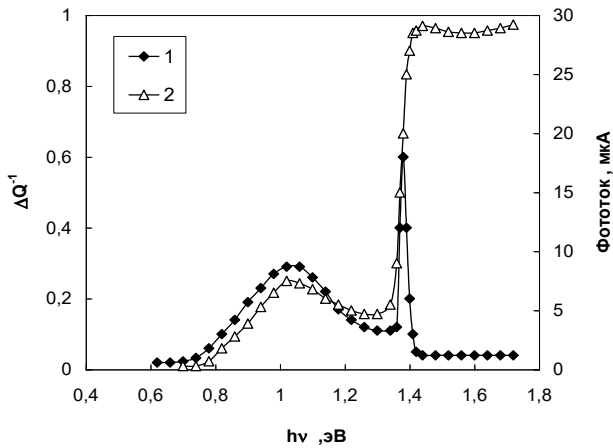


В. И. Митрохин

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ГЛУБОКИМИ ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ

Учебное пособие



Воронеж 2009

ГОУ ВПО «Воронежский государственный
технический университет»

В. И. Митрохин

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ГЛУБОКИМИ
ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ

Утверждено Редакционно-издательским советом
университета в качестве учебного пособия

Воронеж 2009

УДК 539.67:621

Митрохин В.И. Акустооптические свойства полупроводников с глубокими примесными центрами: учеб. пособие / В.И. Митрохин. Воронеж: ГОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет, 2009. 123 с.

В учебном пособии описаны методы и устройства для измерения акустооптических свойств полупроводников. Рассматриваются механизмы акустоэлектронной релаксации и предлагаются новые методы неразрушающего контроля электрофизических параметров пьезополупроводников, легированных глубокими примесями.

Издание соответствует требованиям Государственного образовательного стандарта высшего профессионального образования по направлению 140400 «Техническая физика», специализации 140402 «Физика и техника полупроводников», дисциплине «Физика собственных, примесных и неупорядоченных полупроводников».

Учебное пособие изготовлено в электронном виде в текстовом редакторе VS Word XP и содержится в файле Акустооптические свойства.exe.

Табл. 5. Ил. 42 . Библиогр.: 57 назв.

Научный редактор д-р физ.-мат. наук, проф. С.И. Рембеза

Рецензенты: кафедра физики полупроводников и микроэлектроники Воронежского государственного университета (зав. кафедрой д-р физ.-мат. наук, проф. Е.Н. Бормонтов);
канд. техн. наук, доц. Е.П. Новокрещенова

© Митрохин В.И., 2009
© Оформление. ГОУВПО
«Воронежский государственный
технический университет», 2009

ВВЕДЕНИЕ

Контролируемое введение примесей, создающих глубокие уровни в полупроводниках A^3B^5 , широко используют в настоящее время для решения задач синтеза материалов для современной микроэлектроники и оптоэлектроники.

Одной из основных проблем при использовании полупроводниковых соединений, в частности соединений группы A^3B^5 , является проблема влияния собственных структурных дефектов и примесей на электрические, оптические акустооптические и другие свойства монокристаллов. Важность этой проблемы объясняется тем, что структурные дефекты наряду с примесями даже в относительно небольших количествах – на уровне технологических остаточных концентраций оказывают существенное влияние на характеристики полупроводниковых материалов. В то же время полупроводниковые монокристаллы группы A^3B^5 в силу особенностей строения и технологии получения отличаются большим уровнем дефектности и большим разнообразием типов дефектов реальных кристаллов по сравнению с традиционным материалом микроэлектроники – кремнием. Это вызывает практическую потребность в изучении свойств собственных и примесных структурных дефектов в упомянутых соединениях различными экспериментальными методами.

Большой научный и практический интерес представляет изучение физических свойств глубоких примесных центров, создающих локальные состояния с энергией активации порядка ширины запрещенной зоны. Такие центры оказывают существенное влияние на параметры и надежность микроэлектронных приборов. Несмотря на достаточно большое количество опубликованных исследований глубоких центров (ГЦ) различными экспериментальными методами (фотопроводимости, фотолюминесценции, оптического поглощения, емкостной спектроскопии и др.) многие параметры таких центров

тракуются неоднозначно, а иногда и противоречиво. Это определяет потребность использования новых нетрадиционных методов исследования, которые бы позволили получить новую информацию о процессах взаимодействия ГЦ с кристаллической решеткой полупроводника и внешними воздействиями. Одним из таких методов является структурночувствительный метод внутреннего трения, который традиционно используется для изучения точечных дефектов дислокаций и других структурных нарушений. В то же время использование этого метода для исследований электрофизических свойств полупроводников было ограниченным и практически сводилось к измерению затухания звука на свободных носителях в сильно легированных пьезополупроводниках. При этом мало уделялось внимания исследованию акустических свойств полупроводников (компенсированных) полупроводников. В то время как именно в высокоомных пьезополупроводниках наиболее интенсивно проявляется акустоэлектронное взаимодействие и акустооптический эффект, изучение которых весьма перспективно с точки зрения получения информации о структурных, электрофизических и оптических свойствах полупроводников с ГЦ. В настоящем учебном пособии описаны основные методы измерения внутреннего трения в полупроводниках, приведены экспериментальные результаты изучения акустических свойств полупроводников A^3B^5 с глубокими примесями и физическая модель акустоэлектронной релаксации в этих материалах.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Несмотря на то, что метод внутреннего трения (ВТ) используется в науке и технике уже несколько десятилетий [1, 2], в настоящее время не существует стандартных приборов для измерения ВТ в твердых телах, как нет и универсальных методов его измерения, позволявших бы решать обширный круг научных задач. Для исследования конкретных проблем чаще всего создают оригинальные методы и установки, пригодные для измерения ВТ в ограниченном диапазоне частот, температур, амплитуд и типов акустических колебаний и предназначенные, как правило, для конкретных типов материалов.

Наибольшее количество исследований ВТ посвящено изучению металлов, керамики, стекол и ряда композиционных материалов. Что касается полупроводников, то вследствие достаточно низкого уровня ВТ в монокристаллах этих материалов, сравнимого с собственным фоном ВТ экспериментальных установок, работ, посвященных комплексному изучению акустических свойств собственных и примесных дефектов в полупроводниках, относительно немного. В то же время, актуальность таких исследований весьма высока, поскольку основные электрические, оптические и другие важные свойства полупроводников определяются именно структурой собственных и примесных дефектов, но такую информацию можно получить из измерений ВТ без разрушения материала. Вполне определенно можно утверждать, что чувствительность установки ВТ является одним из основных факторов, определяющих эффективность исследований ВТ в современных монокристаллических полупроводниках.

Экспериментальная установка для измерения ВТ в полупроводниковых монокристаллах должна удовлетворять ряду

специфических требований, связанных с особенностями их электрофизических и механических свойств.

– Вследствие высокой степени структурного совершенства современных монокристаллов полупроводников измерительная установка должна обладать низким собственным аппаратным фоном ВТ (не ниже, чем 10^{-5}). Это может быть обеспечено в первую очередь за счет минимизации потерь энергии механических колебаний в точках закрепления образца, а также устранения демпфирующего влияния окружающей атмосферы и минимизации термоупругих потерь в образце (выбор оптимальных значений толщины образца и частоты собственных механических колебаний).

– Система крепления образца должна удовлетворять требованиям его диэлектрической изоляции от элементов конструкции и отсутствия неконтролируемых механических напряжений в точках закрепления.

– Частотный диапазон и интервал рабочих температур должны быть достаточными для обеспечения возможности регистрации акустических, акустоэлектрических и акустооптических эффектов в полупроводниках.

Большинство классических методов измерения ВТ, применяемых для исследования металлов, мало пригодны в случае монокристаллических полупроводников, в силу указанных выше факторов. Так, например, методы, основанные на использовании крутильных колебаний или изгибных маятников [1, 2], имеют высокий собственный аппаратный фон ВТ вследствие "сухого трения" в точках крепления образца. При зажиме образца в нем возникают механические напряжения, вызывающие неконтролируемые деформационные эффекты, что для полупроводниковых монокристаллов является крайне нежелательным. Кроме того, частота механических колебаний в этих установках составляет диапазон 0,1 – 200 Гц, что недостаточно, например, в случае исследования акустоэлектриче-

ских релаксационных эффектов в полупроводниках с характерными временами жизни носителей заряда порядка микросекунд.

Метод составного пьезоэлектрического вибратора [1, 3] чаще всего применяется в ультразвуковом диапазоне частот (20 – 300 кГц). В данном методе для обеспечения хорошего акустического контакта пьезоэлектрического преобразователя с исследуемым образцом обычно используют клеевое соединение. При этом из-за различия коэффициентов линейного расширения кварца, из которого, как правило, изготавливается пьезопреобразователь и образца в месте их склейки возникают неконтролируемые механические напряжения, дающие свой вклад в величину ВТ. Указанный метод мало пригоден для изучения частотной зависимости ВТ, так как для изменения частоты колебаний образца необходимо иметь большой набор кварцевых возбудителей. К методическим трудностям этого метода относятся необходимость подгонки резонансной частоты образца под частоту пьезопреобразователя и сложность изготовления электрических контактов в узлах колебаний. Величина фона ВТ при использовании составного вибратора обычно оказывается не ниже, чем 10^{-5} .

Методы, использующие магнитное возбуждение и регистрацию акустических колебаний образца, а также методы, основанные на использовании вихревых токов [1 – 3.], также мало пригодны для исследования ВТ полупроводников. Первые имеют высокий аппаратный фон, последние предназначены, в основном, для металлов. Применение указанных методов при высокой температуре ограничено из-за недопустимости сильного нагрева обмоток катушек возбуждения и регистрации механических колебаний.

Для изучения ВТ в полупроводниках можно использовать метод резонансного стержня [1, 3], при котором образец в виде бруска или пластины устанавливают на неподвижные опоры, в качестве которых могут служить тонкие металличе-

ские нити, лезвия ножей, иглы и др. Образец устанавливается на опоры в точках минимального движения (узлов колебаний). Такая система подвеса минимизирует неконтролируемые деформации в образце и обеспечивает низкие потери энергии механических колебаний в точках его закрепления, а, следовательно, и низкое вносимое затухание. Одной из наиболее ранних установок подобного типа, использующей свободные затухающие изгибные колебания стержня, является установка, предложенная в 1937 году Ферстером [4]. Образцы длиной 5 – 15 см подвешивались на двух тонких проволоках, через которые осуществлялась механическая связь с возбудителем и приемником. Одним из главных достоинств такой установки является то, что проволочные подвесы выводятся из нагревательного устройства и все электрические цепи возбуждения и регистрации изгибных колебаний находятся при комнатной температуре. Установка работает до температуры 800 К и перекрывает частотный диапазон от десятков герц до единиц килогерц. Недостатком описанной установки является сравнительно высокий собственный аппаратный фон ВТ (10^{-5}) вследствие того, что возбуждение и регистрация по принципу механической проволочной связи осуществляется при некотором смещении подвесов из узлов изгибных колебаний. Однако дальнейшее усовершенствование метода Ферстера другими исследователями позволило в значительной степени устранить его недостатки, расширить температурный и частотный диапазоны измерений, а также упростить методику измерения.

В качестве базового метода измерения ВТ в полупроводниках, удовлетворяющим перечисленным выше требованиям, можно считать метод, впервые предложенный Абаевым и Корнфельдом в 1964 году [5]. В этом методе образец в виде прямоугольной пластины устанавливается горизонтально в точках узлов изгибных колебаний на две кварцевые нити толщиной 70 мкм, прикрепленные к плоскому кварцевому ос-

нованию с нанесенными двумя парами пленочных электродов. Одна пара электродов предназначена для возбуждения электростатическим способом изгибных колебаний, другая для их регистрации.

Этот метод отличается низким собственным аппаратурным фоном, отсутствием неконтролируемых механических напряжений в образце, возможностью изменять частоту и температуру в широком интервале значений, а также возможностями для его дальнейшего усовершенствования. Возбуждение и регистрацию колебаний в случае работы с полупроводниками наиболее удобно осуществлять именно электростатическим способом, применимом в широком интервале частот и температур и обладающим малым вносимым затуханием [3]. Более подробно конструкция такого типа будет рассмотрена ниже при изложении усовершенствованного варианта подобной установки.

1.1. Низкофоновая установка для измерения внутреннего трения в полупроводниках

1.1.1. Конструкция установки

Метод изгибных колебаний, положенный в основу работы базовой установки для измерения ВТ, описан в работах [2 – 4].

Изгибные колебания возникают в стержнях при условии, что длина звуковой волны λ для данной частоты много больше толщины образца h . Чтобы не учитывать влияние инерции вращения элемента стержня при его изгибе, толщина стержня должна быть много меньше его длины l . Скорость распространения изгибных волн зависит от формы и размеров стержня, свойств и плотности его материала ρ и в случае стержня прямоугольного сечения описывается [2] выражением

$$v = K \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \frac{h}{\sqrt{3}}, \quad (1.1)$$

где $K = 2\pi/\lambda$ – волновое число; E – модуль Юнга.

Частота собственных изгибных колебаний определяется по формуле

$$f_N = K_N \cdot \frac{hv}{l^2}, \quad (1.2)$$

где v – скорость изгибных волн; K_N – коэффициент, зависящий от номера гармоники. Для $N = 1$ коэффициент имеет значение $K_N = 1,03$.

Как видно из (1.2), частоту изгибных колебаний можно менять, варьируя h и l , причем более эффективным является изменение l .

Режим свободных колебаний будет обеспечиваться при условии, что точки опоры стержня находятся в узлах колебаний. В случае $N = 1$, когда возбуждается основной тон колебаний, имеются два узла, каждый из которых отстоит от ближайшего конца стержня на расстоянии, равном $0,224 l$. Таким образом, при изменении длины стержня l необходимо изменять расстояние между опорами.

Предложенный Абаевым и Корнфельдом [5] усовершенствованный вариант установки Ферстера для измерения ВТ в прямоугольных пластинах показан на рис. 1.1.

Образец 2 в виде пластины прямоугольного сечения опирается на кварцевые нити 3 (в точках узлов изгибных колебаний), неподвижно закрепленные на плоском кварцевом основании 5 с пленочными возбуждающим 1 и регистрирующим 4 электродами. Такая система установки образца при электростатическом методе возбуждения и регистрации изгибных колебаний обеспечивает низкий аппаратный фон,

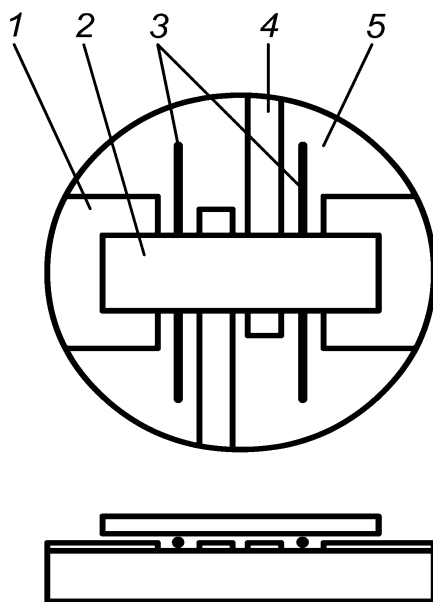


Рис. 1.1. Узел установки образца модернизированной установки Ферстера для измерения ВТ

отсутствие неконтролируемых деформаций, широкий температурный диапазон, а также удобство и экспрессность процесса установки и снятия образцов. Однако для определения параметров релаксационных максимумов ВТ требуется изменение частоты механических колебаний образца. Как отмечалось выше, наиболее эффективным методом изменения частоты основной моды изгибных колебаний бруска является изменение длины l , а значит, возникает необходимость в использовании нескольких кварцевых оснований с различным расстоянием между опорами (кварцевыми нитями) и их частой смене. Это вызывает большие неудобства и приводит к случайным поломкам тонких (порядка 70 мкм) кварцевых нитей, а также удлиняет время измерения за счет операции замены держателей образцов и создания электрических контактов к электро-

дам. Ниже описана конструкция узла установки образца, свободная от указанных недостатков [6]. Это устройство представляет собой узел поддержки образца с возбуждающим и регистрирующим электродами с переменным расстоянием между опорами. Конструкция устройства показана на рис. 1.2.

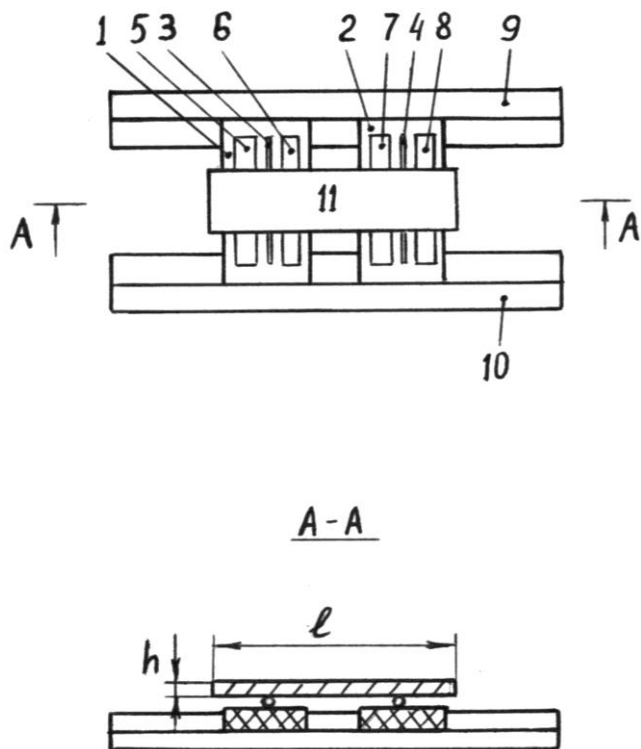


Рис. 1.2. Узел поддержки образца:
 1, 2 – кварцевые пластины; 3, 4 – кварцевые нити;
 5 – 8 – пленочные электроды; 9, 10 – кварцевые направляющие; 11 – измеряемый образец

Устройство содержит кварцевое основание, состоящее из плоских прямоугольных пластин 1, 2, на которых закреплены прямые кварцевые нити 3, 4 (диаметром порядка 50 мкм) и нанесены пленочные серебряные электроды 5 – 8, а также кварцевые направляющие 9, 10. Исследуемый образец 11 устанавливается на кварцевые нити 3, 4 в узловых точках колебаний, отстоящих от торцов образца на расстоянии $0,224 l$, где l – длина образца 11.

Пластины 1, 2 установлены на направляющих 9, 10 в одной плоскости с возможностью изменения расстояния между ними в направлении длины образца 11, что позволяет изменять ВТ в образцах различной длины, т. е. изменять частоту колебаний в относительно широких пределах (в 15 – 20 раз) без изменения толщины образца. Последнее достоинство установки весьма удобно при определении, например, энергии активации релаксационных процессов по частотному сдвигу пиков ВТ. С целью повышения достоверности в определении энергии активации такой сдвиг желательно осуществлять на одном образце. В данном случае это легко реализовать, последовательно укорачивая образец и изменяя соответственно расстояние между опорами. Электрод 6 является возбуждающим, электрод 8 – регистрирующим, а электроды 5 и 7 заземлены. Токовыми выводами являются тонкие посеребренные проволоки, которые подсоединены к электродам посредством вжигания серебряной пасты. Такое соединение обладает хорошей механической прочностью и малым переходным сопротивлением. Образец устанавливался на опоры с помощью пластмассового пинцета во избежание механических повреждений поверхности полупроводникового кристалла.

Описанный узел поддержки образца исключает неконтролируемые механические деформации при закреплении образца, обладает низким вносимым затуханием, возможностью изменять частоту колебаний в достаточно широких пределах (15 – 20 раз) и отличается удобством процедуры установки

образца и изменения частоты колебаний.

Для снижения демпфирования изгибных колебаний образца атмосферным воздухом внутреннее трение измеряется в вакуумной камере, схема которой показана на рис. 1.3.

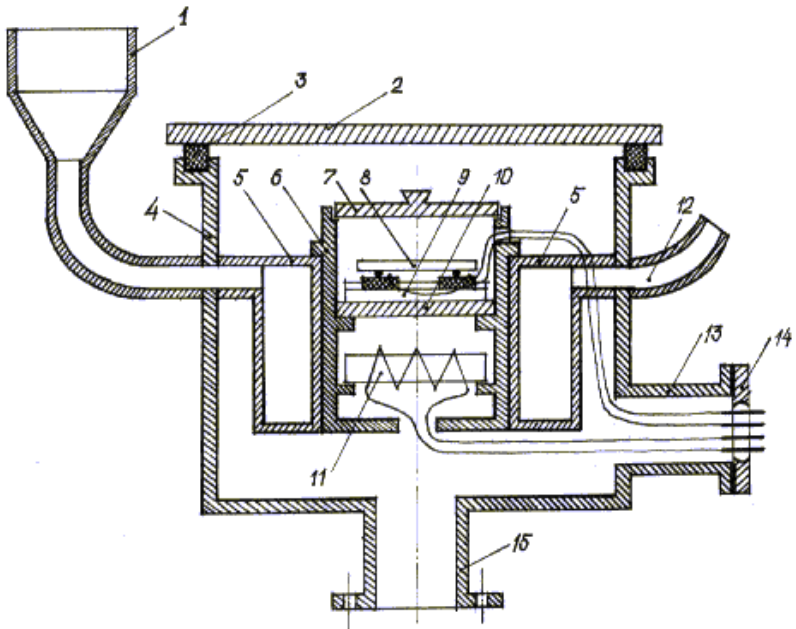


Рис. 1.3. Схема измерительной вакуумной камеры установки для измерения внутреннего трения:

- 1 – горловина; 2 – крышка корпуса; 3 – прокладка; 4 – корпус;
- 5 – резервуар для заливки жидкого азота; 6 – головка;
- 7 – крышка головки; 8 – образец; 9 – узел поддержки образца;
- 10 – медная пластина; 11 – нагревательная печь; 12 – сопло;
- 13 – штуцер; 14 – вакуумный разъем

В корпусе вакуумной камеры 4, которая герметично соединяется с крышкой 2 прокладкой из вакуумной резины 3,

располагается закрытый резервуар 5 для заливки жидкого азота через горловину 1, металлическая головка 6 с крышкой 7. Внутри головки помещается печь 11 для нагрева образца 8, узел поддержки образца 9, установленный на металлической пластине 10. Из замкнутого резервуара 5 пары азота удаляются через сопло 12. Электрические выводы от электродов узла поддержки образца 9, обмотки нагревательной печи 11, а также выводы термопары (на схеме не показаны) соединяются с электрической схемой установки через вакуумный разъем 14, герметично припаянный к штуцеру 13. Откачивание рабочего объема камеры 4 до давления порядка 10^{-3} мм рт. ст. осуществляется через штуцер 15.

