состояла из подложки GaAs, нижнего эмиттера с составом  $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$  с концентрацией электронов  $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 0,5 мкм, волновода с составом  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ ,  $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 0,7 мкм, и верхнего эмиттера с составом  $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$  с концентрацией дырок  $p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 1,5 мкм.

Две полупроводниковые структуры на основе InAs были получены эпитаксиальным наращиванием нелегированных слоев InAs с толщиной 8–14 мкм на подложку  $n^+\text{-InAs(Sn)}$  с вырожденным электронным газом в зоне проводимости с концентрацией  $n^+ = (1\div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; на втором образце на поверхности слоя InAs наращивался дополнительный широкозонный слой  $p\text{-InAsSbP(Zn)}$  с толщиной 2 мкм. При этом в гомоэпитаксиальных образцах  $n\text{-InAs}/n^+\text{-InAs}$  спектр фотолюминесценции с поверхности слоя при 77 К имел полуширину  $\Delta E = 12 \text{ мэВ}$  и максимум при  $E_{\text{max}} = 410 \text{ мэВ}$ , что соответствовало величинам, характерным для  $n\text{-InAs}$  с  $n = (5\div 8) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В диодных гетероструктурах  $p\text{-InAsSbP(Zn)}/n\text{-InAs}/n^+\text{-InAs}$  спектр фотолюминесценции был широким и имел  $\Delta E = 44 \text{ мэВ}$  и максимум при  $E_{\text{max}} = 380 \text{ мэВ}$ , что указывало на наличие компенсированных примесей в слое  $n\text{-InAs}$ , образовавшихся, очевидно, вследствие диффузии цинка в процессе наращивания финишного слоя  $p$ -типа проводимости. Спектр фотолюминесценции от слоя  $p\text{-InAsSbP(Zn)}$  имел максимум при  $E_{\text{max}} \approx 450 \text{ мэВ}$ . Концентрация дырок  $p$  в нём оценивалась величиной  $(5\div 10) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

При сканировании лазерной структуры с помощью терагерцового ближнепольного микроскопа была определена зависимость величины дифференциального терагерцового сигнала от пространственной координаты, показанная на рис. 2, которая соответствовала предполагаемому распределению концентрации носителей заряда. При этом сканировании временная задержка между импульсным терагерцовым излучением и пробным фемтосекундным импульсом устанавливалась такой, что амплитуда наблюдаемого дифференциального терагерцового сигнала была максимальной.

Из рис. 2 видно, что дифференциальный терагерцовый сигнал, полученный в результате рассеяния терагерцовой волны на зонде, расположенном над сильно легированными областями полупроводника, по величине превосходит соответствующий сигнал, когда зонд находится над областью полупроводника с меньшей концентрацией носителей заряда. Например, при сканировании перехода от эмиттера к волноводу дифференциальный сигнал уменьшается втрое. Протяжённость перехода определяется пространственным разрешением микроскопа и длиной экранирования носителей заряда. В нашем случае протяжённость перехода, по-видимому, определяется пространственным разрешением терагерцового ближнепольного микроскопа, которое составляет порядка 100 нм.

На рис. 3 представлена топограмма (а) скола первого образца на основе InAs и синхронно зарегистрированная зависимость интенсивности дифференциального терагерцового сигнала от точки сканирования (б). На топограмме, полученной с помощью атомно-силового микроскопа, перехода между легированной и нелегированной областями InAs не наблюдается. Тем не менее, на графике зависимости величины дифференциального терагерцового сигнала от точки скани-