Кроме головки 6, крышки 7, пластины 10, изготовленных из меди с целью обеспечения равномерного прогрева образца 8, все остальные конструктивные металлические элементы сделаны из нержавеющей стали, имеющей относительно малый коэффициент теплопроводности. Это позволяет защитить от чрезмерного разогрева и охлаждения в процессе измерения резиновую прокладку 3, разъем 14, а также уплотнительную прокладку в соединении штуцера 15 с вакуумной системой.

Температура образца контролируется с помощью расположенной вблизи термопары хромель-алюмель.

Система охлаждения образца позволяет при малом количестве заливаемого жидкого азота достигать температуры 140 К за сравнительно короткое время (30 мин). Скорость охлаждения регулируется количеством заливаемого азота.

Нагрев образца производится с помощью печи 11 с молибденовой бифилярной обмоткой, намотанной на кварцевый каркас, подключаемой к регулируемому источнику постоянного напряжения типа ВСП–30.

Скорость охлаждения и нагрева образца при измерениях обычно составляет 1 – 1,5 град/мин в интервале рабочих температур 140 – 600 К.

1.1.2. Структура электрической части установки для измерения внутреннего трения

В состав электрических блоков установки входят как стандартные измерительные приборы, так и блоки, специально разработанные для данной установки. Структурная схема электрической части установки показана на рис. 1.4.

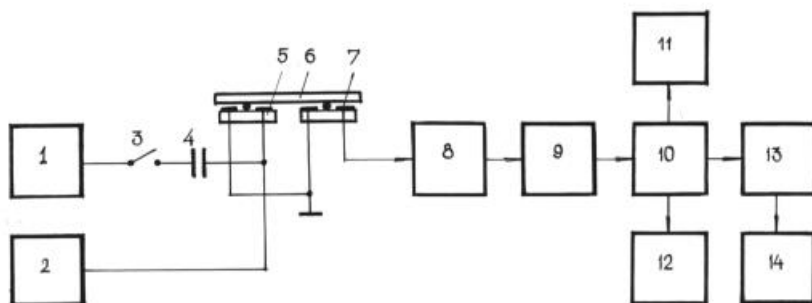


Рис. 1.4. Структурная схема электрической части установки для измерения ВТ:

- 1 – генератор низкой частоты; 2 – источник постоянного напряжения; 3 – ключ; 4 – разделительный конденсатор;
- 5 – возбуждающий электрод; 6 – измеряемый образец;
- 7 – регистрирующий электрод; 8 – генератор высокой частоты; 9 – измеритель частотной модуляции;
- 10 – селективный усилитель; 11 – осциллограф;
- 12 – частотомер; 13 – амплитудный дискриминатор;
- 14 – электронный счетчик

Переменное напряжение с генератора 1 типа ГЗ-33 подается на возбуждающий электрод 5 через ключ 3, отключающий возбуждающее напряжение в момент измерения ВТ, и конденсатор 4. На электрод 5 поступает также постоянное напряжение (120 В) с источника питания 2 для создания ре-

жима постоянного смещения при изгибных колебаниях образца 5. Конденсатор 4 позволяет предотвратить попадание постоянного напряжения в выходные цепи генератора 1. Использование режима постоянного смещения обусловлено тем, что для возбуждения достаточной амплитуды колебаний образца при отсутствии постоянного смещения требуется амплитуда возбуждающего напряжения около 150 В [6]. Это создает опасность электрического пробоя между электродами при размыкании цепи возбуждения колебаний и выхода из строя электрической схемы устройства, а также создает помехи в измерительной части установки. Применение же постоянного смещения [3] позволяет на порядок снизить величину возбуждающего напряжения и значительно упростить схему, отказавшись от высоковольтных усилителей возбуждающего напряжения, которые использовались в более ранней установке для измерения внутреннего трения твердых тел [5, 7].

При колебаниях образца 6 (рис. 1.4) изменяется емкость, образованная регистрирующим электродом 7, образцом 6 и заземленными электродами. Эта емкость входит в колебательный контур генератора высокой частоты 8, собранного на транзисторе КП 303, и ее изменение приводило к частотной модуляции выходного сигнала генератора. С помощью измерителя модуляции 9 типа СКЗ-46 выделяется сигнал, пропорциональный амплитуде изгибных колебаний образца 6, а селективным усилителем 10, собранным на основе операционных усилителей К140УД8А, сигнал отделяется от помех и наводок. Осциллографом 11 типа С1-72 и частотомером 12 типа ЧЗ-34 контролируется соответственно форма и частота сигнала. К выходу усилителя 10 также подключен амплитудный дискриминатор 13, собранный на интегральных компараторах К521СА3, который вырабатывает импульсы с частотой входного сигнала, запускает счетчик 14 типа Ф5129 при амплитуде сигнала на входе дискриминатора ниже верхнего порога $U_1 = 1$ В и отключает счетчик 14 при амплитуде сигнала

меньше порога $U_2 = 0,5$ В. Для снижения погрешности измерения ВТ значения пороговых напряжений U_1 и U_2 жестко стабилизируются в схеме дискриминатора. Соотношение пороговых напряжений U_1 и U_2 выбраны как компромисс между получением максимального количества измеряемых колебаний (повышающего точность измерения) и помехозащищенностью (определяемой уровнем нижнего порога U_2).

Процесс измерения ВТ заключается в настройке частоты генератора 1 на частоту собственных изгибных колебаний образца 6, отключении возбуждающего напряжения ключом 3 и измерении счетчиком 14 количества свободно-затухающих колебаний N между верхним и нижним порогом дискриминатором 13. Внутреннее трение определяется [2] по формуле

$$Q^{-1} = \frac{1}{\pi N} \cdot \ln \frac{U_1}{U_2}. \quad (1.3)$$

При указанных значениях порогов

$$Q^{-1} = \frac{0,22}{N}. \quad (1.4)$$

Частота колебаний фиксируется по показаниям частотомера 12.

1.2. Анализ погрешности измерения внутреннего трения

Ошибка измерения ВТ складывается из погрешности измерительных приборов, погрешности метода расчета и случайной ошибки, связанной с неконтролируемыми изменениями условий окружающей среды и субъективными особенностями экспериментатора. Первый тип ошибок в описанной установке обусловлен погрешностью измерения частоты и количества колебаний. Погрешность измерения частоты вслед-

ствие применения цифровых приборов мала и составляет примерно 0,02 %. При определении ВТ методом свободно-затухающих колебаний и подсчете числа N между фиксированными порогами амплитуды U_1 и U_2 ошибка измерения определяется стабильностью порогов и возможностью подсчета $\Delta N = \pm 1$ и определяется [1] по формуле

$$\frac{\Delta Q^{-1}}{Q^{-1}} = \frac{\Delta U_1}{U_1 \ln \frac{U_1}{U_2}} + \frac{\Delta U_2}{U_2 \ln \frac{U_1}{U_2}} + \frac{\Delta N}{N}. \quad (1.5)$$

Так как количество колебаний при измерениях было не ниже 200, то последняя составляющая погрешности не превышала 0,5 %. Величины U_1 , U_2 стабилизировались в схеме дискриминатора с точностью порядка 0,3 %. Подставляя эти значения в (1.5), получаем: $\Delta Q^{-1}/Q^{-1} = 1,4$ %.

Ошибка при определении энергии активации релаксационных процессов зависит от точности измерения температуры. При измерении ВТ в области максимума погрешность измерения увеличивается вследствие резкого изменения величины ВТ и определяется [1] по формуле

$$\frac{\Delta Q_{\max}^{-1}}{Q_{\max}^{-1}} = 0,4 E_A \frac{\Delta T Q_{\max}^{-1}}{RT^2 Q^{-1}}, \quad (1.6)$$

где Q_{\max}^{-1} – высота пика ВТ; E_A – энергия активации релаксационного процесса; R – универсальная газовая постоянная; ΔT – абсолютная ошибка в определении температуры; Q^{-1} – значение ВТ при температуре T . Для пиков ВТ, рассматриваемых в настоящем пособии, величина ошибки, вычисленная по формуле (1.6), не превысила 10 %.

Случайные ошибки, связанные с изменением окружающей

среды и субъективными особенностями экспериментатора, можно уменьшить проведением многократных измерений. При средней скорости изменения температуры 1 – 1,5 град/мин и времени одного акта измерения 5 – 7 с, характерных для описанной установки, это было легко обеспечить.

1.3. Дополнительные методики

Для измерения акустооптических свойств полупроводников можно использовать описанную выше установку ВТ, в блоке измерительной вакуумной камеры которой (рис. 1.3) вместо металлической крышки 2 использовать такого же диаметра крышку из кварцевого стекла толщиной 10 мм, а крышку 7 удалить. В процессе измерения ВТ исследуемый образец будет облучаться светом от кинолампы мощностью 250 Вт, прошедшим через монохроматор спектрометра ИКС – 12. Таким образом можно исследовать как спектральную зависимость величины изменения ВТ при освещении на фиксированной температуре и при фиксированных уровнях освещенности, так и кинетику ВТ при оптическом облучении полупроводника прямоугольными импульсами света.

1.4. Подготовка образцов для измерений

Процедура обработки образцов для измерения ВТ заключается в следующем. Слитки, выращенные по методу Чохральского, разрезаются на пластины толщиной 0,4 – 1 мм таким образом, чтобы их плоскости имели различные кристаллографические ориентации – (100), (110) и (111). Из пластин вырезаются образцы в виде прямоугольных пластин, длинной осью ориентированные в одном из направлений $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$. Затем производится шлифовка поверхностей образцов абразивными порошками при последовательном снижении

размера зерна от 26 до 5 мкм с целью придания поверхностям параллельности и уменьшения глубины нарушенного поверхностного слоя. При необходимости образцы дополнительно могут быть отполированы пастами с размерами зерна 3; 1 и 0,5 мкм. После механической обработки проводится финишная химико-динамическая полировка поверхности на глубину 10 – 15 мкм. Используются химические травители следующего состава:

для InAs – $\text{HNO}_3:\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$;

для GaAs – $3\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$;

для GaP – $3\text{HNO}_3:\text{HCl}$;

для InP – $3\text{HCl}:\text{HNO}_3$.

Такая методика подготовки образцов позволяет избавиться от вклада потерь на поверхностных дефектах в величину ВТ образца. При этом фон ВТ в исследуемом диапазоне температур и частот определялся, в основном, термоупругим затуханием [3] и зависит от линейных размеров образцов и частоты их колебаний. С увеличением толщины образцов величина термоупругих потерь при изгибных колебаниях в звуковом диапазоне частот уменьшается. Однако при этом возникают трудности возбуждения колебаний, особенно в случае высокоомных материалов. С учетом этого оптимальными размерами исследуемых образцов, обеспечивающими достаточно низкий термоупругий фон ВТ и возможность работы с ними в широком диапазоне частот колебаний являются следующие: длина 10 – 30 мм; ширина 2 – 10 мм; толщина 0,3 – 1,2 мм. Наиболее часто используемые на практике образцы имеют размеры: $18 \times 6 \times 0,8$ мм.

2. Затухание звука в полупроводниках, обусловленное электронной релаксацией

2.1. Механизмы затухания звука в полупроводниках

Взаимодействие между акустической волной и подвижными зарядами является одной из причин затухания звука в полупроводниках. Известны три наиболее важных типа механизмов связи между акустической волной и электронной системой в полупроводниках [3].

Первый механизм такой связи осуществляется в многодолинных полупроводниках. При растяжении или сжатии в одном из направлений полупроводника с осью симметрии четвертого порядка энергии поверхностей, расположенных вдоль различных осей, будут неэквивалентны друг другу. При этом часть электронов перейдет из одной долины в другую за время междолинного перехода, являющегося временем релаксации, то есть произойдет процесс “междолинного рассеяния”. Второй механизм акустоэлектронной связи обусловлен тем, что деформация, прикладываемая к полупроводниковому кристаллу, изменяет ширину запрещенной зоны, а, следовательно, и плотность носителей заряда. Если деформация является переменной, то при определенной частоте акустических колебаний, близкой к обратному времени релаксации носителей заряда, будет иметь место поглощение акустической энергии. Третий механизм связи между акустической волной и носителями заряда существует в пьезоэлектрических полупроводниках, не имеющих центра инверсии. Подвижные носители заряда будут двигаться в пьезоэлектрическом поле звуковой волны и скапливаться в местах с минимальным потенциалом. Это приводит к возникновению электрического тока, называемого “акустоэлектрическим током”, который отстает по фазе от деформации, что приводит к затуханию акустической волны.

Электронная релаксация по механизму междолинного рассеяния изменяет упругие постоянные в направлении, зависящем от направления долин. Известно, что долины зоны проводимости в германии лежат в направлении $\langle 111 \rangle$, в кремнии $\langle 100 \rangle$ [3], следовательно, для этих полупроводников значительное затухание будет наблюдаться для деформаций, содержащих упругий модуль соответствующего направления. Это подтверждается экспериментальными результатами изучения поглощения звука в килогерцевом диапазоне частот в сильно легированных кристаллах [8]. На ультразвуковых частотах, близких к обратной величине междолинного времени рассеяния может иметь место максимум внутреннего трения, обусловленный электронной релаксацией, по параметрам которого можно определить значения времени междолинной релаксации [9, 10]. Величина релаксации зависит от степени легирования полупроводника и не зависит от температуры вплоть до 300 К. Времена релаксации имеют значения: для германия – $(2,3 - 4) \cdot 10^{-13}$ с; для кремния – 10^{-13} с [10].

Взаимодействие звука с носителями заряда в пьезополупроводниках может осуществляться как через деформационный потенциал, так и через пьезоэффект [11]. Поглощение звука через деформационный потенциал заметно проявляется в гиперзвуковом диапазоне частот и возрастает с увеличением частоты. На частотах звука ниже 10^{11} Гц в пьезополупроводниках величина пьезопотенциала превосходит величину деформационного потенциала, и поглощение звука на носителях заряда обуславливается, в основном, релаксацией носителей в пьезоэлектрическом поле.

Наиболее интересными с точки зрения исследования акустоэлектрических эффектов являются соединения групп A^2B^6 и A^3B^5 , причем первые в силу большего эффективного ионного заряда [12] обладают более сильными пьезоэлектрическими свойствами по сравнению с соединениями группы A^3B^5 . Это обстоятельство явилось причиной того, что

наибольшее количество исследований, посвященных изучению взаимодействия акустических колебаний с носителями заряда в пьезополупроводниках, выполнено на материалах A^2B^6 . Из них в первую очередь следует выделить сульфид кадмия и селенид кадмия, технология получения монокристаллов которых в настоящее время наиболее разработана. К числу перспективных материалов указанной группы относятся также теллуриды кадмия и цинка, а также окись цинка, имеющие гексагональную структуру кристаллической решетки.

Авторы работ [13, 14] исследовали поглощение звука в образцах CdS и CdSe в функции от электропроводности. Электропроводность измерялась как на постоянном, так и на переменном токе и регулировалась освещением образца и изменением температуры в интервале 300 – 1000 К. На зависимостях коэффициента поглощения звука α от температуры и освещенности наблюдались релаксационные максимумы, причем поведение α оказалось существенно различным в зависимости от способа регулирования электропроводности – температурой или подсветкой. Кроме того, в различных образцах монокристаллов сульфида кадмия с одинаковыми коэффициентами электромеханической связи высоты максимумов α в функции от электропроводности на одинаковых частотах были различны. А значения электропроводности, соответствующие максимумам α в функции от температуры, смещены в сторону больших значений по сравнению со значениями электропроводности, отвечающими максимумам α в функции от освещенности. Характерной особенностью наблюдавшихся максимумов α является также тот факт, что их положение на шкале электропроводности не совпадает со значениями, вычисленными из условия максвелловской релаксации.

Эти экспериментальные результаты невозможно объяснить в рамках теорий поглощения звука в однородных пьезополупроводниках. В связи с этим авторами был предложен

новый механизм поглощения звука в легированных компенсированных пьезополупроводниках, связанный с перераспределением электронов по донорам путем прыжков в электрическом поле упругой волны. Был рассчитан коэффициент поглощения звука с учетом внутреннего случайного крупномасштабного потенциала, возникающего вследствие флуктуации концентрации примесей. Указанный механизм, по утверждению авторов, выключается в случае слаболегированных компенсированных пьезополупроводников, когда велики значения случайного среднеквадратичного потенциала. В сильно легированных компенсированных полупроводниках α оказывается отличными от нуля за счет поляризации электронных капель.

Несмотря на то, что акустоэлектрические эффекты в полупроводниках группы A^3B^5 менее выражены, чем в соединениях типа A^2B^6 , перспективность материалов группы A^3B^5 для современной полупроводниковой электроники, вследствие уникальности их электрических и оптических свойств, обуславливает потребность в изучении процессов релаксации носителей заряда в пьезоэлектрическом поле с целью создания новых методов контроля параметров этих материалов и новых типов акустоэлектронных приборов.

Возможно существование трех механизмов, обуславливающих пьезоэлектричество в соединениях A^3B^5 :

- смещение ионизированных атомов кристаллической решетки;
- смещение электронных зарядов, окружающих ионизированные атомы решетки;
- изменение степени ионизации химической связи под действием упругой деформации [15].

Пьезоэлектрические свойства полупроводниковых кристаллов характеризуются коэффициентом электромеханической связи k_{14} , который определяется величиной эффективного ионного заряда q^*/q . Получено достаточно простое соот-

ношение между величинами коэффициента электромеханической связи и эффективного ионного заряда $k_{14} = 0,2q^*/q$ [16].

В настоящее время из соединений A^3B^5 наиболее перспективным с точки зрения изучения и использования акустоэлектрических эффектов является арсенид галлия, обладающий значительной подвижностью носителей заряда при комнатной температуре и сравнительно высокими пьезоэлектрическими свойствами.

Известно, что увеличение удельного сопротивления пьезополупроводника вызывает усиление пьезоэффекта, что может приводить к изменению поглощения звука через пьезопотенциал. Изменяя электропроводность пьезополупроводникового кристалла при помощи излучения, вызывающего внутренний фотоэффект, например, освещения с длиной волны порядка ширины запрещенной зоны, можно изменять параметры акустоэлектронного взаимодействия, а, следовательно, и величину затухания звуковой волны.

2.2. Внутреннее трение в высокоомных полупроводниках A^3B^5

Известно сравнительно немного опубликованных работ, посвященных исследованию внутреннего трения в полуизолирующих полупроводниках с удельным сопротивлением ρ больше, чем 10^2 Ом·см. Это можно объяснить несколькими причинами. Во-первых, традиционно основное внимание уделялось исследованию акустического поглощения на свободных носителях, которое наиболее интенсивно проявляется на ультразвуковых и гиперзвуковых частотах в сильно проводящих полупроводниках. Во-вторых, существовали методические трудности, связанные со сложностью возбуждения акустических колебаний в слабо проводящем полупроводнике при одновременном обеспечении низкого вносимого затухания. Кроме того, при измерении акустоэлектронного погло-

щения в пьезоэлектрических полупроводниках недопустим механический зажим образца при его закреплении в силу возникающих при этом неконтролируемых деформационных эффектов. К числу требований при проведении подобных исследований относится также необходимость диэлектрической изоляции образца от элементов конструкции.

Создание специальной низкофоновой установки для измерения ВТ в монокристаллических полупроводниках [5, 6] позволило проводить измерения ВТ в полупроводниках с удельным сопротивлением до 10^9 Ом·см при собственном аппаратном фоне ВТ порядка 10^{-7} при полной диэлектрической изоляции и отсутствии механического зажима образца

Как известно, полупроводниковые монокристаллы группы A^3B^5 обладают сравнительно сильными пьезоэлектрическими свойствами. Поэтому в таких материалах, для которых существенным является взаимодействие макроскопической деформации кристаллической решетки с электронной подсистемой, могут возникать аномалии акустического поглощения, связанные с релаксационным перераспределением носителей заряда в пьезоэлектрическом поле. Ниже представлены результаты исследования ВТ в высокоомных полупроводниках A^3B^5 – арсениде галлия, фосфиде галлия и фосфиде индия, легированных металлами переходной группы. Эти материалы характеризуются достаточно большим пьезомодулем и одновременно относятся к числу широкозонных полупроводников, в формировании электрических и оптических свойств которых важную роль играют глубокие примесные центры, создаваемые примесями металлов переходной группы.

В работах [17, 18] впервые был описан эффект поглощения звука в полуизолирующих полупроводниках A^3B^5 , легированных примесями переходных металлов, при котором акустическое затухание в объеме образца возрастало при понижении концентрации свободных носителей заряда. Особенностью полупроводников данного типа является наличие боль-

шого количества глубоких ловушек, роль которых выполняют примесные центры переходных металлов. При не слишком высокой температуре такие центры, захватывая на себя свободные носители заряда, обеспечивают высокое удельное сопротивление полупроводника. В результате электрическая проводимость материала оказывается, как бы, компенсирована путем локализации электронов проводимости на глубоких ловушках. Таким образом, создается ситуация, при которой возникающее при деформации образца пьезоэлектрическое поле, пронизывает объем высокоомного материала. При термической или оптической ионизации носителей заряда с глубоких центров это поле взаимодействует с ними, что и приводит к рассеянию энергии акустических колебаний через пьезопотенциал. То есть, наличие глубоких центров создает условия для проявления пьезоэлектрических свойств полупроводниковых соединений.

Ниже приведены результаты исследований внутреннего трения в монокристаллах полуизолирующих GaAs, GaP и InP, выращенных методом Чохральского и легированных в расплаве примесями переходных металлов, а также нелегированного GaAs, выращенного при избыточном давлении инертного газа. Некоторые образцы были также легированы диффузионным путем. Удельное сопротивление исследованных материалов лежало в интервале $10^2 - 10^9$ Ом·см. ВТ измерялось по затуханию изгибных колебаний пластины полупроводника с характерными размерами $18 \times 6 \times 0,8$ мм³. Пластины имели ориентацию плоскости: (100), (110) или (111) и ориентацию длинной грани вдоль одного из направлений: $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ или $\langle 111 \rangle$.