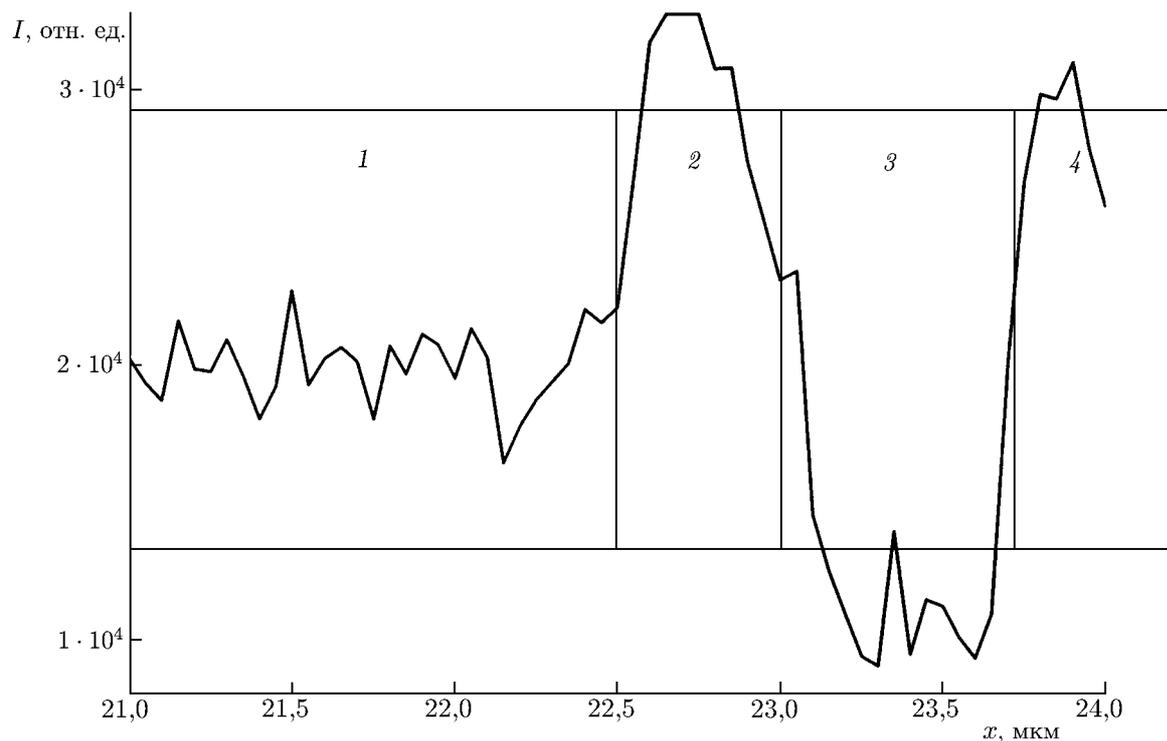


Рис. 2. Зависимость величины  $I$  дифференциального терагерцового сигнала от точки сканирования. Образец — лазерная структура AlGaAs-GaAs-AlGaAs. 1 — область  $n$  — GaAs с  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 2 —  $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$  с  $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , 3 —  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$  с  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и 4 —  $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$  с  $p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$

рования этот переход чётко виден и занимает область с шириной, значительно превышающей пространственное разрешение.

На рис. 4 представлена топограмма скола второго образца на основе InAs (пунктирная линия) и соответствующая зависимость величины дифференциального терагерцового сигнала от точки сканирования (сплошная линия). Интересно отметить, что на основе анализа данных зависимостей удалось экспериментально обнаружить несоответствие между реальным сильно размытым характером перехода от легированного слоя подложки к нелегированным слоям в изготовленном полупроводниковом образце и ожидавшейся резкой границей данного перехода. Возможность осуществлять подобные измерения, несомненно, представляет интерес для отработки технологии получения качественных полупроводниковых слоёв. Формы импульсов и соответствующие спектральные распределения рассеянного терагерцового излучения, зарегистрированные для различных точек сканирования образца, имели различный характер. Поскольку эксперименты проводились в воздушной среде, содержащей молекулы воды, в полученных спектрах терагерцового излучения присутствуют провалы, отвечающие их пикам поглощения. Для исключения их особенностей необходимо анализировать отношение спектров дифференциальных сигналов, зарегистрированных для различных точек сканирования, или спектры, нормированные на исходный спектр терагерцового излучения.