Для определения кристаллографической ориентационной зависимости акустического поглощения необходимо исследовать образцы с различной ориентацией плоскости и различными кристаллографическими направлениями длинной грани образца (в различных сочетаниях). При изгибных коле-

баниях прямоугольной пластины в направлении длинной грани образца возникает деформация напряжения – сжатия. Это направление в образце принято считать направлением деформации образца. Изменение ориентации плоскости образца при неизменной ориентации его длинной грани позволяет определить особенности ориентационной зависимости акустического поглощения, связанные с анизотропией пьезоэлектрических свойств исследуемых кристаллов.

На температурной зависимости ВТ полуизолирующих образцов GaAs, GaP и InP с ориентацией плоскости (100), и ориентацией длинной грани вдоль направления $\langle 110 \rangle$ в килогерцевом диапазоне частот наблюдается ряд пиков дебаевской формы [1, 3] в интервале температур $180 \div 600$ К. На рис. 2.1 показан вид таких пиков ВТ для образцов GaAs, легированных одной из примесей: Fe, Cr, Co, а также GaAs специально не легированного; на рис. 2.2 – для GaP, легированного Co, Cu, Mn, Fe, Ni, Cr; на рис. 2.3 – для InP, легированного Fe.

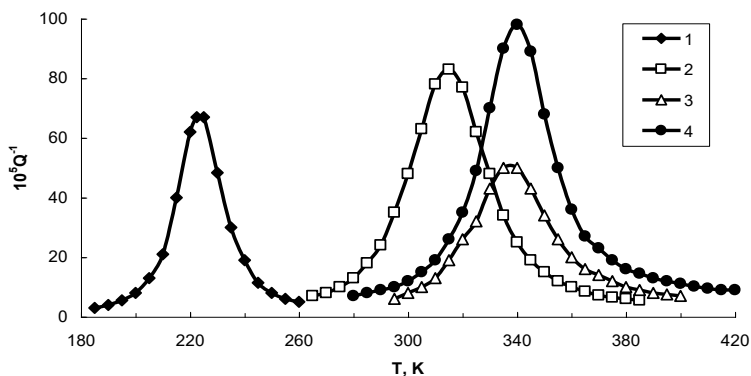
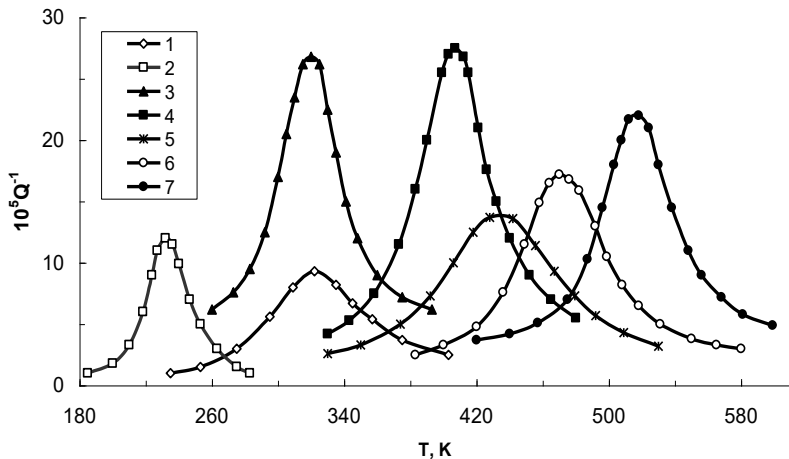


Рис. 2.1. Температурная зависимость ВТ в различных типах полуизолирующего арсенида галлия: 1 – GaAs <Fe>; 2 – GaAs, специально не легированный; 3 – GaAs <Co>; 4 – GaAs <Cr>. Ориентация образцов: (100), $\langle 110 \rangle$. Частоты изгибных колебаний образцов приведены в табл. 2.1

Таблица 2.1

Характеристики пиков внутреннего трения в полупроводниках A^3B^5 , легированных примесями переходных металлов

Материал	Тип примеси	Удельное сопротивление, Ом·см	Частота механических колебаний, кГц	Температура пика ВТ, К	Энергия активации релаксационного процесса, $\pm 0,02$ эВ	Частотный фактор τ_0 , с ⁻¹
GaAs	Fe	$1,2 \cdot 10^7$	8,5	223	0,52	$2 \cdot 10^{15}$
	–	$5,6 \cdot 10^7$	6,8	312	0,66	$2 \cdot 10^{15}$
	Co	$9,3 \cdot 10^6$	14,4	337	0,53	$1 \cdot 10^{13}$
	Cr	$5,0 \cdot 10^7$	15,0	348	0,76	$1 \cdot 10^{15}$
GaP	Co	$3,4 \cdot 10^5$	17,0	231	0,41	$1 \cdot 10^{14}$
	Cu	$1,5 \cdot 10^7$	8,2	326	0,60	$2 \cdot 10^{14}$
	Mn	$1,0 \cdot 10^9$	31,0	323	0,43	$1 \cdot 10^{12}$
	Fe	$5,3 \cdot 10^6$	13,4	398	0,87	$7 \cdot 10^{15}$
	Ni	$1,0 \cdot 10^9$	18,6	433	0,57	$6 \cdot 10^{11}$
	Cr (1)	$1,0 \cdot 10^9$	21,0	468	0,85	$2 \cdot 10^{14}$
	Cr (2)	–	17,5	516	1,2	$7 \cdot 10^{16}$
InP	Fe	$1,0 \cdot 10^5$	9,2	306	0,56	$1 \cdot 10^{14}$



Р

ис. 2.2. Температурная зависимость ВТ в фосфиде галлия, легированном переходными металлами:

1 – Cu; 2 – Co; 3 – Mn; 4 – Fe; 5 – Ni; 6 – Cr (1); 7 – Cr (2).

Ориентация образцов: (100), $\langle 110 \rangle$. Частоты изгибных колебаний образцов приведены в табл. 2.1

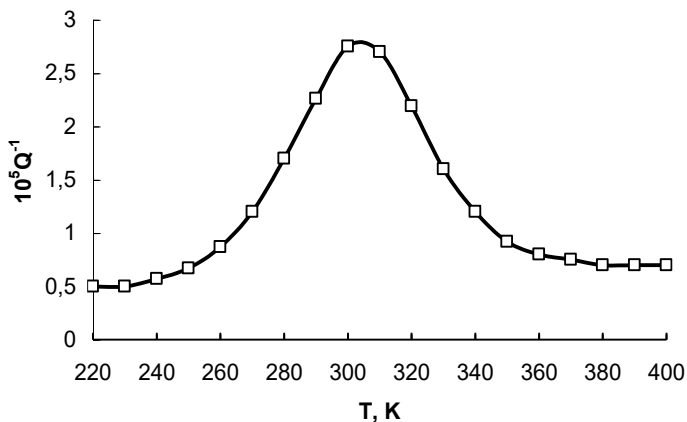


Рис. 2.3. Температурная зависимость ВТ в фосфиде индия, легированном железом. Ориентация образцов: (100), $\langle 110 \rangle$.

Частота изгибных колебаний 9,2 кГц

Из рис. 2.1 – 2.3 видно, что каждому типу примеси соответствует один определенный пик ВТ, за исключением примеси хрома в GaP, которой соответствует два пика на различных температурах: один – в диффузионно-легированных образцах, другой – при легировании в расплаве. При изменении частоты колебаний пики смещаются по температуре, что позволяет определить энергии активации и частотные факторы релаксационных процессов, ответственных за возникновение этих пиков. Сводка параметров пиков ВТ приведена в табл. 2.1.

Если одновременно с температурной зависимостью ВТ измерить температурную зависимость частоты собственного механического резонанса образца f_0^2 , то на последней обнаружится перегиб вблизи пика ВТ. На рис. 2.4 представлены кривые зависимостей $f_0^2(T)$ и $Q^{-1}(T)$ для GaAs <Cr> ориентации <110>, (100),

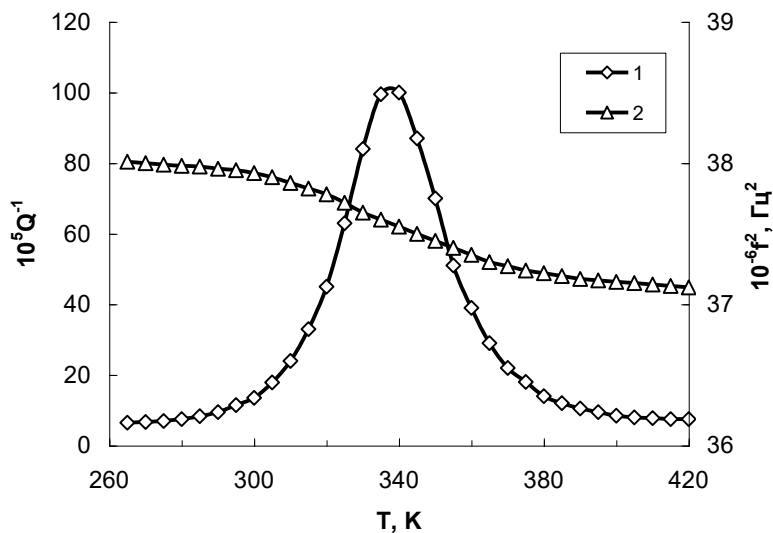


Рис. 2.4. Температурная зависимость ВТ (кривая 1) и квадрата частоты собственного механического резонанса f_0^2 (кривая 2) для GaAs <Cr> ориентации <110>, (100)

Квадрат частоты собственных механических колебаний, как известно [1 – 3], пропорционален модулю упругости материала M . что отражает поведение действительной части динамического модуля упругости при изменении температуры, в то время как пик ВТ характеризует температурную зависимость мнимой части этого модуля. Таким образом, представленные пика ВТ являются типичными для дебаевских процессов неупругой релаксации [1 – 3].

Все пики, представленные на рис. 2.1 – 2.3, характеризуются необычной кристаллографической ориентационной зависимостью с сильной анизотропией акустического поглощения вдоль направления $\langle 110 \rangle$. На рис. 2.5 показана подобная зависимость для GaAs $\langle \text{Cr} \rangle$, из которой видно, что для образцов с ориентацией длинной грани вдоль направления $\langle 110 \rangle$ {при ориентации плоскости образца (100)} высота пика ВТ примерно в 30 раз больше, чем для ориентации вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$.

Ниже будут приведены экспериментальные данные, свидетельствующие о корреляции высоты пика ВТ и концентрации компенсирующей примеси в GaAs $\langle \text{Cr} \rangle$. Если в связи с этим предположить, что обнаруженные пики ВТ обусловлены параупругой релаксацией точечных дефектов [1, 3], образованных атомами компенсирующей примеси, то величина неупругости (высота пика ВТ) для основных кристаллографических направлений должна соответствовать так называемым “правилам отбора для неупругой релаксации” [3]. Согласно этим правилам, для кристаллической решетки кубической симметрии существует ограниченное количество вариантов ориентационной зависимости для неупругой релаксации. Зависимость интенсивности релаксации от кристаллографических направлений, представленная на рис. 2.5, является по этим правилам “запрещенной”. Иначе говоря, в материалах с кристаллической решеткой кубической симметрии теоретически не существует таких упругих диполей, образованных

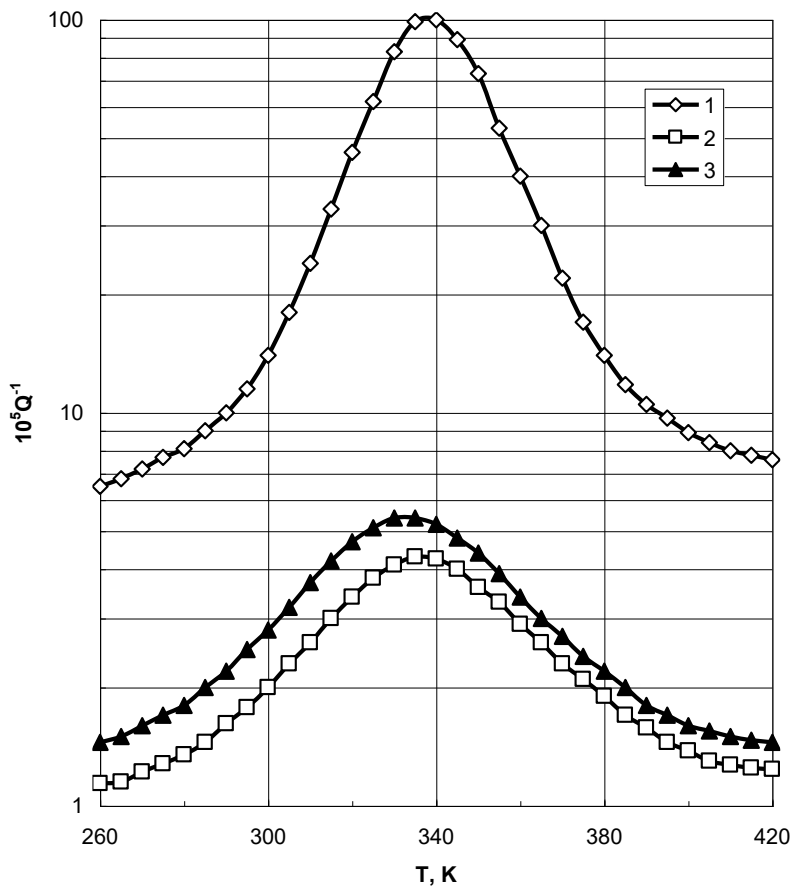


Рис. 2.5. Температурная зависимость ВТ в образцах GaAs $\langle Cr \rangle$ с различной ориентацией длинной грани:
 1 – $\langle 110 \rangle$ ($f_0 = 7,8$ кГц); 2 – $\langle 100 \rangle$ ($f_0 = 7,5$ кГц);
 3 – $\langle 111 \rangle$ ($f_0 = 6,2$ кГц).
 Ориентация плоскости образцов – (100)

точечными дефектами, для которых интенсивность неупругой релаксации в направлении $\langle 110 \rangle$ в десятки раз больше, чем в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Кроме того, в рамках представлений о параупругой релаксации структурных дефектов [3] невозможно объяснить еще одну необычную особенность ориентационной зависимости наблюдаемых пиков ВТ – влияние ориентации плоскости образца на высоту пика. Последняя в наших экспериментах увеличивалась в несколько раз при изменении ориентации плоскости в последовательности: (110), (111), (100), при неизменности ориентации длинной грани образца вдоль направления $\langle 110 \rangle$ (рис. 2.6). Аналогов такой ориентационной зависимости релаксационного пика ВТ в литературе обнаружено не было.

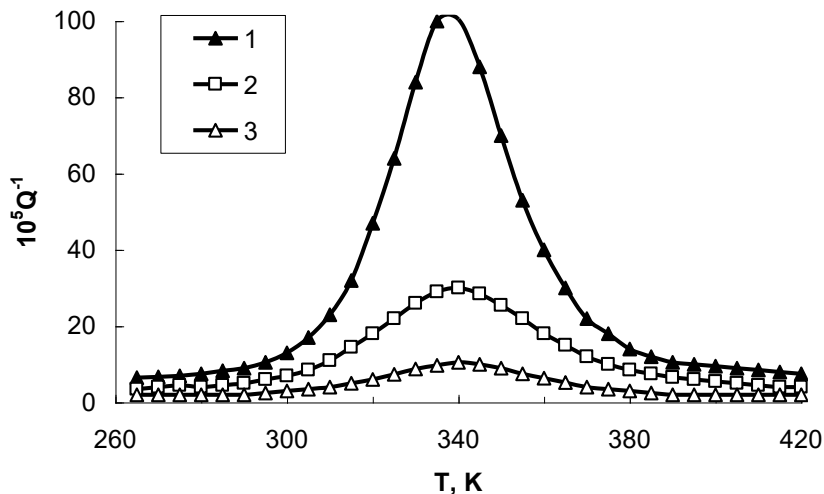


Рис. 2.6. Температурная зависимость ВТ в GaAs $\langle Cr \rangle$ с различной ориентацией плоскости образца: 1 – (100); 2 – (111); 3 – (110). Ориентация длинной грани образца – $\langle 110 \rangle$; $f_0 = 6,9$ кГц

Дополнительным свидетельством отсутствия прямой связи наблюдаемых релаксационных процессов с переориентацией упругих диполей, образованных точечными дефектами, указывает тот факт, что в GaAs <Cr> величина пика ВТ ($Q^{-1} = 10^{-3}$), согласно проведенным оценкам [17, 18], должна соответствовать концентрации точечных дефектов не менее чем 10^{19} см^{-3} . В то время как предельная растворимость хрома в арсениде галлия составляет величину порядка 10^{17} см^{-3} [19].

Как известно, в полупроводниковых монокристаллах наряду с точечными дефектами всегда в некотором количестве существуют различного рода дислокации, которые могут также приводить к возникновению релаксационных пиков на температурной зависимости ВТ [2]. С целью проверки возможного влияния дислокаций на параметры обнаруженных пиков ВТ были исследованы образцы GaAs <Cr>, пластически деформированные по методу трехточечного изгиба [7] при температуре 700 – 900 К. Плотность дислокаций определялась по количеству ямок травления, наблюдаемых в поле микроскопа МИМ-7 и выявляющих места выхода дислокаций на поверхность. Количество ямок травления подсчитывалось на каждой из сторон деформированной пластины и усреднялось. Пластическая деформация образца GaAs <Cr> ориентации <110>, (111) привела к увеличению плотности дислокаций на три порядка (с 10^4 до 10^7 см^{-2}), что, однако, не привело к изменению величины и положения пика ВТ на температурной шкале (рис. 2.7). Следовательно, наблюдаемые релаксационные процессы не имеют прямого отношения к дислокациям в объеме полупроводника.

Таким образом, можно сделать предварительный вывод, состоящий в том, что наблюдаемые пики ВТ в полуизолирующих GaAs, GaP и InP, легированных переходными металлами (рис. 2.1, 2.2), непосредственно не связаны с параупругой релаксацией точечных дефектов, а также не вызваны дислокационным затуханием. В то же время, анализ необычных

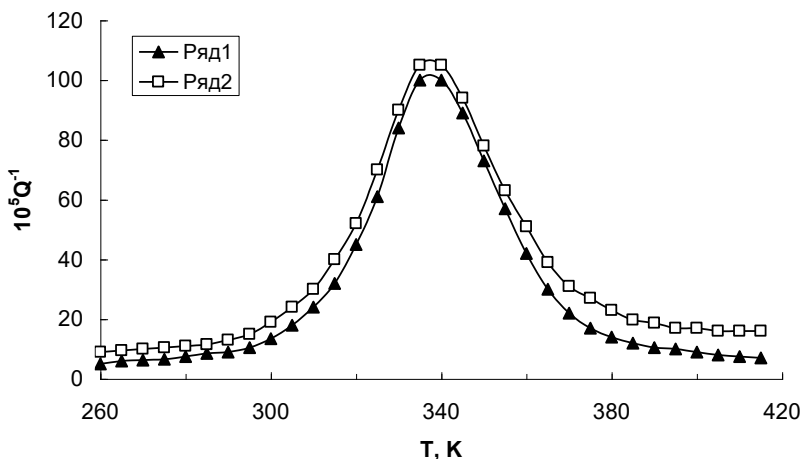


Рис. 2.7. Температурная зависимость ВТ в образцах GaAs <Cr> ориентации <110>, (111), $f_0 = 6,4$ кГц:
 1 – исходный (плотность дислокаций 10^4 см⁻²);
 2 – пластически деформированный (плотность дислокаций 10^7 см⁻²)

кристаллографических ориентационных характеристик пиков ВТ (рис. 2.5, 2.6) позволил сделать предположение о связи обнаруженного релаксационного акустического затухания с пьезоэлектрическими свойствами исследованных монокристаллов. Действительно, как показали эксперименты, максимальная высота пиков ВТ наблюдается при деформации образца именно в направлении <110>, являющемся пьезоактивным направлением в полупроводниках A^3B^5 с кристаллической решеткой типа сфалерита. Подробный анализ распределения пьезоэлектрического поля в объеме образца при изгибной деформации показал, что при ориентации длинной грани пластины в направлении <110> и ориентации ее плоскости вдоль (100) пьезоэлектрическое поле пронизывает максимальный объем образца. При такой же ориентации образца в наших

экспериментах наблюдался максимальный пик ВТ (рис. 2.5, кривая 1).

Если принять предположение о пьезоэлектрической природе обнаруженных пиков ВТ, то высота пиков должна зависеть не только от ориентации длинной грани образца и ориентации его плоскости, но и от соотношения его внешних размеров. Для проверки этой гипотезы были проведены измерения температурной зависимости ВТ в специально вырезанных образцах GaAs <Cr> ориентации <110>, (110), имевших различную ширину при неизменной длине и толщине. Результаты измерений ВТ в таких образцах показаны на рис. 2.8, из которого видно, что при ширине образца 2,5 мм высота пика ВТ примерно в три раза больше, чем для образца шириной 10 мм. При указанной ориентации образца пьезоэлектрические заряды, индуцируемые деформацией изгиба, локализуются в основном на боковых гранях образца. Увеличение ширины образца приводит к относительному уменьшению объема образца, пронизываемого пьезоэлектрическим полем, что, по-видимому, и вызывает уменьшение высоты пика ВТ (рис 2.8, кривая 2). Прямым подтверждением пьезоэлектрической природы обсуждаемых пиков ВТ явился эксперимент, заключающийся в металлизации боковых граней образца GaAs <Cr> ориентации <110>, (110) путем вакуумного напыления слоя серебра. Это привело к уменьшению высоты пика ВТ примерно в три раза по сравнению с исходным (рис 2.8, кривые 2, 3), вследствие “шунтирования” пьезозарядов на боковых поверхностях образца.