На рис. 5 приведено отношение спектров рассеянного терагерцового излучения для области, соответствующей легированному слою  $p$ -InAsSbP(Zn) — величина  $E_{sc}(2)$ , положение зонда  $x \approx 21 \text{ мкм}$ , и области подложки — величина  $E_{sc}(1)$ , положение зонда  $x \approx 1 \text{ мкм}$ . На этом графике мы видим характерный подъём в области низких частот, начинающийся со значений  $\nu$  порядка  $0,5 \text{ ТГц}$ . При остальных частотах спектра отношение спектров не имеет существенной частотной

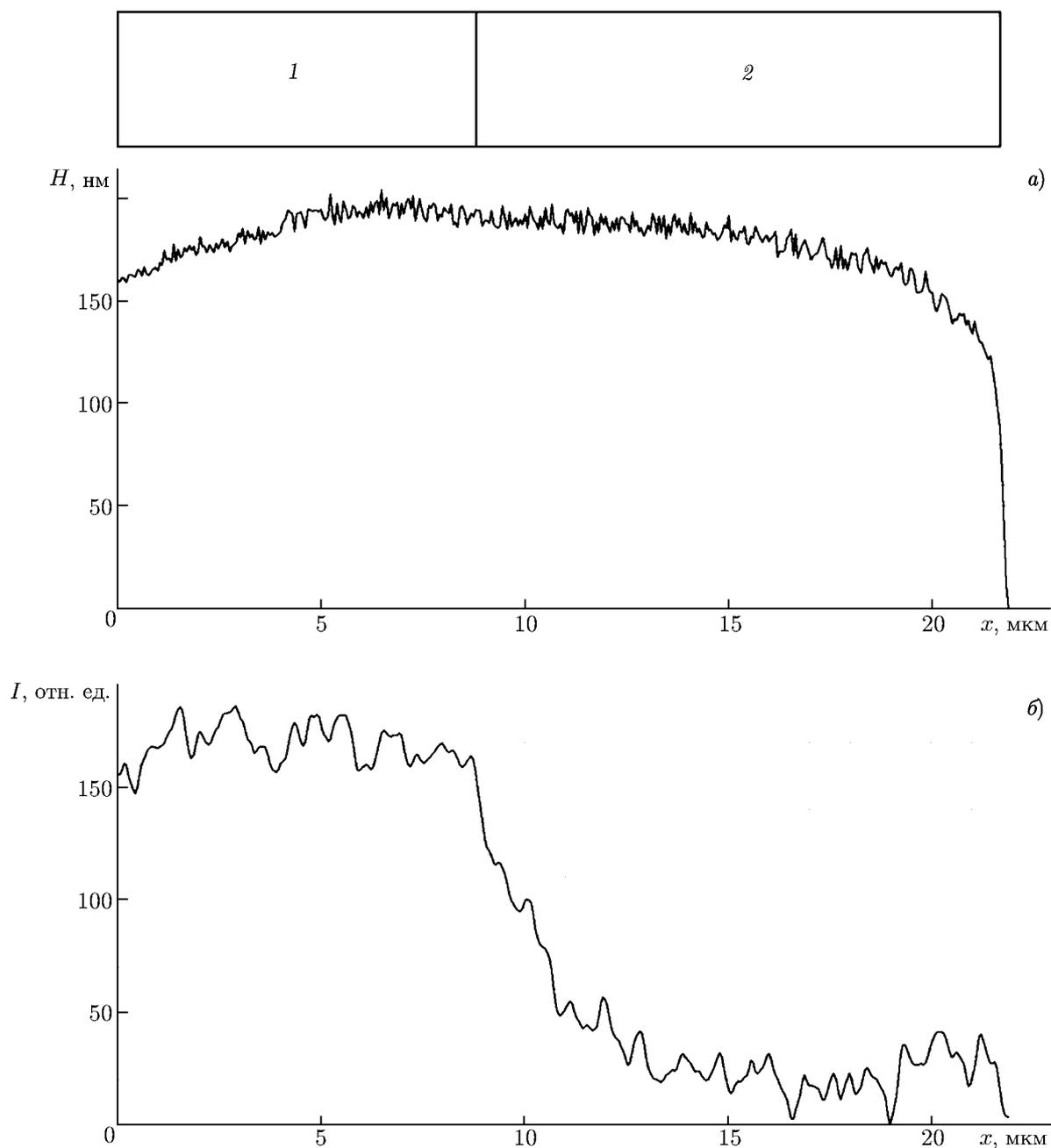


Рис. 3. Синхронно зарегистрированные топограмма (а) и зависимость величины  $I$  дифференциального терагерцового сигнала (б). Образец — скол  $n$ -InAs/ $n^+$ -InAs структуры (образец № 1). Область 1 —  $n^+$ -InAs,  $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , 2 —  $n$ -InAs,  $n = (5 \div 8) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