Как уже отмечалось выше, полупроводники группы A^3B^5 являются сравнительно сильными пьезоэлектриками. Однако, это их свойство проявляется лишь в условиях, когда концентрация свободных носителей заряда n_0 (и обусловленная ими экранировка пьезоэлектрического поля) мала. Следовательно, увеличение концентрации свободных носителей заряда n_0 (уменьшение удельного сопротивления ρ) должно приводить

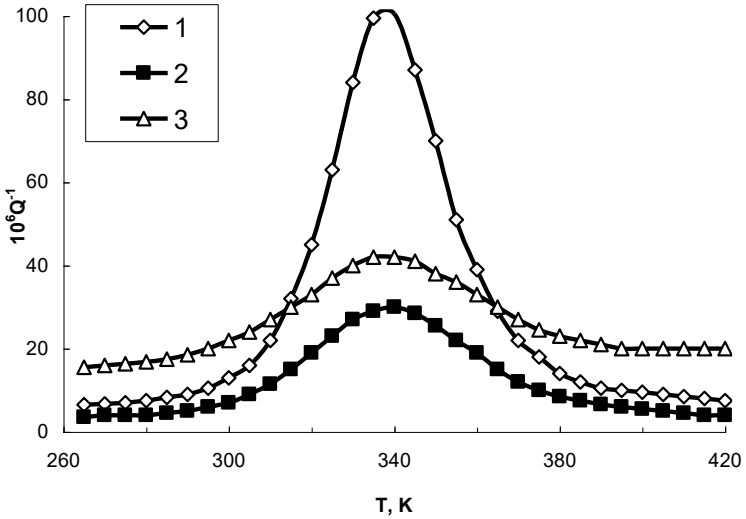


Рис. 2.8. Температурная зависимость ВТ в образцах GaAs $\langle Cr \rangle$ ориентации $\langle 110 \rangle$, (110):

- 1 – ширина образца 2,5 мм; 2 – ширина образца 10 мм;
 3 – ширина образца 2,5 мм, металлизированы боковые грани.
 Частота $f_0 = 6,5$ кГц

к уменьшению высоты описанных пиков ВТ. Действительно, освещение образцов белым светом от лампы накаливания приводило к уменьшению пиков вплоть до полного их исчезновения. Было также измерено ВТ в группе образцов GaAs $\langle Cr \rangle$ ориентации $\langle 110 \rangle$, (100) с различными значениями n_0 (различной степенью компенсации глубокой примесью Cr). Пики ВТ для некоторых из них приведены на рис. 2.9. Из рисунка видно, что увеличение n_0 (измеренного с помощью эффекта Холла при температуре 293 К) приводит к уменьшению высоты пика, не изменяя его положения на температурной шкале. При этом зависимость высоты пика ВТ от n_0 оказалась близкой к логарифмической (рис 2.10).

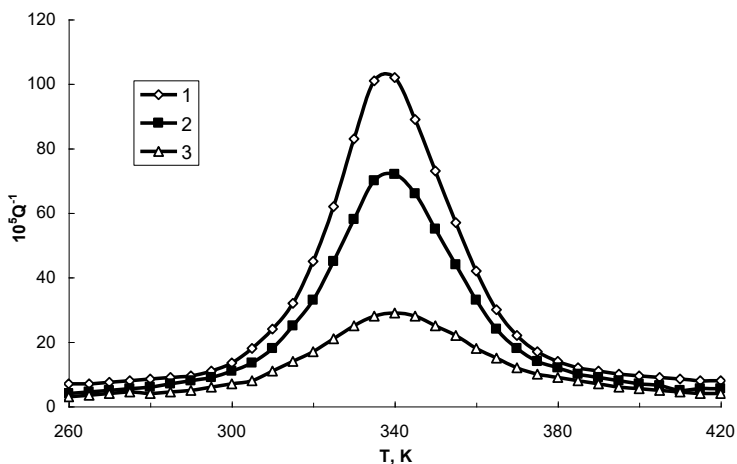


Рис. 2.9. Температурная зависимость ВТ в образцах GaAs <Cr> с различной концентрацией свободных носителей заряда n_0 (293 К):

1 – $n_0 = 1,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$; 2 – $n_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$; 3 – $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Ориентация образцов: <110>, (100), частота $f_0 \approx 6,5 \text{ кГц}$

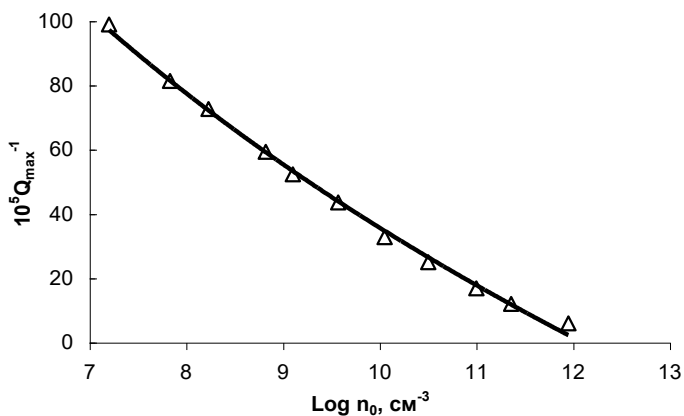


Рис.2.10. Зависимость высоты пика ВТ от концентрации свободных носителей заряда n_0 для образцов GaAs <Cr> ориентации <110> (100)

Важной особенностью описанного в настоящей главе явления оказалось близость или совпадение измеренных численных значений энергии активации релаксационного процесса с наиболее вероятными значениями энергии ионизации дефектов, обуславливающих полуизолирующие свойства материала, известными из литературы [19]. В связи с этим для образцов, в которых измерялось внутреннее трение (табл. 2.1), были также определены энергии ионизации компенсирующих примесей по температурной зависимости эффекта Холла (рис. 2.11, 2.12). В табл. 2.2 для всех исследованных материалов приведены энергии активации релаксации пиков ВТ и соответствующие им энергии ионизации примесных уровней из измерений эффекта Холла и из литературных источников [19].

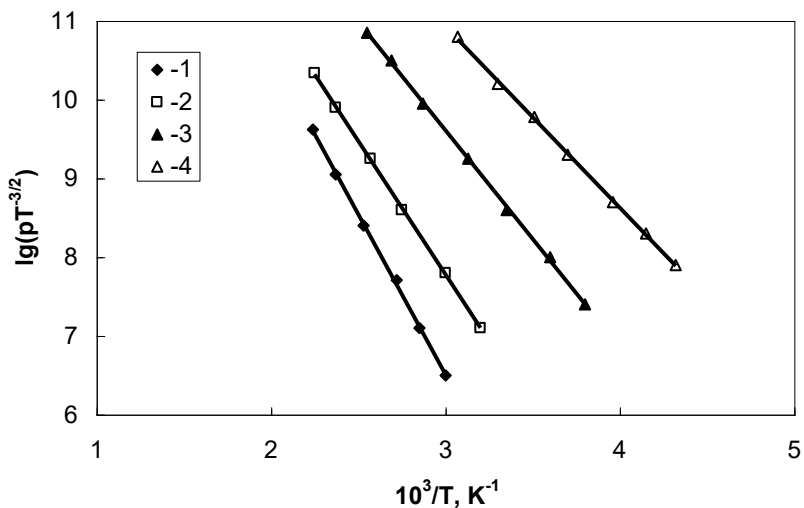


Рис. 2.11. Температурная зависимость концентрации дырок в полуизолирующем GaAs с примесями:
1 – Cr; 2 – нелегированный; 3 – Co; 4 – Fe

Таблица 2.2

Энергии активации релаксационных процессов и энергии ионизации примесных уровней в высокоомных полупроводниках A^3B^5

(* – данные из [19]; ** – уровень дефекта EL2 из [20])

Материал	Примесь	Энергия активации (из измерений ВТ), $\pm 0,02$ эВ	Энергия ионизации примеси (по эффекту Холла), $\pm 0,03$ эВ	Энергия ионизации примеси (из литературы), эВ
GaAs	Fe	0,52	0,46	0,52*
	—	0,66	0,69	0,65**
	Co	0,53	0,56	0,5 – 0,56*
	Cr	0,76	0,74	0,68 – 0,87*
GaP	Co	0,41	0,46	0,41*
	Cu	0,60	0,55	0,6 – 0,65*
	Mn	0,43	0,4	0,4*
	Fe	0,87	0,7	0,7 – 1,8*
	Ni	0,57	0,59	0,5*
	Cr (1)	0,85	0,84	0,84*
	Cr (2)	1,2	1,2	1,2*
InP	Fe	0,56	–	0,56*

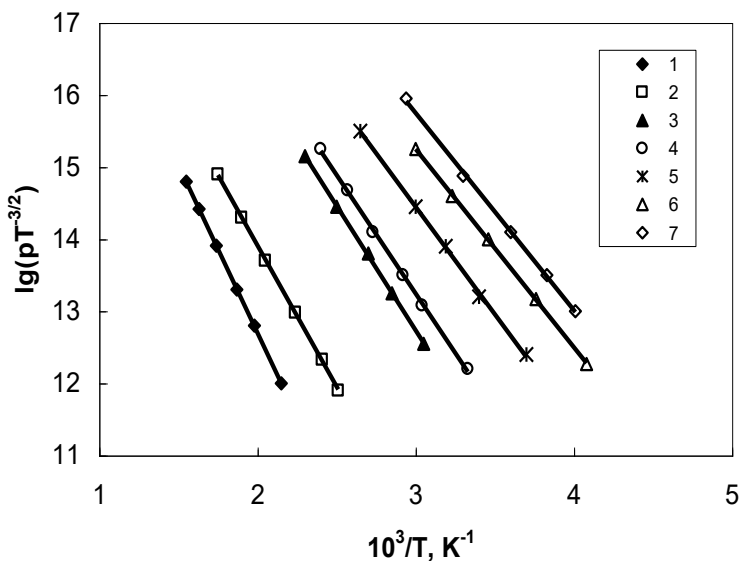


Рис. 2.12. Температурная зависимость концентрации дырок в полуизолирующем GaP с примесями:

1 – Cr(2); 2 – Cr(1); 3 – Fe; 4 – Ni; 5 – Cu; 6 – Mn; 7 – Co

Столь последовательное совпадение энергий активации пиков ВТ с энергиями ионизации глубоких уровней нельзя, очевидно, считать случайным. Физическая модель, объясняющая это совпадение, будет изложена в следующей главе, однако показанные экспериментальные результаты уже позволяют говорить о непосредственной связи наблюдавшихся процессов неупругой релаксации с носителями заряда, определяющими проводимость материалов в исследуемом диапазоне температур. Эффект релаксационного поглощения звука носителями заряда в полуизолирующих полупроводниковых кристаллах с глубокими центрами получил название «Электронно-механической релаксации на глубоких центрах» (ЭМРГЦ) [21, 22]. Этот физический эффект был положен в основу разработанных бесконтактных неразрушающих

акустических способов определения концентрации свободных носителей заряда и энергии ионизации глубоких уровней в пьезоэлектрических полупроводниковых кристаллах [23, 24], которые основаны на непосредственной связи параметров ВТ с электрической проводимостью полупроводника и энергией ионизации глубоких примесных уровней.

Пики ВТ подавлялись при освещении образцов белым светом от лампы накаливания. Этот эффект в самом общем виде может быть объяснен экранированием пьезоэлектрического поля свободными носителями заряда, возникающими в результате внутреннего фотоэффекта. Характер воздействия оптического излучения на ВТ, в исследованных полупроводниках достаточно сложен и зависит от длины волны, интенсивности, режима облучения и параметров примесных центров.

2.3. Полуизолирующие полупроводники A^3B^5 во внешнем переменном электрическом поле

Из экспериментов по изучению ориентационной зависимости высоты пиков ВТ установлена связь между наблюдавшимися процессами неупругой релаксации и пьезоэлектрическим полем, возникающим при деформации образцов. Дополнительным подтверждением связи описанных пиков ВТ с наличием переменного электрического поля в объеме образца являются результаты экспериментов по изучению электрической добротности исследованных образцов во внешнем переменном электрическом поле того же диапазона частот, что и пьезоэлектрическое поле [25, 26]. В некоторых высокоомных полупроводниках A^3B^5 , в которых ранее исследовалось ВТ, была измерена температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg } \delta$) килогерцевого диапазона по методике, описанной в работе [8]. Исследуемые образцы в виде пластин толщиной порядка 1 мм помещались между обклад-

ками конденсатора, в котором с помощью измерителя импеданса ВМ-507 измерялась температурная зависимость тангенса угла сдвига фазы между током и напряжением ($\text{tg}\delta$) в интервале температур 180 – 420 К на фиксированных частотах в диапазоне от 2 до 200 кГц. Обкладками такой емкостной структуры служили плоские керамические конденсаторы типа К10-7, емкостью 22 нФ, у которых одна из металлизированных поверхностей была сошлифована до диэлектрика. Образец плотно прижимался к шлифованным поверхностям обкладок через тонкий слой вакуумного масла, необходимого для удаления воздушного зазора. Образованная таким образом структура металл – диэлектрик – полупроводник – диэлектрик – металл (М-Д-П-Д-М) помещалась в затемненную камеру с регулируемой температурой, а электрические выводы от металлизированных обкладок соединялись со входом измерителя импеданса ВМ-507.

Результаты измерений температурной зависимости $\text{tg}\delta$ для GaAs, GaP и InP с различными компенсирующими примесями показан соответственно на рис. 2.13, 2.14 и 2.15, из которых видно, что так же, как и в случае измерения ВТ (см. рис. 2.1 – 2.3) каждой примеси соответствует один определенный пик $\text{tg}\delta$. Эти пики смещались по температуре при изменении частоты, а форма пиков была близкой к дебаевской [3]. По частотному сдвигу и полуширине пиков были определены энергии активации и частотные факторы соответствующих этим пикам релаксационных процессов. Характеристики обнаруженных пиков приведены в табл. 2.3.

В соответствии с представлениями физики диэлектриков диэлектрические потери в веществе в переменном электрическом поле обусловлены непрерывным движением заряженных частиц в своем следовании за электрическим полем и могут вызываться движением молекул, ионов, электронов под действием этого поля [27, 28]. В нашем случае – в полярных полупроводниках A^3B^5 такими частицами могут быть либо ионы

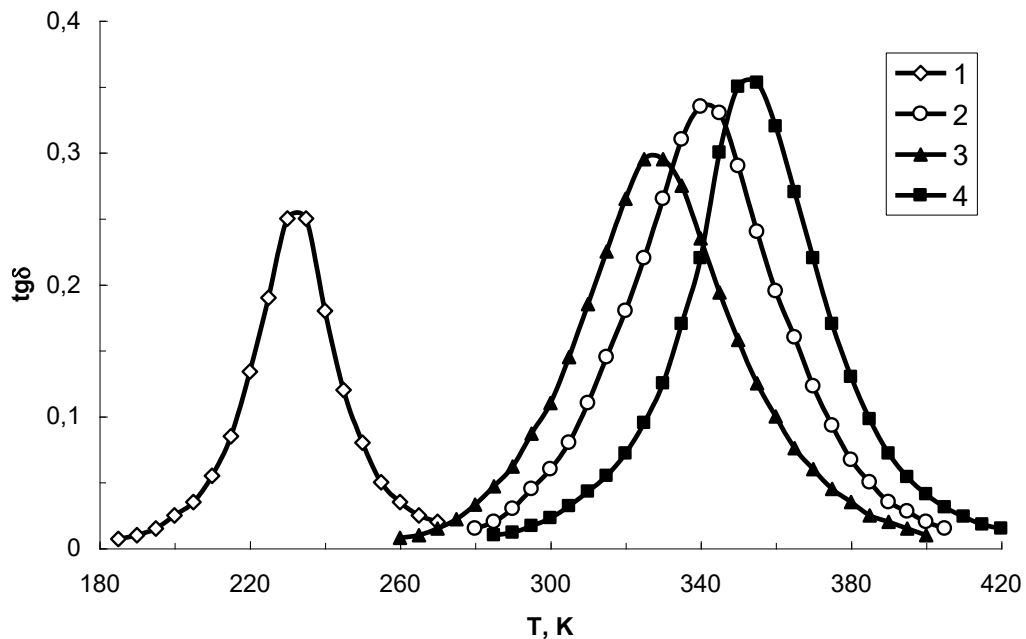


Рис. 2.13. Температурная зависимость диэлектрических потерь в различных типах полупроводящего арсенида галлия: 1 – GaAs <Fe>; 2 – GaAs, нелегированный; 3 – GaAs <Co>; 4 – GaAs <Cr>. Частота 20 кГц

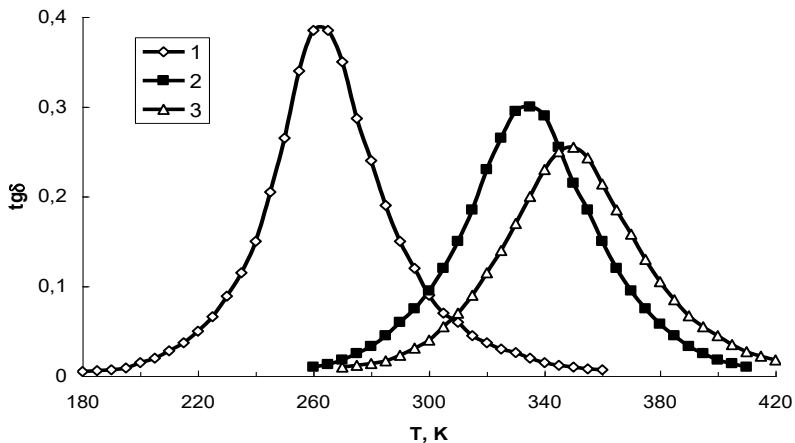


Рис.2.14. Температурная зависимость диэлектрических потерь в фосфиде галлия, легированном переходными металлами: 1 – Co; 2 – Cu; 3 – Mn. Частота 20 кГц

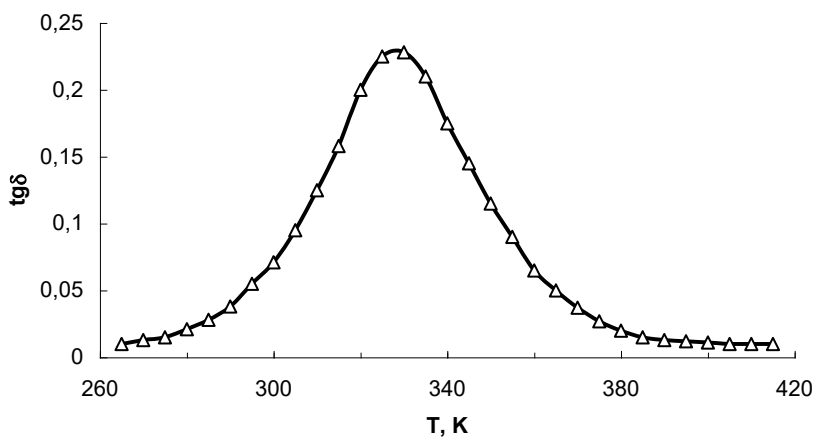


Рис. 2.15. Температурная зависимость диэлектрических потерь в фосфиде индия, легированном железом

Таблица 2.3

Характеристики пиков $\text{tg } \delta$ в высокоомных полупроводниках A^3B^5

Материал	Примесь	Частота, кГц	Температура пика, К	Энергия активации, $\pm 0,02$ эВ	Частотный фактор, с^{-1}
GaAs	Fe	20	232	0,5	$1,2 \cdot 10^{15}$
	–	20	328	0,67	$1,0 \cdot 10^{15}$
	Co	20	337	0,53	$6,3 \cdot 10^{12}$
	Cr	20	353	0,77	$1,2 \cdot 10^{15}$
GaP	Co	20	262	0,42	$1,6 \cdot 10^{13}$
	Cu	20	337	0,56	$3,8 \cdot 10^{13}$
	Mn	20	348	0,45	$2,2 \cdot 10^{11}$
InP	Fe	20	330	0,57	$7,3 \cdot 10^{13}$

кристаллической решетки, либо электроны (дырки) проводимости, находящиеся в термодинамическом равновесии с локальными энергетическими уровнями. Если диэлектрические потери связаны с поляризацией (переориентацией) заряженных ионов, то в монокристаллических веществах должна иметь место зависимость величины потерь от кристаллографической ориентации прикладываемого к образцу внешнего электрического поля. В наших экспериментах кристаллографическая ориентация образцов не оказывала влияния на результаты измерений $\text{tg}\delta$. Это может являться свидетельством того, что в данном случае диэлектрические потери во внешнем электрическом поле не связаны с переориентацией электрических диполей, образованных, например, заряженными примесными центрами [29], а обусловлены, по-видимому, джоулевыми потерями при протекании в образце внутренних токов проводимости.

Сравнительный анализ полученных экспериментальных результатов по ВТ и диэлектрическим потерям в высокоомных полупроводниках A^3B^5 показал, что пики ВТ и пики $\text{tg}\delta$, измеренные для одних и тех же образцов, располагаются примерно на одной температуре (с учетом частотного сдвига), а релаксационные процессы, ответственные за сравниваемые пики, характеризуются близкими значениями энергий активации. Все это свидетельствует о сходстве релаксационных процессов при измерении ВТ и $\text{tg}\delta$, и является дополнительным аргументом в доказательстве связи исследованного ВТ с пьезоэлектрическим полем.

Однако, проводить полную аналогию между поведением высокоомного полупроводника в условиях воздействия внутреннего пьезоэлектрического поля и внешнего электрического поля, по-видимому, некорректно как минимум по двум причинам.

Во-первых, при измерении ВТ энергия пьезоэлектрического поля расходуется на протекание токов релаксации носи-

телей заряда из “ограниченного источника энергии”, которым является запас упругой энергии механических колебаний или величина объемного пьезоэлектрического заряда, пропорциональная деформации образца. При этом между пьезоэлектрическим полем и носителями заряда в полупроводнике существует взаимосвязь как через прямой, так и обратный пьезоэлектрический эффект. В результате, изменение внутренних характеристик электронной подсистемы полупроводника (например, при нагревании импульсном оптическом облучении и т.п.) может по-разному влиять на параметры и кинетику внутреннего трения и диэлектрической релаксации, проходящей во внешнем электрическом поле, которое в отношении к измеряемого образца является “неограниченным” источником энергии.

Во-вторых, анализ распределения пьезоэлектрического поля в объеме образца показывает, что в зависимости от его кристаллографической ориентации и соотношения внешних размеров состояние поверхности либо влияет на параметры релаксации, как, например, в случае ориентации $\langle 110 \rangle$, (110) (рис. 2.8), вследствие наличия пьезоэлектрических зарядов на поверхности, либо практически не оказывает такого влияния, как в случае ориентации $\langle 110 \rangle$, (100) (рис. 2.4), из-за локализации пьезоэлектрического поля внутри образца. В то же время, исследование электрических свойств полупроводника во внешнем электрическом поле во всех случаях требует учета как геометрических размеров образца, состояния его поверхности, а также наличия и величины внешней емкости в измерительной схеме. Последнее убедительно обосновывается исследованиями $\text{tg } \delta$ в полуизолирующих образцах фосфида галлия и кремния.

Тем не менее, несмотря на приведенные различия этих двух экспериментальных методов, в нашем случае результаты исследования диэлектрических потерь во внешнем электрическом поле в полуизолирующих полупроводниках A^3B^5 можно

интерпретировать с одной стороны как подтверждение пьезоэлектрической природы обнаруженных пиков ВТ, а с другой – связи ВТ с носителями заряда, определяющими проводимость полупроводников в области температур пиков ВТ.

2.4. Внутреннее трение, связанное с глубокими центрами, в $p^+-p^0-\pi-n^0$ -структурах арсенида галлия

В настоящее время в силовой электронике широко используются полупроводниковые структуры $p^+-p^0-\pi-n^0$ на основе арсенида галлия. В этих структурах π -область представляет собой высокоомный слой с удельным сопротивлением ρ до 10^6 Ом·см, который формируется путем введения компенсирующих глубоких центров. При разработке технологии получения структур важно знание природы этих ГЦ, их энергии активации, и распределения по глубине π -слоя. Однако применение в этом случае таких традиционных методов исследования как измерение эффекта Холла, фотопроводимости, DLTS и др. затруднено из-за сложности получения электрических контактов к измеряемым слоям, расположенным внутри многослойной структуры. В тоже время, электрофизические параметры ГЦ во внутренних слоях многослойной полупроводниковой структуры могут быть определены с помощью неразрушающего и бесконтактного метода внутреннего трения при использовании эффекта электронно-механической релаксации на глубоких центрах.

Методом ВТ были изучены глубокие центры в $p^+-p^0-\pi-n^0$ -структурах арсенида галлия [30, 31]. ВТ исследовалось по затуханию изгибных колебаний в интервале температур 180 – 420 К и диапазоне частот 5 – 20 кГц. в специально приготовленных образцах, π -слой которых в одном случае легировался железом в процессе эпитаксии, в другом – хромом. Структуры $p^+-p^0-\pi-n^0$ были выращены в лаборатории оптоэлектронных явлений в полупроводниковых гетероструктурах

Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН (Санкт-Петербург).

На рис. 2.16 показаны результаты измерения внутреннего трения в $p^+p^0\pi-n^0$ -структурах, π -слой которых был легирован железом – кривая 1, и хромом – кривая 2.

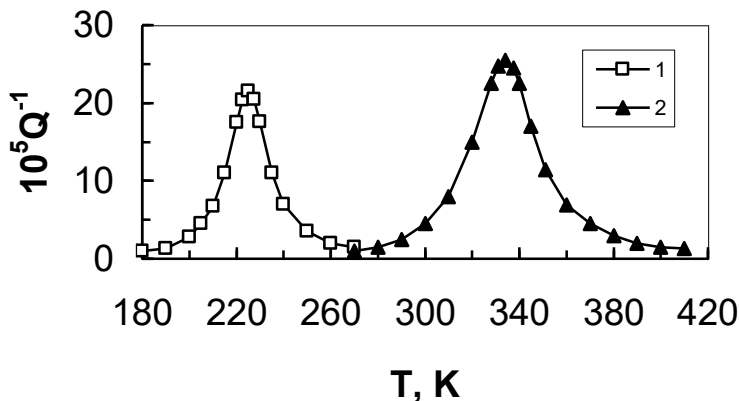


Рис. 2.16. Температурная зависимость внутреннего трения в $p^+p^0\pi-n^0$ -структурах арсенида галлия, π -слой которых легирован: 1 – железом; 2 – хромом. Частота изгибных колебаний: 1 – 8,4 кГц; 2 – 5,7 кГц. Кристаллографическая ориентация образцов: $\langle 110 \rangle$ (100)

Из рис. 2.16 видно, что наблюдаются два пика ВТ на температурах 225 К и 335 К. Форма пиков близка к дебаевской, характерной для одного времени релаксации. Энергии активации пиков были определены из их полуширины пиков и по частотному сдвигу [3] и оказались соответственно равными: $0,54 \pm 0,03$ эВ (кривая 1) и $0,75 \pm 0,03$ эВ (кривая 2).

Температурное положение, энергии активации и направление анизотропии релаксации обнаруженных пиков ВТ хорошо согласуются с данными, полученными для объемных образцов арсенида галлия, легированного железом или хромом (табл. 2.1). Высота пиков ВТ с учетом отношения толщи-

ны π -слоя к толщине всей структуры также согласуется высотой аналогичных пиков в объемных образцах (см. рис.2.1). Все это позволяет сделать вывод о применимости обнаруженного эффекта электронно-механической релаксации на глубоких центрах для исследования свойств ГЦ в эпитаксиальных слоях полупроводников A^3B^5 .

С точки зрения совершенствования технологии получения структур с заданными свойствами важно иметь информацию о распределении электрически активных глубоких центров по толщине исследуемого π -слоя. С этой целью проводилось послойное химическое травление π -слоя со стороны n^0 -слоя структуры с последующим измерением в образце ВТ. Были получены кривые зависимости высоты обнаруженных пиков ВТ (Q_{max}^{-1}), (рис. 2.16), от толщины h удаляемого слоя, которые показаны на рис. 2.17 (кривые 1, 2).

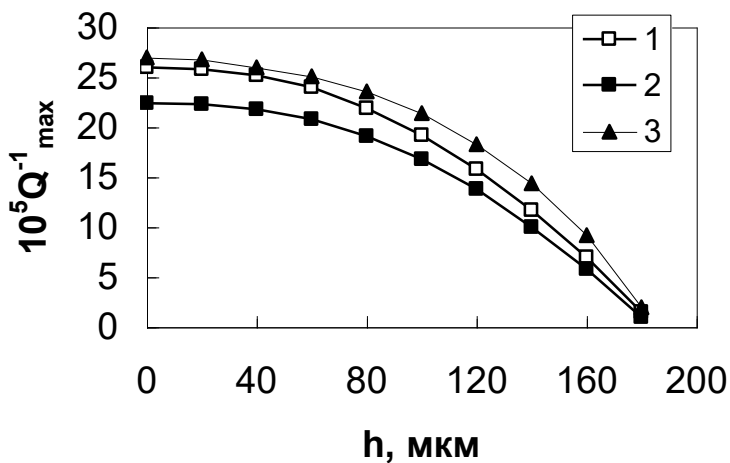


Рис. 2.17. Зависимость высоты пиков ВТ от толщины h удаляемого π -слоя со стороны n^0 области структуры $p^+-p^0-\pi-n^0$: 1 – π -слой, легированный хромом; 2 – π -слой, легированный железом; 3 – расчетная кривая для π -слоя, легированного хромом

Была также рассчитана теоретическая зависимость высоты пика ВТ для π -слоя, легированного хромом, в предположении ступенчатого изменения концентрации носителей заряда на границе слоев измеряемой структуры и ее равномерного распределения по толщине π -слоя (рис. 2.17, кривая 3). Отклонение экспериментальной кривой 1 на рис. 2.17 от расчетной – кривой 3 можно объяснить неравномерностью распределения по толщине π -слоя как глубоких, так и мелких центров. По высоте пика ВТ для π -слоя, легированного хромом, (с учетом относительной толщины слоя), было получено усредненное значение удельного сопротивления $\rho = 1,6 \cdot 10^6$ Ом·см.

Представленные результаты позволяют сделать вывод, что изучение ВТ в $p^+ - p^0 - \pi - n^0$ -структурах арсенида галлия, а также аналогичных структурах на основе других полупроводников A^3B^5 , может давать важную информацию о содержащихся в них ГЦ. При этом представляется возможным исследование высокоомных эпитаксиальных слоев, находящихся внутри структуры между низкоомными слоями, без нанесения электрических контактов и нарушения целостности структуры.

2.5. Наблюдение электронно-механической релаксации, обусловленной глубокими центрами, в ионно-имплантированных слоях арсенида галлия и фосфида галлия

В настоящей главе представлены результаты исследования акустоэлектронной релаксации, связанной с ГЦ, в объемных образцах и эпитаксиальных слоях полужолирующих полупроводников A^3B^5 . С точки зрения возможности практического применения обнаруженного эффекта поглощения звука представляется важным ответ на вопрос: достаточна ли чувствительность данного акустического метода исследований

для изучения параметров ГЦ в тонких (порядка 1 мкм) ионно-имплантированных слоях полупроводников A^3B^5 ? С этой целью были проведены следующие исследования.

Монокристаллические образцы GaAs и GaP с размерами $18 \times 6 \times 1 \text{ мм}^3$ (n -типа с концентрацией свободных носителей заряда $n_0 \approx 10^{16} \text{ Ом}\cdot\text{см}$), пьезоактивной кристаллографической ориентации $\langle 110 \rangle$, (100) , имплантировались ионами железа с энергией 40 кэВ и дозой 10^{16} ион/см^2 . Перед имплантацией образцы подвергались химическому травлению для удаления нарушенного при резке и шлифовке поверхностного слоя. После ионной имплантации образцы отжигались в вакууме в течение 30 мин при температуре 650 К с целью рекристаллизации разупорядоченной области и электрической активации внедренной примеси железа. температурной зависимости ВТ отожженных образцов было обнаружено по одному пику: в GaAs (рис. 2.18) на температуре 235 К и в GaP (рис. 2.19) на температуре 415 К.

При освещении образцов со стороны имплантированного слоя светом от лампы накаливания мощностью 60 Вт с расстояния 8 см оба пика подавлялись так же, как и пики ВТ, связанные с пьезоэлектрической релаксацией в объемно-легированных образцах GaAs $\langle \text{Fe} \rangle$ и GaP $\langle \text{Fe} \rangle$. Были определены энергии активации релаксационных процессов для обоих пиков ВТ, которые составили соответственно $0,50 \pm 0,03 \text{ эВ}$ и $0,85 \pm 0,03 \text{ эВ}$, и которые с точностью до погрешности измерения совпали с аналогичными параметрами в объемно-легированных образцах (табл. 2.1, 2.2). Некоторое отличие температурного положения пиков ВТ в ионно-имплантированных (рис. 2.16) и объемно-легированных образцах (см. рис. 2.1, 2.2) GaAs $\langle \text{Fe} \rangle$ и GaP $\langle \text{Fe} \rangle$ объясняется разницей их частоты изгибных колебаний f_0 . Для снижения термоупругого фона (чувствительности) при измерении ВТ, в ионно-имплантированных образцах их толщина была увеличена

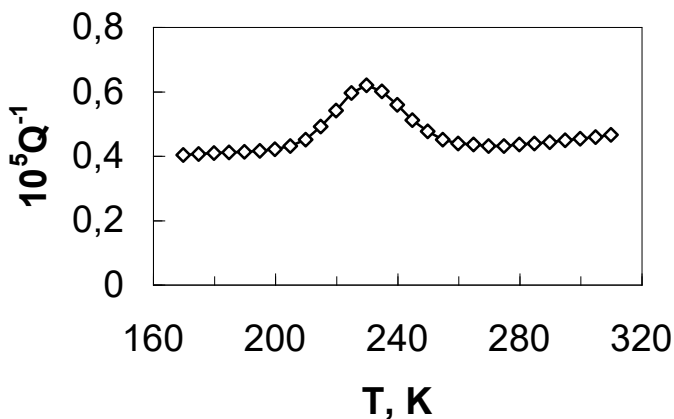


Рис 2.18. Температурная зависимость ВТ в образцах арсенида галлия, имплантированных ионами железа с энергией 40 кэВ и дозой 10^{16} ион/см² и отожженных при температуре 650 К. Ориентация образцов $\langle 110 \rangle$, (100), частота изгибных колебаний – 15,6 кГц

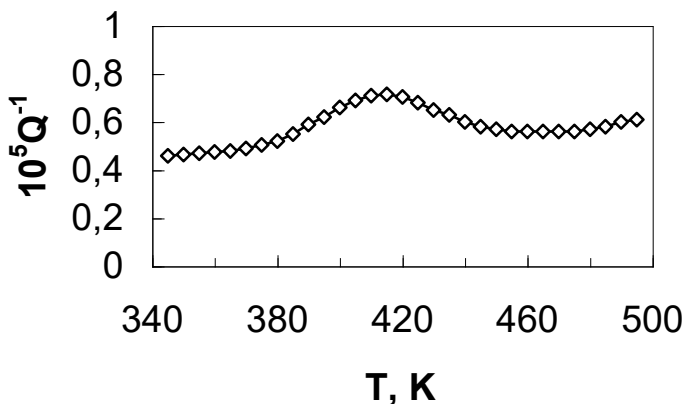


Рис 2.19. Температурная зависимость ВТ в образцах фосфида галлия, имплантированных ионами железа с энергией 40 кэВ и дозой 10^{16} ион/см² и отожженных при температуре 650 К. Ориентация образцов $\langle 110 \rangle$, (100), частота изгибных колебаний – 18,3 кГц

до 1 мм, что соответственно привело к возрастанию f_0 по сравнению с обычными значениями (см. табл. 2.1, 2.2).

Следует отметить, что величина пиков ВТ ионно-имплантированных образцов примерно в 500 раз меньше, чем в объемно-легированных. Это по порядку величины совпадает с разницей толщины объемно-легированных образцов (порядка 500 мкм) и имплантированных слоев (порядка 1 мкм), а следовательно, и объема материала, дающего вклад в измеряемое ВТ.

Сходство характеристик пиков ВТ в GaAs<Fe> и GaP<Fe> и их поведения при освещении образцов в случаях ионной имплантации и объемного легирования позволяет сделать заключение, что пики ВТ, показанные на рис. 2.16, обусловлены электронно-механической релаксацией и связаны с электрически активированными (в результате термического отжига) глубокими центрами железа.

Таким образом, приведенные в данном разделе результаты исследований ВТ в GaAs <Fe> и GaP <Fe>, свидетельствуют о принципиальной возможности определения характеристик глубоких примесных центров в тонких ионно-имплантированных слоях пьезополупроводников, на основе использования эффекта электронно-механической релаксации на глубоких центрах.

3. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МЕХАНИЗМА ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ A^3B^5

3.1. Качественная физическая модель релаксационного процесса

3.1.1 Предварительный анализ экспериментальных результатов

Как показывают экспериментальные результаты, изложенные выше, наблюдаемые максимумы на температурной зависимости ВТ непосредственно связаны с примесью переходного элемента, компенсирующей проводимость образца. Действительно, введение другой примеси приводит к резкому изменению основных параметров ВТ – высоты, энергии активации и частотного фактора пиков. С другой стороны, в большом числе исследованных образцов GaAs <Cr> пик ВТ располагался при одной и той же температуре с точностью до ± 5 К и имел постоянную энергию активации $0,76 \pm 0,02$ эВ. Это позволяет полагать, что энергия активации и частотный фактор пика ВТ является характерным признаком компенсирующей примеси.

Следует отдельно сказать о специально нелегированном полуизолирующем GaAs (ЛЕС – материал). Хотя в нем и не содержится специально введенных примесей в заметной концентрации, однако по современным представлениям в этом материале присутствуют собственные дефекты, создающие уровень в середине запрещенной зоны (так называемая электронная ловушка EL2 [32]) и обуславливающие полуизолирующие свойства ЛЕС – GaAs.

Итак, наблюдаемые максимумы ВТ ассоциируются с наличием в полупроводнике примеси (или собственных дефектов) с глубокими уровнями. Наиболее хорошо изученным и, по-видимому, наиболее часто встречающимся механизмом

внутреннего трения в материалах с точечными дефектами является переориентация упругих диполей, образованных дефектами в кристаллической матрице, в поле приложенных к кристаллу механических напряжений [1, 3]. Полученные экспериментальные данные заставляют отвергнуть механизм параупругой релаксации в качестве возможного объяснения наблюдаемого ВТ. Во-первых, высота пиков Q^{-1} при параупругой релаксации должна быть пропорциональна концентрации дефектов. В нашем случае Q^{-1}_{max} логарифмически зависит от концентрации свободных носителей, которая, в свою очередь определяется не только концентрацией компенсирующей примеси, но и концентрацией неконтролируемых мелких доноров или акцепторов. Кроме того, для получения пиков ВТ высотой порядка 10^{-3} необходима концентрация точечных дефектов около 10^{19} см^{-3} , в то время как растворимость большинства исследованных примесей заметно меньше этого значения [19]. Во-вторых, частотный фактор τ_0^{-1} при параупругой релаксации есть величина порядка дебаевской частоты 10^{12} с^{-1} . В действительности, как следует из результатов, приведенных в предыдущей главе, τ_0^{-1} изменяется от 10^{11} до 10^{16} с^{-1} . В-третьих, в рамках представлений о параупругой релаксации никак не объясняется совпадение энергий активации пиков ВТ с глубиной залегания уровня соответствующей примеси в запрещенной зоне. В-четвертых, теория ориентационной зависимости параупругой релаксации [3] приводит к заключению, что величина пика ВТ зависит только от направления, в котором приложено механическое напряжение. В нашем случае ориентационная зависимость более сложная: Q^{-1}_{max} зависит не только от ориентации продольной оси образца (длинной грани) относительно кристаллографических осей, но и от ориентации плоскости большей грани.

Ключом к пониманию ориентационной зависимости наблюдаемого ВТ является анализ распределения пьезоэлектрического поля, возникающего при деформации образца.

3.1.2 Связь внутреннего трения с пьезоэлектрическим эффектом

Было отмечено, что максимальная высота пика ВТ наблюдалась, когда исследуемый образец вырезали длинной гранью вдоль пьезоактивного направления $\langle 110 \rangle$, и в связи с этим было сделано предположение, что ВТ каким-то образом связано с пьезоэлектрическими свойствами материала. В настоящем разделе излагаются результаты анализа пьезополяризации образца, возникающей при деформации образца, и связанного с ней электрического поля. Эти результаты полностью доказывают зависимость высоты пиков ВТ от величины возникающего в кристалле пьезоэлектрического поля.

Для измерения ВТ в прямоугольной пластине исследуемого материала возбуждались изгибные колебания, как схематически показано на рис. 3.1.

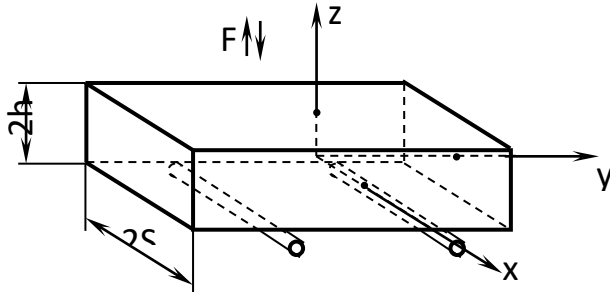


Рис. 3.1. Геометрия изгибных колебаний при измерении ВТ

Тензор, возникающий при этом деформации U_{ij} , имеет в общем случае три нулевые компоненты: U_{yy} , U_{yz} , U_{zy} . Две последние сильно зависят от условий на поверхности и по сравнению с U_{yy} малы по параметру h/S , где $2h$ — толщина пластины, $2S$ — ее ширина. Поэтому достаточно хорошей аппроксими-

мацией напряженного состояния, возникающего при изгибных колебаниях на первой собственной частоте, будет предположение о том, что

$$U_{yy} = \frac{U_0 z}{h}, \quad (3.1)$$

где z – координата, отсчитываемая от центра пластины нормально к ее плоскости; U_0 – амплитуда деформации в поверхностном слое (при $z = \pm h$), является единственной компонентой тензора деформации. Если материал является пьезоэлектриком, то при этом возникает поляризация

$$P_i = e_{ijk} U_{jk} = e_{iyy} U_{yy}. \quad (3.2)$$

Тензор пьезоэлектрических коэффициентов e_{ijk} соединений со структурой сфалерита имеет в главных кристаллографических осях x' , y' , z' шесть отличных от нуля компонентов:

$$e_{x'y'z'} = e_{y'z'x'} = e_{z'x'y'} = e_{x'z'y'} = e_{z'y'x'} = e_{y'x'z'} = e_{14} \quad (3.3)$$

Тензоры e_{ijk} и $e_{i'j'k'}$ связаны между собой преобразованием

$$e_{ijk} = t_{i'i'} t_{j'j} t_{k'k} e_{i'j'k'}, \quad (3.4)$$

где $t_{i'i'}$ – матрица перехода от кристаллографической системы координат к лабораторной, определяемая соотношением

$$\bar{e}_i = t_{i'i'} \bar{e}_{i'}, \quad (3.5)$$

где \bar{e}_i , $\bar{e}_{i'}$ – орты лабораторной кристаллографической системы координат соответственно.

Рассчитаем теперь направление и величины вектора поляризации для различных ориентаций образцов.

1. Плоскость образца $\{100\}$; ось y совпадает с $\langle 100 \rangle$.

В этом случае кристаллографическая и лабораторные системы координат совпадают, т.е. $t_{ii'} = \delta_{ii'}$. Отсюда $e_{i_{yy}} = e_{i_{y'y'}} \equiv 0$. Таким образом, в данной ориентации все компоненты вектора поляризации равны нулю.

2. Плоскость образца $\{110\}$; ось y совпадает с $\langle 100 \rangle$.

$$t_{ii'} = \begin{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{vmatrix}$$

$$P_x = P_y = P_z \equiv 0$$

3. Плоскость образца $\{110\}$; ось y совпадает с $\langle 111 \rangle$.

$$t_{ii'} = \begin{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{2}{\sqrt{6}} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \end{vmatrix}$$

$$P_x = P_z \equiv 0; P_y = -\frac{2}{\sqrt{3}} e_{14} U_{yy}$$

4. Плоскость образца $\{110\}$; ось y совпадает с $\langle 110 \rangle$.

$$t_{ii'} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{vmatrix}$$

$$P_x = -e_{14}U_{yy}; P_y = P_z \equiv 0$$

5. Плоскость образца $\{111\}$; ось y совпадает с $\langle 110 \rangle$.

$$t_{ii'} = \begin{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{2}{\sqrt{6}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{vmatrix}$$

$$P_x = \frac{2}{\sqrt{6}}e_{14}U_{yy}; P_y = 0; P_z = -\frac{1}{\sqrt{3}}e_{14}U_{yy}$$

6. Плоскость образца $\{100\}$; ось y совпадает с $\langle 110 \rangle$.

$$t_{ii'} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 1 \end{vmatrix}$$

$$P_x = P_y \equiv 0; P_z = -e_{14}U_{yy}$$

Результаты расчета сведены для наглядности в табл. 3.1.

Видно, что заметный пик ВТ наблюдается в тех случаях, когда не равна нулю z – составляющая вектора пьезополяризации, причем высота пика примерно пропорциональна квадрату P_z . Почему именно z -компонента пьезополяризации играет главную роль, позволяет понять анализ электрического поля, обусловленного пьезоэффектом.