зависимости. Качественно это можно объяснить следующим образом. Падающее на зонд электромагнитное излучение наводит в нём ток, который является источником рассеянного излучения. Амплитуда этого тока пропорциональна амплитуде падающего поля, которое является суммой поля прямой падающей волны  $E_0$  и поля  $rE_0$  отражённой от поверхности полупроводника волны, где  $r$  — коэффициент отражения. В силу того, что регистрация проводится в определённом направлении выше плоскости полупроводника, регистрируемое электромагнитное поле будет сум-

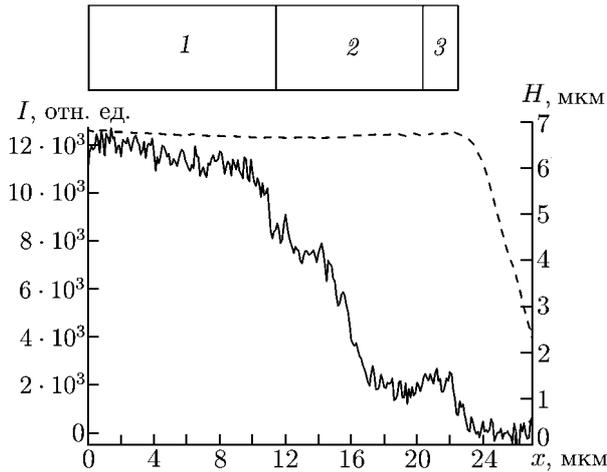


Рис. 4. Синхронно зарегистрированные топограмма (пунктирная кривая) и зависимость величины дифференциального терагерцового сигнала от точки сканирования (сплошная линия). Образец — скол  $p$ -InAsSbP(Zn)/ $n$ -InAs/ $n^+$ -InAs (образец № 2). 1 —  $n^+$ -InAs,  $n = (1 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , 2 —  $n$ -InAs, толщина 9 мкм, 3 —  $p$ -InAsSbP, толщина 2 мкм

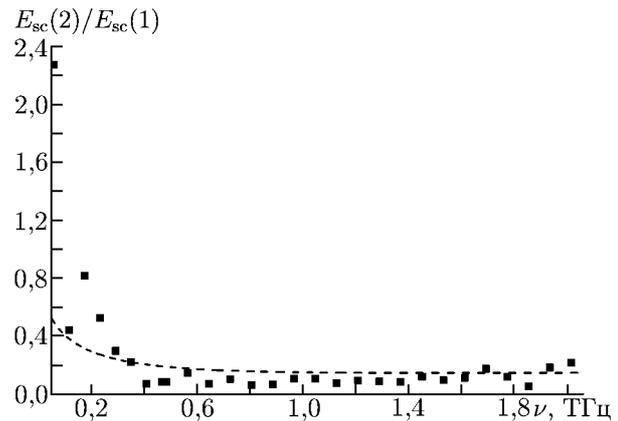


Рис. 5. Отношение спектральных компонент рассеянного терагерцового излучения для различных точек сканирования. Квадратиками обозначены экспериментальные данные, пунктирная линия — результаты расчёта