Обычно пьезоэффект проявляется через возникновение на гранях кристалла поверхностных зарядов плотностью $\vec{n}_i \vec{P}_i$, где \vec{n}_i – вектор внешней нормали к поверхности. Неоднородность деформации (3.1) приводит к появлению, кроме поверхностных, еще и объемных зарядов плотностью

$$\rho' = -\operatorname{div} \vec{P} = -\frac{\partial P_z}{\partial z} = -\frac{e_{zy} U_0}{h}. \quad (3.6)$$

Поле \tilde{E} , создаваемое этим связанным пространственным зарядом (ПЗ), находится из уравнения

$$\varepsilon \varepsilon_0 \operatorname{div} \tilde{E} = \rho'. \quad (3.7)$$

Если пренебречь толщиной образца по сравнению с его длиной и шириной, то решение этого уравнения имеет вид

$$\tilde{E}_x = E_y \equiv 0; \quad \tilde{E}_z = \frac{\rho'_z}{\varepsilon \varepsilon_0} = -\frac{e_{zy} U_0 z}{\varepsilon \varepsilon_0 h}. \quad (3.8)$$

Таким образом, наличие у вектора пьезополяризации z -составляющей приводит к появлению в объеме образца ПЗ и связанного с ним электрического поля (3.8). Возникающие одновременно с этим поверхностные заряды на гранях $z = \pm h$ не приводят к возникновению какого-либо поля внутри образ-

ца, так как имеют одинаковые знаки. Ситуация иллюстрируется на рис. 3.2.

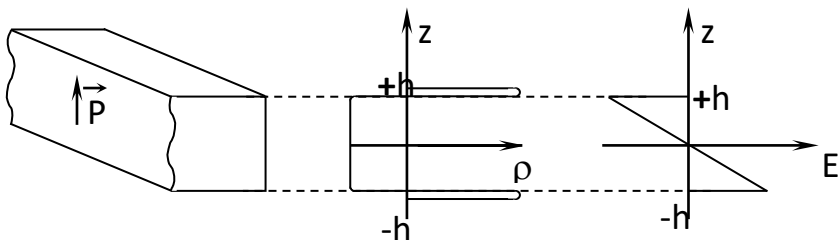


Рис. 3.2. Распределение заряда и электрического поля в объеме образца

Если же вектор \vec{P} будет иметь только $y(x)$ -составляющую, то отличие электрического поля в образце от нуля будет целиком связано с краевыми эффектами на торцах образца. Распределение поля в этом случае показано на рис. 3.3, из которого видно, что оно занимает лишь примерно h/ℓ (h/s) часть образца (ℓ – длина образца). Заметим, что у использовавшихся в экспериментах кристаллов отношение h/s не слишком мало (порядка 1 : 10), и поэтому проникновение поля в объем образца при наличии у вектора x -составляющей может быть заметным. Именно с этим обстоятельством может быть связана большая величина ВТ в образце 4 (табл. 3.1), чем в образцах 1, 2 и 3. Для всех них $P_z = 0$, однако в образце 4 имеется заметная x -компонента у поляризации \vec{P} , в отличие от образцов 1 – 3. Теми же соображениями можно объяснить экспериментально наблюдавшееся возрастание ВТ при уменьшении ширины образца в ориентации 4 и его уменьшение при металлизации торцов образца (см. рис. 2.8).

Таблица 3.1

Зависимость пьезополяризации, возникающей при изгибе образца,
от его кристаллографической ориентации

№ образца	Ось образца	Плоскость образца	$\frac{P_x}{e_{14}U_{yy}}$	$\frac{P_y}{e_{14}U_{yy}}$	$\frac{P_z}{e_{14}U_{yy}}$	Q_{\max}^{-1}
1	100	100	0	0	0	0
2	100	110	0	0	0	1 – 2
3	111	110	0	$-\frac{2}{\sqrt{3}}$	0	0
4	110	110	-1	0	0	5
5	110	111	$\frac{2}{\sqrt{6}}$	0	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	30
6	110	100	0	0	-1	100

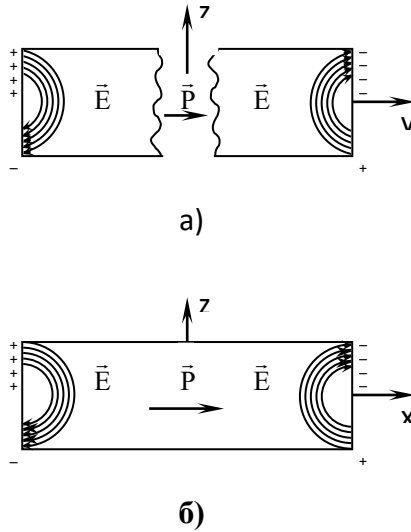


Рис. 3.3. Распределение электрического поля при y - (а) и x -ориентации (б) вектора ρ

Итак, высоту пика ВТ можно связать с величиной среднего по образцу электрического поля, возникающего благодаря пьезоэффекту. Естественно предположить, что ВТ обусловлено релаксацией пьезоэлектрического поля.

3.1.3 Релаксация “встроенного” электрического поля как механизм внутреннего трения

Уравнение состояния пьезоэлектрического кристалла можно записать в виде

$$\gamma_{yy} = CU_{yy} - e_{zy} E_z, \quad (3.9)$$

где γ_{yy} – тензор напряжений; C – упругий модуль (для упрощения полагаем C скаляром, что не приведет к большой погрешности для высокосимметричных кристаллов кубической сингонии). Второй член в (3.9) описывает обратный пьезоэлектрический эффект: «встроенное» электрическое поле E_z делает кристалл более «жестким».

Пусть образец деформирован мгновенно. Тогда в первый момент времени поле \vec{E} будет совпадать с полем $\vec{\tilde{E}}$, создаваемым пространственным зарядом (3.6) – электрически «зажатое» состояние. С течением времени в этом поле произойдет перераспределение подвижных зарядов, имеющих в кристалле, поле будет экранировано и кристалл перейдет в законченное состояние ($E = 0$). При этом, согласно (3.9), он станет несколько «мягче». Если учесть что, согласно (3.8), $E_z = (e_{zyy}/\varepsilon \varepsilon_0)U_{yy}$, то уменьшение от E_z до нуля эквивалентно релаксации кажущегося модуля упругости от $C(1 + e_{zyy}^2/C\varepsilon\varepsilon_0)$ до C . Дефект модуля при этом равен

$$\Delta = \frac{e_{zyy}^2}{C\varepsilon\varepsilon_0} = \left(\frac{e_{zyy}}{e_{14}} \right)^2 K^2, \quad (3.10)$$

где $K = e_{14}/\sqrt{C\varepsilon\varepsilon_0}$ – коэффициент электромеханической связи. Высота пика ВТ пропорциональна Δ [1], то есть квадрату ориентационного фактора e_{zyy}/e_{14} . Это хорошо согласуется с данными табл. 3.1.

Все сказанное в этом разделе справедливо для известного механизма поглощения ультразвука свободными носителями, для которого должна иметь место именно такая ориентационная зависимость, какая определяется множителем $(e_{zyy}/e_{14})^2$. Кроме того, этот процесс характеризуется

максвелловским временем релаксации $\tau_m = \varepsilon\varepsilon_0/q\mu n_0$, где μ и n_0 – подвижность и концентрация свободных носителей заряда. Температурная зависимость n_0 в высокоомном полупроводнике может определяться глубиной залегания уровня, поставляющего носители заряда в зону разрешенных энергий. Таким образом можно было бы объяснить энергию активации наблюдаемых пиков ВТ. Однако имеются, по меньшей мере, два возражения против такой интерпретации наблюдаемого ВТ. Во-первых, наблюдаемые нами пики ВТ не сдвигались сколько-нибудь заметно по температуре при изменении проводимости кристалла почти на пять порядков; пики же поглощения на свободных носителях должны с увеличением проводимости сдвигаться в область низких температур. Во-вторых, если бы эти пики ВТ были связаны с максвелловской релаксацией, то высота их могла бы только возрастать с увеличением концентрации свободных носителей; в действительности же она монотонно уменьшается с увеличением проводимости образцов.

Выдвинутые возражения достаточно серьезны, чтобы их можно было не учитывать в рамках модели релаксации на свободных носителях. Таким образом, возникает необходимость поиска иного механизма внутреннего трения, который бы позволил объяснить наблюдаемые экспериментальные результаты измерения ВТ в высокоомных полупроводниках A^3B^5 .

3.1.4. Термоэмиссия носителей заряда с глубоких центров как контролирующая стадия релаксационного процесса

Экранирование пьезоэлектрического поля в полупроводнике связано с перераспределением носителей заряда – электронов или дырок. Для полного экранирования необходимо, чтобы среднее изменение концентрации носителей было порядка концентрации пространственного заряда (ПЗ):

$$n' = \frac{\rho'}{q} = \frac{e_{zy}}{hq} \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}, \quad (3.11)$$

где q – элементарный заряд; $e_{zy} = e_{14} \sim 0,1$ Кл/м²; $U_0 \sim 10^{-4}$; $h \sim 10^{-3}$ м. В металлах и низкоомных полупроводниках концентрация свободных носителей заряда n_0 намного больше чем n' . В высокоомных полупроводниках (в которых только и наблюдаются рассматриваемые пики ВТ) n_0 может быть меньше n' , то есть свободные носители не могут обеспечивать полного экранирования пьезоэлектрического поля. Экранирование пьезополя в этом случае может происходить за счет генерации неравновесных носителей заряда путем термоэмиссии с глубоких центров (мелкие состояния в компенсированном материале пусты, а межзонная генерация электронно-дырочных пар требует слишком большой энергии). При этом из-за малой величины скорости термоэмиссии она может оказаться контролирующей стадией, определяющей характерное время релаксационного процесса. В предельном случае, когда концентрация свободных носителей стремится к нулю, можно ожидать, что ВТ будет описываться выражением обычного вида

$$Q^{-1} = \Delta \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3.12)$$

где время релаксации τ определяется скоростью термического выброса носителей заряда с глубокого центра. Последняя зависит от температуры, от деталей электронной структуры полупроводника и примеси, но не от проводимости кристалла; поэтому независимость положения пика ВТ на температурной шкале от проводимости выглядит естественно. Хорошо согласуется с оценкой n' (3.11) и то максимальное значение концентрации свободных носителей n_0 , при котором обнаруженные пики ВТ еще наблюдаются (порядка 10^{11} см^{-3}).

С помощью формул (3.10) и (3.12) можно оценить максимально возможную высоту пика ВТ. Так для GaAs ($K = 0,065$) в ориентации $\langle 110 \rangle \{111\}$ $Q^{-1}_{max} \approx 7 \cdot 10^{-4}$, что примерно в два раза выше экспериментального значения для наиболее высокоомного из исследованных образцов – GaAs $\langle Cr \rangle$ (см. рис. 2.6). Такое согласие следует считать хорошим, имея в виду, что в исследованном диапазоне n_0 кривая $Q^{-1}_{max}(n_0)$ еще не имеет признаков выхода на насыщение в высокоомной области (см. рис. 2.10). Подавление пиков ВТ при освещении можно также связать с возрастанием величины n_0 .

Простейшим выводом из полученных результатов является предположение о том, что время релаксации τ совпадает со временем $\tau \uparrow$ термического выброса носителей заряда с глубоких центров в зону разрешенных энергий. Однако, более детальный анализ показывает, что τ зависит от $\tau \uparrow$ более сложным образом. Действительно, предполагая $\tau = \tau \uparrow$, можно оценить сечение захвата носителей заряда ловушками с помощью соотношения

$$\sigma = \frac{\tau \uparrow^{-1} e^{\frac{\Delta E}{kT}}}{N_c \langle U \rangle} = \frac{\tau_0^{-1}}{N_c \langle U \rangle}, \quad (3.13)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне;
 $\langle U \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}$ – средняя тепловая скорость носителей заряда;

ΔE – энергия ионизации глубокого центра; τ_0^{-1} – частотный фактор пика ВТ. Используя данные таблицы 3.1, получаем следующие значения сочетаний (табл. 3.2).

Из табл. 3.2 видно, что рассчитанные по формуле (3.13) сечения захвата носителей заряда ловушками аномально велики по сравнению с общепринятыми порядками величины. Это заставляет предположить, что время τ на несколько порядков меньше, чем $\tau \uparrow$. Обоснование такого предположения дается ниже.

Таблица 3.2

Сечения захвата носителей заряда глубокими центрами по данным ВТ
(предполагается, что $\tau = \tau\uparrow$. * – данные из [33]; ** – данные из [34])

Материал	Ловушка	Сечение захвата, см ²	
		по формуле (3.13)	литературные данные
GaAs	Fe	$6 \cdot 10^{-9}$	–
	Нелегиров.	$1 \cdot 10^{-10}$	–
	Co	$4 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-11} - 6 \cdot 10^{-16}$ *
	Cr	$4 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-14}$ *
InP	Fe	$1 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-10} - 2 \cdot 10^{-13}$ **

3.2. Анализ параметров релаксационного процесса

3.2.1. Постановка задачи

Пусть имеется кристалл, вырезанный определенным образом, с концентрацией свободных носителей n_0 и концентрацией глубоких центров (ГЦ) N_t . Пусть толщина образца мала по сравнению с его шириной и длиной, так что краевыми эффектами на малых гранях образца можно пренебречь. При этом все величины будут зависеть только от координаты z , и задача сведется к одномерной. Кроме того, будем считать, что ловушки обмениваются носителями заряда только с одной зоной полупроводника. При этих предположениях релаксационный процесс будет описываться кинетическими уравнениями стандартного вида

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial x}(nE) = N_t \frac{\partial f}{\partial t} + D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}; \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \gamma \left[n(1-f) - N_c \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) f \right]; \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} + \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} [n - n_0 + N_t(f - f_0)], \quad (3.16)$$

где $n(t, z)$ – концентрация носителей заряда в зоне в момент времени t и в точке z ; N_t – то же на ГЦ; $f(t, z)$ – заполнение ловушек; μ – подвижность; D – коэффициент диффузии носителей; γ – коэффициент захвата носителей на ГЦ; N_c – эффективная плотность состояний в зоне; ΔE – ионизации глубоких центров; \tilde{E} – поле связанных пьезозарядов.

Рассмотрим процесс релаксации ПЗ и связанного с ним электрического поля при мгновенном, импульсном, а не циклическом, как в эксперименте, деформировании кристалла. С одной стороны это упрощает задачу, так как придется рассматривать только автономные дифференциальные уравнения; кроме того, одним параметром (частота) будет меньше. С другой стороны, характерные значения времен релаксации (по крайней мере, для линейных систем) одни и те же как для мгновенного, так и для циклического отклонения системы от равновесия.

В момент времени $t = 0$ кристалл мгновенно изгибается, так что в нем возникает пьезоэлектрическое поле $\tilde{E} = qn'z/\varepsilon\varepsilon_0$, где qn' – плотность ПЗ. Затем начинается перераспределение носителей заряда, приводящее в конечном счете к экранированию поля \tilde{E} . Этот процесс описывается системой уравнений (3.14) – (3.16) с начальными условиями

$$n(t=0) = n_0; \quad f(t=0) = f_0; \quad E(t=0) = \tilde{E}, \quad (3.17)$$

где n_0 и f_0 – равновесные значения n и f .

В дальнейшем мы будем полагать $n_0 = \text{const}$, $f_0 = \text{const}$. Кроме того, следует задать граничные условия

$$E(z=0) = 0; \quad (3.18)$$

$$E(z=h) = \tilde{E}(h) = \frac{qn'h}{\varepsilon\varepsilon_0}; \quad (3.19)$$

$$\left. \frac{\partial \ln n}{\partial z} \right|_{z=h} = \frac{n'}{n_0} \frac{h}{e_D^2}. \quad (3.20)$$

Граничные условия (3.18) следуют из симметрии задачи, (3.19) – из теоремы Гаусса (поле на поверхности определяется

только общим количеством связанных пьезозарядов в объеме пластины и не зависит от их распределения), (3.20) – из условия отсутствия тока через поверхности образца $(\mu n E - D \partial n / \partial z)_{z=h} = 0$; учтено также соотношение Эйнштейна $\mu = qD/kT$ и введена дебаевская длина $\ell_D = \sqrt{\epsilon \epsilon_0 kT / q^2 n_0}$.

3.2.2. Связь с задачей о емкостной спектроскопии

В выражениях (3.17) – (3.20) задача исследования релаксации заряда в полупроводнике с ГЦ близка к задаче о емкостной спектроскопии глубоких уровней [35, 36] и близких к ней методов, широко применяемых при исследовании различных дефектов в полупроводниковых структурах.

В простейшем варианте метод емкостной спектроскопии заключается в подаче на диодную структуру обратного смещения. Это вызывает изменение имеющейся в структуре области пространственного заряда (ОПЗ) и перезарядку ГЦ в переходной области. В классических работах [35, 36] авторы развивают следующие представления: при подаче ступенчатого смещения на диодную структуру из поверхностной области почти мгновенно (за время порядка максвелловского) выносятся свободные носители заряда. Затем начинается “медленный” выброс носителей с ГЦ в зону проводимости, где сильное электрическое поле, имеющееся в р–п переходе, подхватывает их и мгновенно уносит из ОПЗ. Время релаксации ОПЗ в этой модели определяется временем термоэмиссии $\tau_{\uparrow} = (\gamma N_c)^{-1} \exp(\Delta E / kT)$. Измерив τ_{\uparrow} , можно определить как глубину залегания ловушки ΔE , так и ее сечение захвата $\sigma = \gamma / \langle U \rangle$, где $\langle U \rangle$ – средняя тепловая скорость носителей.

В последнее время появился ряд существенных уточнений классической модели. Оказалось, что в материалах с малым временем жизни и подвижностью носителей заряда (к ко-

торым относятся и исследованные в данной работе полупроводники) нельзя пренебрегать перезахватом выбрасываемых с глубоких центров носителей, то есть нельзя считать, что они выносятся из ОПЗ мгновенно. Влияние перезахвата и других факторов, не учитываемых в модели [10], при этом получены весьма различные выражения для времени релаксации ОПЗ τ . Кроме того, оказалось, что в некоторых случаях время релаксации даже в отсутствие ГЦ сильно отличается от максвелловского [37].

В свете сказанного оказывается возможным построить для релаксации ОПЗ, возникающей при деформировании кристаллов в наших экспериментах, специальную физическую модель.

3.2.3. Полупроводник без ловушек

Благодаря большой пространственной однородности наших образцов по сравнению с системами, обычно используемыми в теории емкостной спектроскопии (p - n переходы, МДП-структуры и т. д.), уравнения (3.14) – (3.16) удается существенно упростить, исключив из них зависимость переменных от координаты, и подробно исследовать при различных значениях параметров. Проиллюстрируем метод исключения на примере полупроводника, вообще не содержащего ГЦ.

Для безловушечного материала уравнения (3.14) – (3.16) сводятся к следующим:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial z}(nE) + D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}; \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} + \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} (n - n_0). \quad (3.22)$$

Наш подход основан на том факте, что система уравнений (3.21) – (3.22) имеет среди прочих решения вида

$$E(t, z) = (z - z_0)E_0(t); \quad n = n(t), \quad (3.23)$$

где функции $E_0(t)$ и $n(t)$ не зависят от координаты z и могут быть найдены из более простых уравнений. Решения (3.23) удовлетворяют следующим начальным и граничным условиям:

$$E(t = 0) = \tilde{E} = \frac{qn'(z - z_0)}{\varepsilon\varepsilon_0}; \quad n(t = 0) = n_0; \quad (3.24)$$

$$E(z = z_0) = 0; \quad n(t = 0) = n_0 \quad (3.25)$$

с дополнительными ограничениями $n_0 = \text{const}$, $n' = \text{const}$.

Подставляя (3.23) в (3.21), (3.22), исключая E_0 , для $n(t)$ получаем уравнение

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n}{\tau_M} \left(\frac{n}{n_0} + \frac{n'}{n_0} - 1 \right), \quad (3.26)$$

где τ_M – максвелловское время. Не представляет труда получить его решение при произвольном отношении n_0/n' . Мы рассмотрим наиболее интересные предельные случаи: $n' \ll n_0$ и $n' \gg n_0$, когда (3.26) линеаризуется.

1. $n' \ll n_0$ (слабые поля, низкоомный материал). Процесс релаксации завершается полным экранированием поля и уменьшением n до $n_0 - n' \approx n_0$. При этом n , стоящее перед скобкой в правой части (3.26), можно заменить на n_0 . Получаем уравнение

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_M} (n - n_0 + n'), \quad (3.27)$$

описывающее классическую релаксацию заряда по Максвеллу

2. $n' \gg n_0$ (сильные поля, высокоомный материал). Релаксационный процесс приводит к незначительному уменьшению поля и полному оттоку носителей из ОПЗ. Пренебрегая первым и третьим членом в скобках в (3.26), получаем

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n}{\tau_d}, \quad (3.28)$$

где $\tau_d = \tau_M n_0 / n' = \varepsilon \varepsilon_0 / q \mu n' = 1 / \mu \tilde{E}_0 = h / \mu \tilde{E}_0 (h)$.

Уравнение (3.28) описывает экспоненциальный спад n до нуля с характерным временем τ_d , имеющим смысл времени пролета индивидуального носителя через структуру. Аналогичный результат был получен Ароновым и Маматкуловым при исследовании релаксации заряда в условиях эксклюзии [38].

В промежуточном случае $n' \sim n_0$ релаксации происходит не по экспоненциальному закону. В частности, при $n' = n_0$ она описывается выражением $n = n_0 / (1 + t / \tau_M)$, что соответствует функции распределения (спектру) времен релаксации $\Phi(\tau) = \tau_M \tau^{-2} \cdot \exp(-\tau_M / \tau)$. Таким образом, даже в отсутствие ГЦ спектр времен релаксации заряда не всегда есть дельта-функция $\delta(\tau - \tau_M)$. В частности, в достаточно сильных полях время релаксации много меньше τ_M .

3.2.4. Полупроводник с ловушками

Кинетика релаксации ПЗ в полупроводнике с ловушками описывается уравнениями (3.14) – (3.16). Для них также при-

годно решение (3.23) с тем условием, что f , как и n , зависит только от времени. Подставляя его в (3.14) – (3.16), исключая поле, получаем

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{q\mu n}{\varepsilon\varepsilon_0} [n' - n_0 + n + N_t(f - f_0)] - N_t \frac{df}{dt}. \quad (3.29)$$

В дальнейшем удобно будет пользоваться четырьмя параметрами размерности частоты (обратного времени):

1. Максвелловская частота (обратное максвелловское время)

$$\omega_M = \tau_M^{-1} = \frac{q\mu n}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.30)$$

2. Пролетная частота (обратное время пролета)

$$\omega_d = \tau_d^{-1} = \omega_M \frac{n'}{n_0} = \frac{q\mu n'}{\varepsilon\varepsilon_0} = \mu \tilde{E}_0 = \frac{\mu \bar{E}(h)}{h}. \quad (3.31)$$

3. Частота термоэмиссии (обратное время термоэмиссии)

$$\omega_\uparrow = (\bar{f}_0 \tau_\uparrow)^{-1} = f_0^{-1} \gamma N_c \exp\left(-\frac{\Delta E}{KT}\right). \quad (3.32)$$

4. Частота захвата (обратное время жизни носителей)

$$\omega_\downarrow = \tau_\downarrow^{-1} = \gamma N_t \bar{f}_0 = \omega_\uparrow \frac{N_t}{n_0}. \quad (3.33)$$

Введем также обозначение $\bar{f} = 1 - f$.