мой поля, рассеянного зондом в верхнюю полусферу, и поля, рассеянного зондом в нижнюю полусферу и отражённого от поверхности полупроводника. Таким образом, амплитуда рассеянного поля в дальней зоне будет пропорциональна  $(1 + r)^2$ , что отмечалось в работе [7]. Множитель  $(1 + r)^2$  будет вносить основной вклад в рост амплитуды спектральной компоненты рассеянного поля при уменьшении частоты, что мы и покажем в дальнейшем. Используя точечно-дипольную модель [8], можно получить для амплитуды дифференциального терагерцового сигнала  $E_{sc}$  следующее выражение

$$E_{sc} \propto (1 + r)^2 \mu^2 \beta (1 + h/a)^2 / [1 - \mu \beta (1 + h/a)^3 / 4]^2,$$

где  $\mu = (\epsilon_{sem} - 1) / (\epsilon_{sem} - 2)$ ,  $\beta = (\epsilon_{pr} - 1) / (\epsilon_{pr} + 1)$ ,  $\epsilon_{sem}$  и  $\epsilon_{pr}$  — комплексные диэлектрические проницаемости полупроводника и зонда, соответственно,  $h$  — высота зонда над поверхностью полупроводника,  $a$  — радиус закругления зонда.

На рис. 6 приведены расчётные зависимости  $|E_{sc}|$  от частоты для полупроводника InAs с различной концентрацией электронов и дырок. Из него следует, что для концентрации носителей заряда  $n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$  величина  $|E_{sc}|$  слабо зависит от частоты, а для меньших значений  $n$  и  $p$  наблюдается подъём в области низких частот. Его начало определяется плазменной частотой носителей заряда и, следовательно, их концентрацией. Для приведённой на рис. 5 экспериментальной кривой наилучшее совпадение с расчётной зависимостью получается при  $p \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что совпадает с оценкой, сделанной на основе знания технологических параметров роста структуры. В области частот ниже 0,2 ТГц имеется расхождение между экспериментальной и расчётной кривыми, что, по видимому, является следствием неадекватности использования модели точечного диполя для аппроксимации зонда в этой области спектра.

Таким образом, подъём в области низких частот на экспериментальной зависимости, приведённой на рис. 5, по-видимому, обусловлен плазменным эффектом и определяется концентрацией свободных носителей.