Уравнения (3.15), (3.31) можно теперь переписать в виде

$$\frac{dn}{dt} = -\omega_M n \left[\frac{\omega_d}{\omega_M} - 1 + \frac{n}{n_0} + \frac{N_t(f - f_0)}{n_0} \right] = N_t \frac{df}{dt}; \quad (3.34)$$

$$\frac{df}{dt} = -\omega_\uparrow \bar{f}_0 f + \omega_\downarrow \frac{n}{N_t} \frac{1-f}{1-f_0} = \omega_\uparrow \left(\bar{f}_0 f - \frac{n}{n_0} f_0 \bar{f} \right). \quad (3.35)$$

Перейдем к безразмерным переменным
 $\eta = 1 - n/n_0$; $\chi = 1 - f/f_0$.

$$\frac{d\eta}{dt} = \omega_M (1-\eta) \left(\frac{\omega_d}{\omega_M} - \eta - \bar{f}_0^{-1} \frac{\omega_\downarrow}{\omega_\uparrow} \chi \right) - \frac{\omega_\downarrow}{f_0 \omega_\uparrow} \frac{d\chi}{dt}; \quad (3.36)$$

$$\frac{d\chi}{dt} = \omega_\uparrow (f_0 \eta - \chi + f_0 \chi \eta). \quad (3.37)$$

Раскрывая скобки в (3.36) и выражая сомножитель, пропорциональный $\chi\eta$, через линейные по χ и η члены с помощью (3.37), приводим (3.26) к виду

$$\begin{aligned} \frac{d\eta}{dt} = & \omega_d + \omega_M \eta^2 - \left(\omega_d + \omega_M + \frac{\omega_M \omega_\downarrow}{f_0 \omega_\uparrow} \right) \eta + \\ & + \frac{\omega_M \omega_\downarrow}{f_0 \omega_\uparrow} \chi + \frac{\omega_\downarrow}{f_0 \omega_\uparrow} \left(\frac{\omega_M}{f_0 \omega_\uparrow} - 1 \right) \frac{d\chi}{d\eta}. \end{aligned} \quad (3.38)$$

Уравнения (3.37), (3.38) являются ключевыми для исследований в рамках нашей модели. В принципе, можно исключить из них η и подстановкой $P = d\chi/dt$ свести исходную задачу решения системы уравнений в частных производных к дифференциальному уравнению первого порядка, которое

легко интегрируется численными методами. Получить аналитическое решение мешает, главным образом, нелинейное слагаемое $\chi\eta$ в (3.37). Нелинейность уравнения (3.38) не играет особой роли, так как определяющим ее членом $\omega_M\eta^2$ можно пренебречь по сравнению с ω_d как в слабых полях ($\omega_d \ll \omega_M$, $\eta \leq \omega_d/\omega_M$), так и в сильных ($\omega_d \gg \omega_M$, $\eta \leq 1$). В ряде случаев можно пренебречь и нелинейностью (3.37), обусловленной зависимостью времени жизни носителей заряда от заполнения ГЦ, например, когда $f_0 \ll 1$ или $N_i\bar{f}_0 \gg n'$. При этом можно считать, что

$$\eta \approx \bar{f}_0^{-1} \left(\frac{1}{\omega_\uparrow} \frac{d\chi}{dt} + \chi \right); \quad \frac{d\eta}{dt} \approx \bar{f}_0^{-1} \left(\frac{1}{\omega_\uparrow} \frac{d^2\chi}{dt^2} + \frac{d\chi}{dt} \right). \quad (3.39)$$

Подставляя (3.39) в (3.38), имеем линейное уравнение второго порядка для функции $\chi(t)$, определяющей в данном случае ход релаксации заряда:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\chi}{dt^2} + (\omega_\uparrow + \omega_\downarrow + \omega_M + \omega_d) \frac{d\chi}{dt} + \\ + (\omega_\uparrow\omega_M + \omega_\downarrow\omega_d + \omega_M\omega_\downarrow)(\chi - \chi_\infty) = 0, \end{aligned} \quad (3.40)$$

где

$$\chi_\infty = \frac{\omega_d\omega_\uparrow}{\omega_\uparrow\omega_M + \omega_\uparrow\omega_d + \omega_M\omega_\downarrow}. \quad (3.41)$$

Решением (3.40), удовлетворяющим начальным условиям $\chi(0) = \chi'(0) = 0$, является функция

$$\chi(t) = \chi_\infty \left(1 + \frac{\omega_2 e^{-\omega_1 t} - \omega_1 e^{-\omega_2 t}}{\omega_1 - \omega_2} \right), \quad (3.42)$$

где ω_1, ω_2 – корни характеристического уравнения

$$\omega^2 - (\omega_\uparrow + \omega_\downarrow + \omega_M + \omega_d)\omega + \omega_\uparrow\omega_M + \omega_\uparrow\omega_d + \omega_M\omega_\downarrow = 0, \quad (3.43)$$

которые равны

$$\begin{aligned} \omega_1 = & \frac{1}{2}(\omega_\uparrow + \omega_\downarrow + \omega_M + \omega_d) \times \\ & \times \left[1 + \sqrt{1 - 4 \frac{\omega_\uparrow(\omega_M + \omega_d) + \omega_\downarrow\omega_M}{(\omega_\uparrow + \omega_\downarrow + \omega_M + \omega_d)^2}} \right]; \end{aligned} \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned} \omega_2 = & \frac{1}{2}(\omega_\uparrow + \omega_\downarrow + \omega_M + \omega_d) \times \\ & \times \left[1 - \sqrt{1 - 4 \frac{\omega_\uparrow(\omega_M + \omega_d) + \omega_\downarrow\omega_M}{(\omega_\uparrow + \omega_\downarrow + \omega_M + \omega_d)^2}} \right]. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Если один из параметров $\omega_\uparrow, \omega_\downarrow, \omega_M, \omega_d$ заметно больше всех остальных, что весьма вероятно, то $\omega_2 \gg \omega_1$, а для ω_1 , которым и определяется наблюдаемое время релаксации $\tau = \omega_1^{-1}$, имеет место приближенное выражение

$$\omega_1 = \frac{\omega_\uparrow\omega_M + \omega_\uparrow\omega_d + \omega_M\omega_\downarrow}{\omega_\uparrow + \omega_\downarrow + \omega_M + \omega_d}. \quad (3.46)$$

В зависимости от соотношения параметров ω_{\uparrow} , ω_{\downarrow} , ω_M , ω_d формула (3.46) выражается в одну из предельных форм. При интерпретации этих результатов следует иметь в виду, что условие $\omega_{\downarrow} \gg \omega_{\uparrow}$ эквивалентно требованию малости числа носителей в зоне по сравнению с их числом на ГЦ, когда только и существенно наличие ГЦ.

3.2.5. Обсуждение результатов

В компенсированных полупроводниках, которые использовались при измерениях ВТ, концентрация ловушек N_t составляла $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в то время как n' не превышало 10^{12} см^{-3} при предельно допустимой деформации кристалла. Это соответствует случаю неполного отношения ловушек, то есть $N_t f_0 \gg n'$ или $\omega_{\downarrow} \gg \omega_{\uparrow}$. Кроме того, выполнялось условие малости времен пролета τ_d по сравнению с временем жизни τ_{\downarrow} . Подставляя величину n' в соответствии с (3.11) в выражение $\tau_d = \tau_M n_0 / n'$, получаем оценку $\tau_d \sim 10^{-8} \text{ с}$. С другой стороны, время жизни носителей заряда, например, в GaAs:Cr, оценивается как $(2 - 5) \cdot 10^{-7} \text{ с}$ [39]. Таким образом, выполняется условие $\tau_d < \tau_{\downarrow}$.

Время релаксации можно оценить как $\delta N / \dot{N}$, где δN – количество носителей, уходящих из ОПЗ в процессе релаксации заряда, \dot{N} – скорость ухода. Если выполняются перечисленные выше условия, то $\delta N \sim n' \ll N_t f_0$ и время релаксации $\tau = n' / \omega_{\uparrow} N_t f_0 \sim n' / n_0 \omega_{\downarrow} = \omega_d / \omega_M \omega_{\downarrow}$.

В настоящей главе было показано, что время релаксации τ заметно меньше времени термоэмиссии τ_{\uparrow} . Вместе с тем совпадение энергии активации наблюдаемого релаксационного процесса с энергией ионизации ГЦ заставляют предположить, что τ и τ_{\uparrow} связаны соотношением

$$\tau = A \tau_{\uparrow}, \quad (3.47)$$

где A – константа, много меньшая единицы и зависящая от параметров полупроводника. С другой стороны, время релаксации с учетом (3.31) и (3.33) определяется как

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\omega_d}{\omega_M \omega_{\downarrow}} = \frac{n'}{n_0 \gamma N_t f_0} = \frac{n'}{N_t} \frac{1}{\gamma N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right) f_0} = \\ &= \frac{n'}{N_t} \frac{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_f}{kT}\right)}{\gamma N_c \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right)} = \frac{n'}{N_t} \left[1 + \exp\left(\frac{E_t - E_f}{kT}\right)\right] \tau_{\uparrow}. \end{aligned} \quad (3.48)$$

Соотношения (3.47) и (3.48) совпадают, если положить $A = n'/N_t [1 + \exp(E_t - E_f/kT)]$. В компенсированных материалах $F_F \approx E_t$, то есть уровень Ферми находится вблизи уровня ловушек, и температурной зависимостью константы A можно пренебречь. Таким образом, τ оказывается действительно на несколько порядков (примерно в n'/N_t раз) меньше τ_{\uparrow} .

Представленная физическая модель релаксации заряда, позволяет объяснить экспериментальные результаты измерения ВТ в высокоомных полупроводниках A^3B^5 с глубокими центрами. Следует отметить, что эта модель учитывает вклад взаимопереплетающихся процессов: термической ионизации и обратного захвата носителей заряда на ГЦ, максвелловскую релаксацию свободных носителей заряда и их дрейф сквозь образец. В квазистационарных термодинамических условиях проводившихся экспериментов по измерению ВТ, то есть при относительно медленном изменении температуры образца, (по

сравнению с перечисленными характерными временами релаксации и периодом колебаний пьезоэлектрического поля) и отсутствии других внешних воздействий на образец время термоэмиссии оказывается контролирующей стадией релаксационного процесса. В то же время, при дополнительных внешних воздействиях на испытуемый образец полупроводника, например, оптическом облучении достаточной интенсивности, способном вызывать внутренний фотоэффект и заметное изменение концентрации свободных носителей заряда, участвующих в процессе релаксации пьезоэлектрических зарядов, ни один из четырех перечисленных процессов (времен релаксации) не может быть априори исключен из рассмотрения

4. АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ A^3B^5 С ГЛУБОКИМИ ЦЕНТРАМИ

4.1. Экспериментальные проявления эффекта

В главах 2, 3 было описано явление электронно-механической релаксации, связанной с глубокими центрами (ЭМРГЦ), заключающееся в возникновении релаксационных максимумов на температурной зависимости ВТ в образцах высокоомных пьезополупроводников (GaAs, GaP и InP) с примесями переходных металлов. Было установлено, что параметры этих максимумов зависят от параметров ГЦ, определяющих электрические свойства образца. Согласно модели релаксации заряда при ЭМРГЦ (см. главу 3), механическая энергия колебаний расходуется на джоулево тепловыделение при протекании токов релаксации заряда в пьезоэлектрическом поле, индуцированном деформацией образца. Модель учитывает вклад от взаимопереплетающихся процессов: термической ионизации и обратного захвата носителей заряда на ГЦ, максвелловской релаксации свободных носителей и их дрейфа сквозь образец в пьезоэлектрическом поле. Время релаксации при этом выражается сложной комбинацией характерных времен перечисленных процессов. В равновесных условиях при отсутствии внешних воздействий на полупроводник контролирующей стадией релаксационного процесса, согласно упомянутой модели, является термоэмиссия носителей заряда с глубоких примесных центров.

Картина существенно меняется при оптическом облучении, вызывающем внутренний фотоэффект в исследуемом высокоомном полупроводнике. В результате оптической генерации неравновесных носителей заряда нарушаются равновесные условия, при которых термоэмиссия определяет параметры наблюдаемого акустоэлектронного релаксационного про-

цесса. В результате существенным образом изменяются и параметры ВТ, обусловленного описанным в главах 2 и 3 эффектом ЭМРГЦ. При этом наблюдается зависимость ВТ от длины волны и интенсивности излучения и проявляются необычные особенности кинетики ВТ при импульсном оптическом облучении образцов.

4.2. Методика экспериментов

В качестве исследуемых образцов используются монокристаллические пластины широкозонных пьезополупроводников. Ниже представлены результаты исследований акустооптического эффекта в полуизолирующих GaAs, GaP и InP, легированных металлами переходной группы в расплаве при выращивании по методу Чохральского. Размеры образцов составляли $20 \times 6,0 \times 0,4$ мм³, ориентация плоскости (100), а длинной оси – вдоль пьезоактивного направления $\langle 110 \rangle$. При такой кристаллографической ориентации образца индуцированное деформацией изгиба пьезоэлектрическое поле пронизывает максимальный его объем и вызывает наибольшую интенсивность зарядовой релаксации, а значит и величину измеряемого ВТ.

Для измерения ВТ используется установка и методика, описанные в главе 1. Оптическое облучение образцов осуществляется через окно из кварцевого стекла в корпусе вакуумной камеры. Источником оптического излучения может служить спектрометр ИКС-12, свет из выходной щели которого через фокусирующую линзу направляется на исследуемый образец, помещенный в вакуумной камере (см. рис 2.2). Интенсивность оптического облучения E изменяется с помощью входной и выходной щелей монохроматора спектрометра ИКС-12 от $E = 0$ до E_{max} . Последняя по порядку величины соответствовала значению 100 Вт/м^2 .

Объединение установки ВТ со спектроскопическими устройствами позволяет измерять спектральные зависимости относительного изменения ВТ при оптическом облучении при фиксированных уровнях освещенности образца и фиксированных температурах, а также исследовать кинетику ВТ при импульсном оптическом воздействии.

Наряду с измерением ВТ, на тех же образцах полупроводников можно проводить сравнительные измерения спектральных кривых и кинетики фотопроводимости на постоянном токе с модуляцией светового потока при использовании спектрально-вычислительного комплекса СДЛ-2.

4.3. Температурная зависимость ВТ при оптическом облучении

На рис. 4.1, кривая 1 показана температурная зависимость внутреннего трения $Q^{-1} = f(T, K)$ для GaAs, легированного Cr с удельным сопротивлением $\rho = 6 \cdot 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при частоте изгибных колебаний 8,2 кГц. На этой кривой, измеренной при затемненном образце, располагается дебаевский пик ВТ, обусловленный ЭМРГЦ [21, 22], вблизи температуры 340 К, который характеризуется энергией активации релаксационного процесса $0,76 \pm 0,02 \text{ эВ}$ и частотным фактором $1,6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$.

При оптическом облучении образца собственным излучением средней интенсивности $E = 0,3 \cdot E_{max}$ с энергией фотонов $h\nu = 1,4 \text{ эВ}$ изначально симметричный исходный пик ВТ значительно расширяется в сторону низких температур (кривая 2). Дальнейшее увеличение интенсивности облучения до $E = 0,6 \cdot E_{max}$ приводит к уменьшению пика по высоте (кривая 3), а при $E = E_{max}$ (порядка 100 Вт/м^2) – к почти полному подавлению пика до уровня фона ВТ (кривая 4). Аналогичное поведение исходного пика ВТ наблюдается при облучении

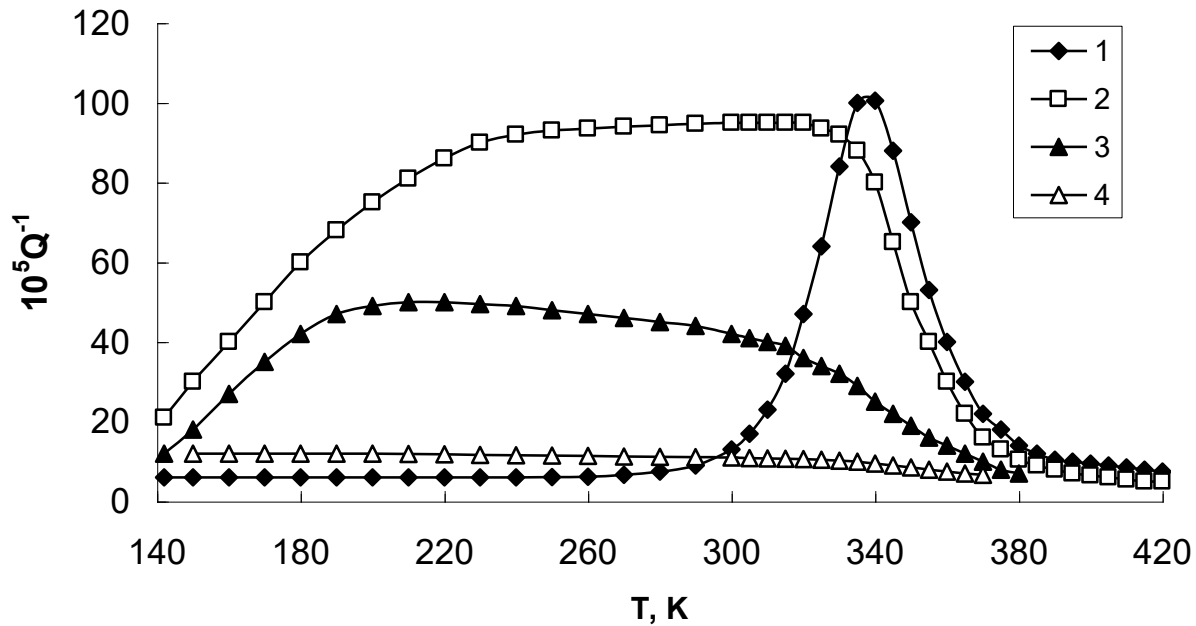


Рис. 4.1. Температурная зависимость ВТ в GaAs<Cr>:
 1 – в темноте; 2, 3, 4 – при оптическом облучении ($h\nu = 1,4$ эВ)
 с интенсивностью E соответственно $0,3 E_{max}$, $0,6 \cdot E_{max}$ и E_{max}

интервале от 0,7 эВ до 1,3 эВ. Во всех исследованных образцах полуизолирующих GaAs, GaP и InP, легированных переходными металлами Fe, Cr, Co, Cu, Mn и Ni (см. рис 2.1, 2.2) при собственном оптическом облучении также как и в случае с GaAs<Cr> происходит значительное (на десятки градусов) увеличение ширины пиков ВТ, обусловленных ЭМРГЦ с последующим их подавлением при интенсивном оптическом облучении [39 – 41].

Измерение зависимости величины ВТ от интенсивности собственного излучения для GaAs<Cr> при температуре 300 К показывает (рис. 4.2, кривая 1), что в интервале от $E = 0$ до $E = 0,3 \cdot E_{max}$ ВТ возрастает в результате расширения исходного пика в сторону отрицательных температур, а затем, проходя через максимум при $E = 0,3 \cdot E_{max}$, ВТ уменьшается вплоть до полного подавления при $E = E_{max}$.

Такое поведение ВТ имеет место на всех температурах ниже температуры пика, т.е. во всей области расширения пика (см. рис. 4.1.). В частности, на кривой 2, рис. 4.2 показана зависимость ВТ от интенсивности облучения, измеренная при температуре образца 220 К, форма которой близка к форме кривой 1, измеренной при температуре 300 К. В то же время при температуре 340 К (температура исходного пика) зависимость Q^{-1} от E не имеет максимума (рис. 4.2, кривая 3), то есть наблюдается только процесс подавления ВТ. Уменьшение интенсивности облучения от E_{max} до нуля приводит к обратному ходу всех кривых, показанных на рис. 4.2. На кривых 1 и 2 наибольшее значение ВТ имеет при $E = (0,3 - 0,4)E_{max}$. Именно такое значение E , будем считать как средний уровень оптического облучения, а значение $E = E_{max}$ – как уровень интенсивного облучения.

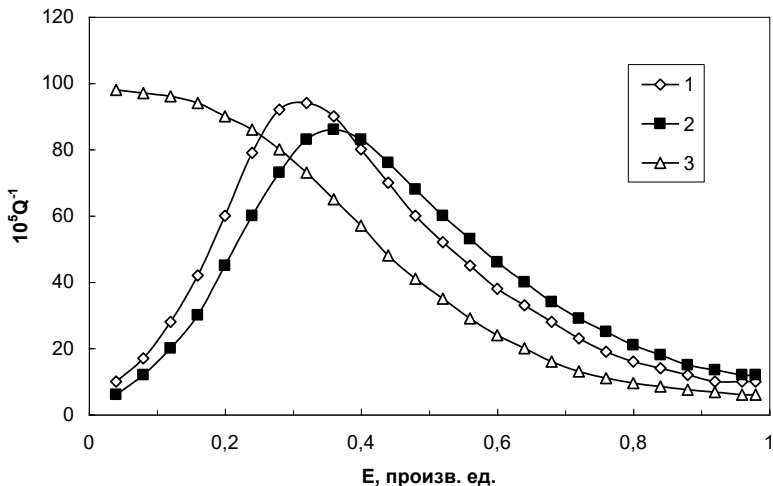


Рис.4.2. Зависимость ВТ в GaAs<Cr> от интенсивности облучения E ($h\nu = 1,4$ эВ) при разных температурах образца: 1 – 300 К; 2 – 220 К; 3 – 340 К. Значение $E = 1$ соответствует E_{max}

Таким образом, оптическое облучение GaAs<Cr> приводит не только к уменьшению исходного пика ВТ, но и к изменению его основных параметров, таких как ширина и температурное положение. В тоже время исследование ВТ в GaAs<Cr> при отсутствии оптического облучения (см. главу 2) показывает, что увеличение равновесной проводимости образца (концентрации свободных носителей заряда n_0) приводит лишь к уменьшению высоты пика ВТ без заметного смещения по температуре и изменения его формы (см. рис 2.9). Указанные различия связаны с тем, каким образом происходит экранирование пьезоэлектрического поля в объеме образца: за счет равновесных и равномерно распределенных по объему свободных носителей заряда, как в случае изменения n_0 образца, или же с участием неравновесных носителей заряда, имеющих градиент концентрации по толщине образца, как

при оптическом облучении. С такой интерпретацией в целом согласуются особенности представленных далее экспериментальных результатов измерения оптических спектров и кинетики ВТ при импульсном оптическом облучении полуизолирующего GaAs с глубокими примесными центрами.