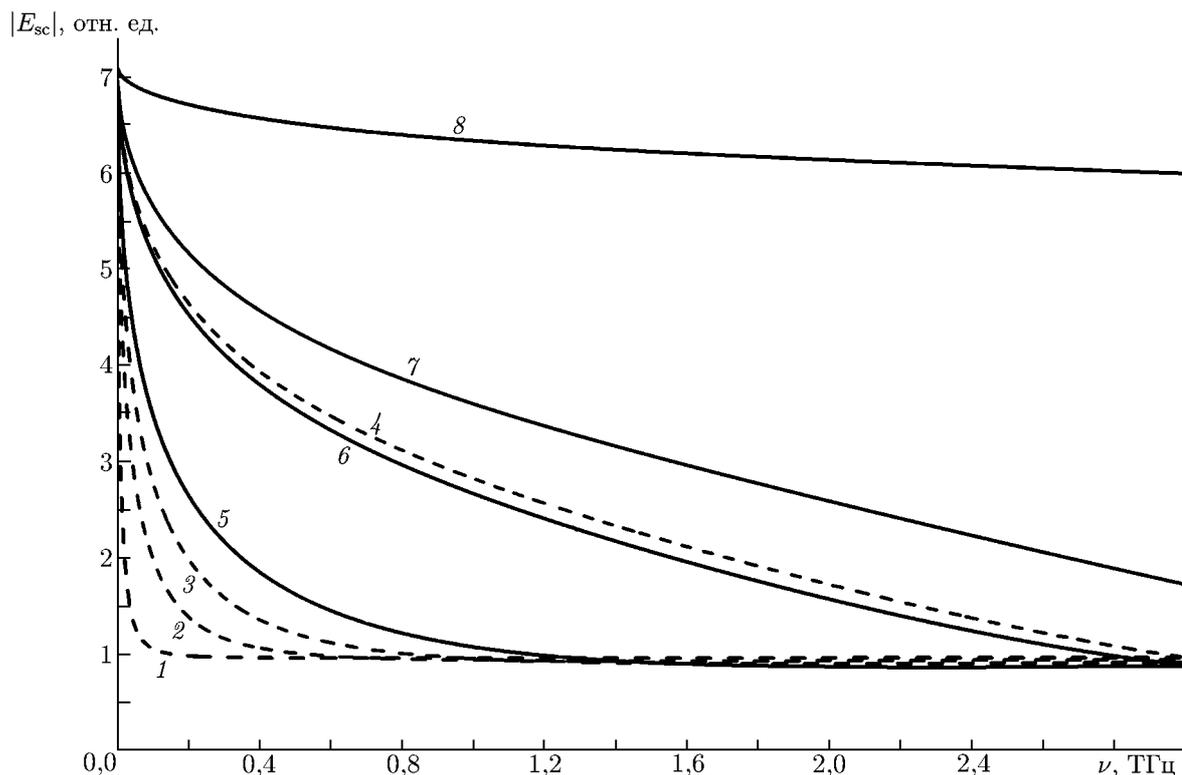


Рис. 6. Спектры дифференциального терагерцового сигнала при различных уровнях легирования исследуемого полупроводника InAs. Кривая 1 –  $p = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , 2 –  $p = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , 3 –  $p = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 4 –  $p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , 5 –  $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , 6 –  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , 7 –  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и 8 –  $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

## ВЫВОДЫ

В данной работе проведены исследования эффекта взаимодействия с полупроводниковым нанообъектом ближнеполюсной компоненты электрического поля терагерцового излучения вблизи зонда атомно-силового микроскопа. Полученные результаты свидетельствуют о том, что с помощью терагерцового ближнеполюсного микроскопа можно найти распределение концентрации носителей заряда в полупроводниковых микроструктурах с пространственным разрешением менее 100 нм, которое определяется формой зонда. Регистрация спектра рассеянного терагерцового излучения позволяет оценить и саму концентрацию носителей заряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования (госконтракты 14.740.11.0602, 14.740.11.1241, НШ-3306.2010.2) и РФФИ (грант 11-02-01045-а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz wave photonics. Springer, 2009. 246 p.
2. Fukutome H., Arimoto H., Hasegawa S., Nakashima H. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2004. V. 22. P. 358.
3. Brehm M., Schliesser A., Kielmann F. // Opt. Express. 2006. V. 14. P. 11 222.
4. Reznik A. N., Shereshevsky I. A., Vdovicheva N. K. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. Art. no. 094508.

5. Трухин В. Н., Андрианов А. В., Быков В. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93, № 3. С. 134.
6. Lee Y.-S. Principles of terahertz science and technology. Springer, 2009. 340 p.
7. Von Ribbeck H.-G., Brehm M., Van der Weide D. W., et al. // Opt. Express. 2008. V. 16, No. 5. P. 3 430.
8. Cvitkovic A., Ocelic N., Hillenbrand R. // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 8 550.

Поступила в редакцию 1 июня 2011 г.; принята в печать 24 сентября 2011 г.

#### DIAGNOSTICS OF SEMICONDUCTOR STRUCTURES BY MEANS OF AN APERTURELESS NEAR-FIELD TERAHERTZ MICROSCOPE

*V. N. Trukhin, A. O. Golubok, A. V. Lyutetsky, B. A. Matveyev, N. A. Pikhtin, L. L. Samoilov,  
I. D. Sapozhnikov, I. S. Tarasov, M. L. Fel'shtyn, and D. P. Khor'kov*

Carrier density distribution in various semiconductor microstructures is studied by means of a terahertz near-field microscope. The carrier density in the low-alloyed  $p$ -InAsSbP(Zn) layer in an InAs-based sample is estimated.