4.4. Спектральная зависимость подавления ВТ в GaAs с глубокими примесями

Степень подавления ВТ при оптическом облучении исследуемых образцов зависит от длины волны излучения. Результаты исследования спектральной зависимости относительного уменьшения пика ВТ $-\Delta Q^{-1} = (1 - Q^{-1}/Q^{-1}_{max})$ в полуизолирующем GaAs, легированном различными глубокими примесями: Cr, Fe, Co и специально нелегированным GaAs, выращенном при избыточном давлении As (LEC – материал) [41] показаны на рис. 4.3, 4.4. Из рисунков видно, что заметное подавление ВТ начинается с энергий фотонов, близких к энергиям ионизации соответствующих глубоких примесных центров (см. табл. 2 2).

В частности, на кривой 1 (см. рис. 4.3), соответствующей образцу GaAs<Cr> заметное оптическое подавление ВТ начинается с энергий фотонов, близких к наиболее вероятному значению энергии ионизации глубоких центров Cr – 0,76 эВ [19]. В области энергий фотонов $h\nu = 0,9 - 1,0$ эВ кривая имеет максимум резонансного вида, характерный для спектров фотопроводимости этого материала [19, 42 – 45]. Отличительной особенностью всех спектральных кривых, приведенных на рис. 4.3, 4.4, является наличие вблизи энергии фотонов $h\nu = 1,4$ эВ, примерно соответствующей ширине запрещенной зоны арсенида галлия, остроконечного пика с полушириной порядка 0,1 эВ. Ниже предлагается качественная модель, объясняющая причины возникновения такого необычного пика на спектральной кривой ВТ.

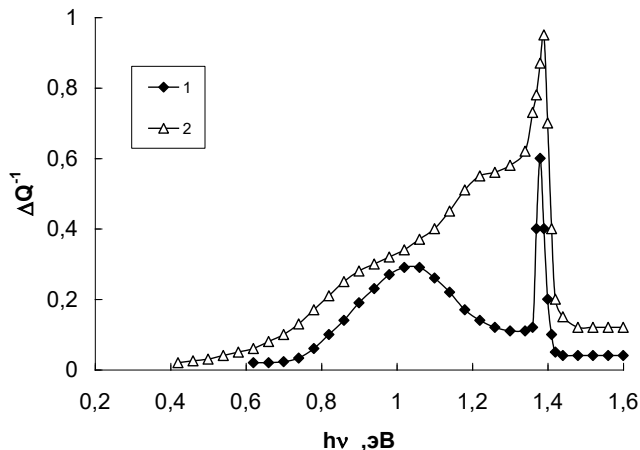


Рис. 4.3. Спектральная зависимость относительного уменьшения пика ВТ – $\Delta Q^{-1} = (1 - Q^{-1}/Q^{-1}_{max})$ при оптическом облучении GaAs с примесями: 1 – Cr; 2 – Fe

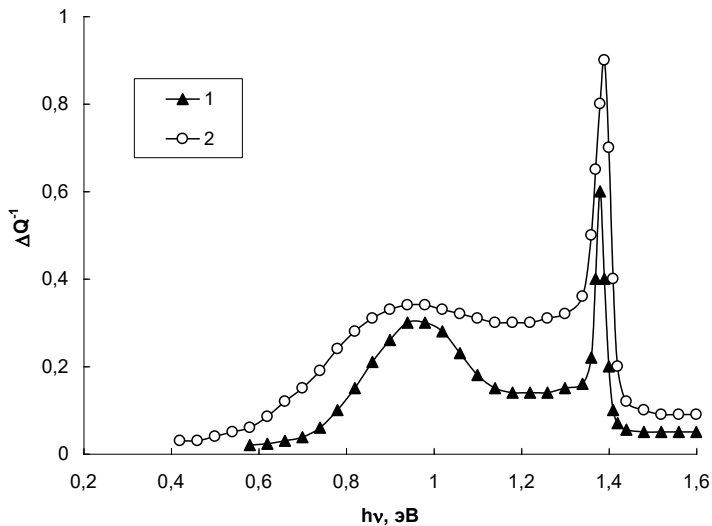


Рис. 4.4. Спектральная зависимость относительного уменьшения пика ВТ – $\Delta Q^{-1} = (1 - Q^{-1}/Q^{-1}_{max})$ при оптическом облучении GaAs: 1 – с примесью Co; 2 – нелегированного

Так как степень подавления ВТ прямо связана с концентрацией образующихся при оптическом возбуждении неравновесных носителей заряда, то логично сравнить спектральную кривую ВТ со спектром фотопроводимости одних и тех же образцов. Для этого на образцах GaAs<Cr> поочередно были измерены спектральные кривые оптического подавления ВТ (рис. 4.5, кривая 1) и фотопроводимости на постоянном токе (рис. 4.5, кривая 2).

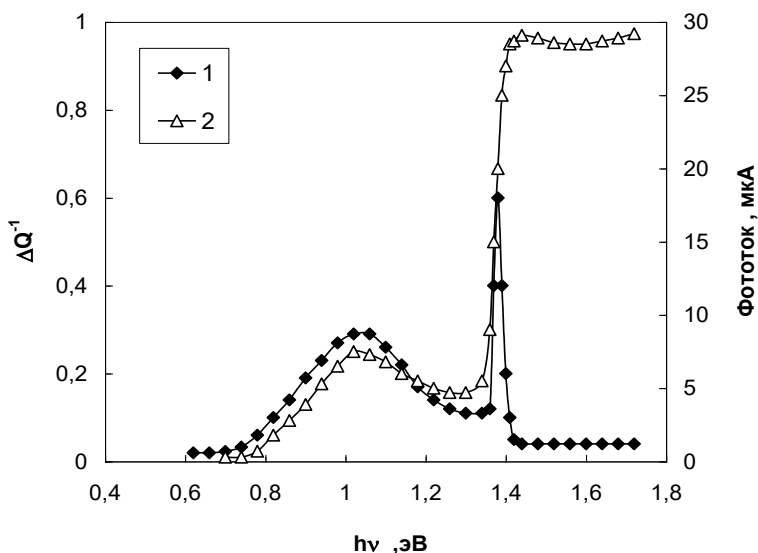


Рис. 4.5. Спектральные зависимости относительного уменьшения пика ВТ – $\Delta Q^{-1} = (1 - Q^{-1}/Q^{-1}_{max})$ при оптическом облучении (1) и фототока (2) в GaAs <Cr>

Из рис. 4.5 видно, что наблюдается сильное сходство спектральных кривых 1 и 2 в примесной области (0,7 эВ – 1,3 эВ) и значительное их отличие в области собственного поглощения (вблизи $h\nu = 1,4$ эВ), что может быть интерпретировано следующим образом.

Как известно, при оптическом облучении полупроводника концентрация фотоионизированных носителей заряда убывает вглубь образца по экспоненциальному закону. При этом градиент концентрации неравновесных носителей заряда в общем случае зависит от коэффициента оптического поглощения материала для данной длины волны. Известно также, что измеряемая фотопроводимость отражает суммарный вклад в фототок всей области оптического поглощения по глубине образца [46, 47]. Резкое возрастание оптического поглощения в результате фундаментальных оптических переходов, сопровождающееся вытеснением области поглощения к поверхности образца [46], не приводит к относительному уменьшению фототока, так как, как было отмечено выше, фотопроводимость является величиной интегральной по объему образца. Форма кривой фотопроводимости в этом спектральном интервале (кривая 2) имеет типичный вид ступеньки с порогом вблизи 1,4 эВ [19, 22 – 45, 48 – 51]. В тоже время на спектральной кривой ВТ (кривая 1) вблизи $h\nu = 1,4$ наблюдается узкий остроконечный пик, наличие которого можно объяснить следующими физическими особенностями измерения ВТ в условиях оптического облучения образца.

ВТ – это проявление эффекта неупругости образца как единого целого и его абсолютная величина зависит от объемной доли участка образца, в котором происходят акустические потери. Уменьшение относительной доли объема, в котором происходит релаксационные потери звука, приводит к снижению измеряемого ВТ образца. Коэффициент оптического поглощения при переходе от примесного поглощения к собственному для GaAs<Cr> увеличивается от значений порядка 10 см^{-1} до значений порядка 10^4 см^{-1} [19]. Это вызывает уменьшение глубины слоя оптического поглощения от величины порядка 0,1 см (толщина образца 0,04 см) до величины порядка 10^{-4} см. В результате, наблюдающееся в начальной области собственного поглощения при $h\nu < 1,4$ эВ резкое воз-

растание оптического подавления ВТ (ΔQ^{-1}) из-за усиления экранирования пьезоэлектрического поля свободными носителями заряда в объеме образца, сменяется его резким спадом ΔQ^{-1} при $h\nu > 1,4$ эВ. Это является следствием вытеснения области поглощения в сторону облучаемой поверхности образца и, резкого уменьшения влияния оптического облучения на измеряемое ВТ. Таким образом, два встречных (по отношению к ВТ) процесса: резкий рост концентрации свободных носителей заряда и вытеснение области оптического поглощения к поверхности образца формируют узкий остроконечный пик (см. рис. 4.3 – 4.5) при энергии фотонов близкой к ширине запрещенной зоны GaAs. Остаточное подавление ВТ при энергии больше 1,42 эВ, по-видимому, обусловлено процессами диффузии носителей заряда из сильно проводящего приповерхностного слоя вглубь образца [52]. Точный математический расчет параметров этой диффузии затруднен ввиду того, что световой поток направлен параллельно пьезоэлектрическому полю в объеме образца. Это эквивалентно условиям так называемой "продольной" фотопроводимости, при которой связь между основными феноменологическими параметрами полупроводника значительно более сложная чем в в случае традиционной "поперечной" фотопроводимости, когда световой поток перпендикулярен направлению тока фотопроводимости [46].

Так как коэффициент оптического поглощения α для примесного излучения в GaAs на три порядка меньше, чем для собственного излучения [19], то градиент концентрации неравновесных носителей в этом случае невысок. Образец для примесного излучения является относительно прозрачным и эффекта вытеснения области оптического поглощения к поверхности образца практически не наблюдается. Поэтому форма спектральной кривых в примесной области для ВТ и фотопроводимости (см. рис. 4.5, кривые 1 и 2) отличаются незначительно.

4.5. Кинетика ВТ при оптическом облучении GaAs<Cr>

Использование прямоугольной модуляции интенсивности света позволяет исследовать кинетику нарастания и спада ВТ, изучить динамику восстановления равновесия релаксационных процессов, связанных с ЭМРГЦ. На рис. 4.6 показана кривая зависимости величины пика ВТ (340, К) от времени для GaAs<Cr> при скачкообразном включении и выключении собственного излучения с энергией фотонов $h\nu = 1,4$ эВ. Из рисунка видно, что световой импульс приводит к "резкому" подавлению ВТ. При этом спад и восстановление ВТ проходит за время порядка 0,3 с, что близко к времени механической релаксации изгибных колебаний образца или времени затухания свободных колебаний. Это время можно считать нижним порогом быстродействия используемой методики ВТ. Такая же динамика ВТ наблюдается при температурах выше температуры пика (более 340 К), то есть на высокотемпературной ветви пика.

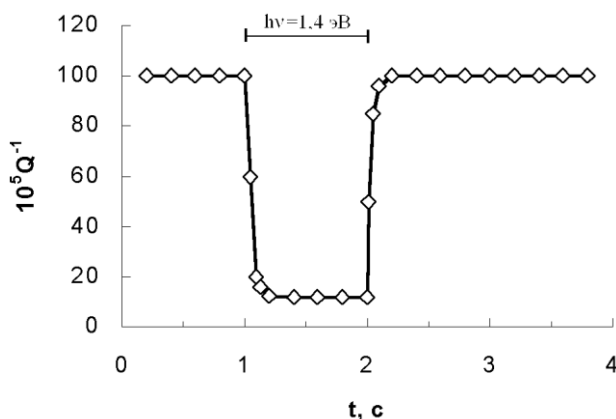


Рис. 4.6. Зависимость ВТ в GaAs<Cr> от времени при импульсном оптическом облучении ($h\nu=1,4$ эВ).
Температура образца 340 К, $E = E_{max}$

Качественно иная кинетика ВТ наблюдалась при температурах, ниже температуры пика. Если облучить образец собственным излучением средней интенсивности ($0,3 \cdot E_{max}$), приводящей к подъему низкотемпературной ветви пика ВТ (см. рис. 4.1, кривая 2), а затем выключить облучение, то ВТ возвратится к исходному значению за время порядка 1 мин. Кинетика ВТ, соответствующая этому случаю, показана на рис. 4.7.

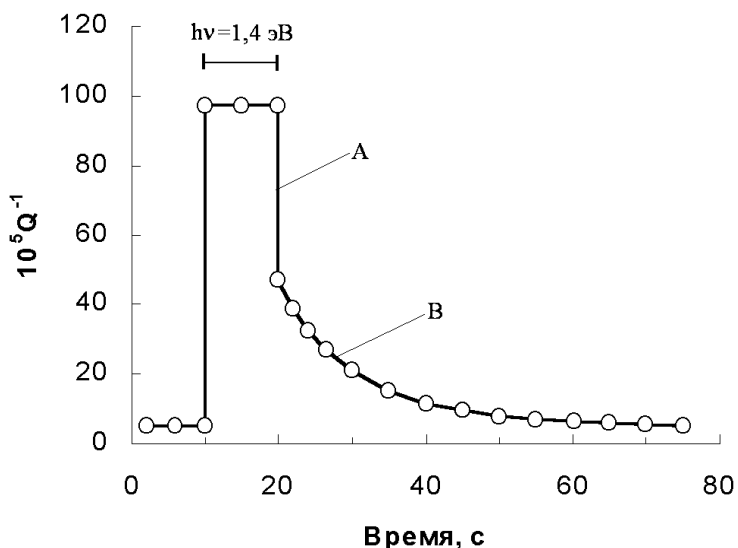


Рис. 4.7. Зависимость ВТ в GaAs<Cr> от времени при импульсном оптическом облучении ($h\nu = 1,4$ эВ) средней интенсивности $E = 0,3 \cdot E_{max}$. Температура образца 300 К

Кривая релаксации ВТ после выключения оптического облучения состоит из двух участков: участок А быстрой релаксации и участок В медленной релаксации. Построение этой зависимости в координатах $\lg Q^{-1} = f(t)$ позволило по наклону прямолинейных участков определить время релаксации на

обоих участках А и В, соответственно $\tau_A = 1,3 \pm 0,5$ с (время быстрой релаксации) и $\tau_B = 18 \pm 2$ с (время медленной релаксации).

При облучении образца GaAs<Cr> светом большой интенсивности (E_{max}), приводящей к полному подавлению ВТ (см. рис. 4.1, кривая 4), кинетика ВТ является более сложной, что иллюстрирует рис. 4.8.

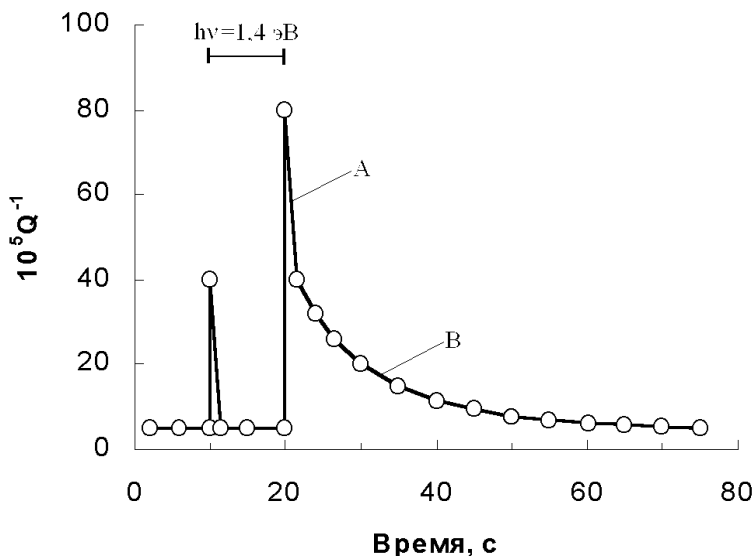


Рис. 4.8. Зависимость ВТ в GaAs<Cr> от времени при импульсном оптическом облучении ($h\nu = 1,4$ эВ) большой интенсивности $E = E_{max}$. Температура образца 300 К

Наличие всплесков ВТ на рис 4.8 при включении и выключении оптического облучения (соответственно при $t = 10$ с и $t = 20$ с) можно объяснить тем, что ВТ при изменении концентрации фотоионизированных носителей заряда проходит через максимум (см. рис. 4.2, кривая 1) в первом случае в прямом направлении (при включении облучения) и в обратном направлении (при выключении облучения) Так же, как и в

случае средней интенсивности облучения (см. рис 4.7), кривая релаксации ВТ после окончания действия светового импульса (при $t = 20$ с) на рис. 4.8 состоит из двух участков: участка А быстрой релаксации и участка В медленной или инерционной релаксации с характерным временем $\tau = 18 \pm 2$ с.

После изучения кинетики ВТ при оптическом облучении в тех же образцах GaAs<Cr> были дополнительно исследованы кинетика собственной фотопроводимости или (рис. 4.9) и зависимость переменной составляющей фототока $I_{\phi}(f)$ от частоты прямоугольной модуляции света (рис. 4.10). Как видно из рис. 4.9, форма кривой в области нарастания собственной фотопроводимости симметрична относительно формы кривой в области ее спада и близка к экспоненциальной. Постоянная времени τ этой экспоненты, определенная из ее формы [46] составляет значение $0,7 \pm 0,1$ мс. Величина τ , определенная из частотной зависимости собственной фотопроводимости GaAs<Cr> (рис. 4.10) по методике, описанной в [46] и составляет значение $0,73 \pm 0,1$ мс. Постоянная времени релаксации собственной фотопроводимости в GaAs<Cr> $\tau \approx 0,72$ мс примерно на четыре порядка меньше, чем время инерционной релаксации ВТ – $\tau_{\text{В}} = 18$ с.

Таким образом, исследование кинетики собственной фотопроводимости в образцах GaAs<Cr> показывает отсутствие сколько-нибудь заметной медленной релаксации, а время релаксации, определенное по данным этих измерений, оказывается значительно меньше, чем время релаксации ВТ. Это может являться свидетельством того, что параметры релаксации неравновесной проводимости в объеме образца (как в случае ВТ) и преимущественно на поверхности (как в случае фотопроводимости) имеют существенные отличия. Их причиной может быть существование большого количества центров рекомбинации на поверхности полупроводника, которые могут существенно уменьшать время релаксации неравновесной проводимости на поверхности по сравнению с объемным временем релаксации носителей заряда [53, 54].

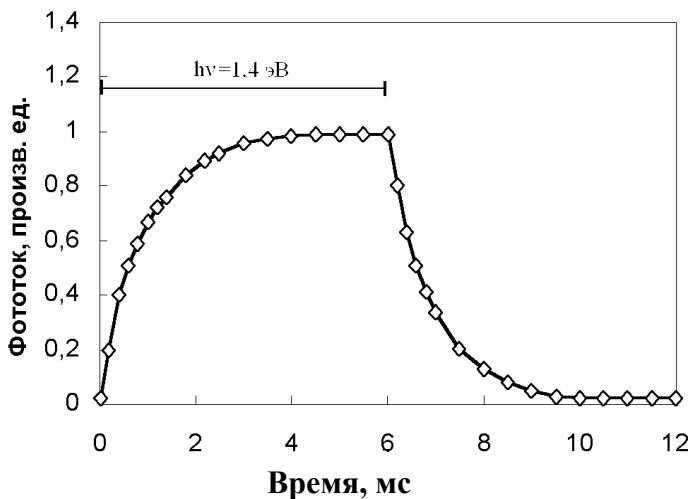


Рис. 4.9. Кинетика собственной фотопроводимости в GaAs<Cr> при энергии фотонов $h\nu = 1,4 \text{ эВ}$

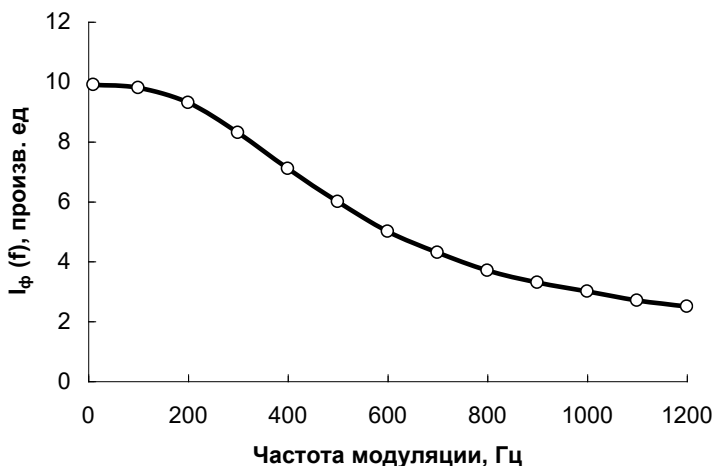


Рис. 4.10. Зависимость переменной составляющей фототока $I_\phi(f)$ в GaAs <Cr> от частоты прямоугольной модуляции света f

Изучение влияния различных факторов на время медленной релаксации τ_B показывает, что оно существенно не зависит от удельного сопротивления образца ρ . Наличие постоянной собственной подсветки также не оказывает существенного влияния на τ_B . С другой стороны, τ_B возрастает с 8 до 18 с при увеличении температуры от 190 К до 300 К.

По этой температурной зависимости (рис. 4.11) в координатах $\lg \tau_B = f(10^3/T)$ можно определить энергию активации энергетического уровня, связанного с процессом медленной релаксации, которая в данном случае составляет значение $0,045 \pm 0,05$ эВ. Температурная зависимость τ_B имеет сходство с типичной температурной зависимостью времени жизни для легированных полупроводников с ловушками в области температур истощения примеси [46], что может быть свидетельством участия мелких примесных состояний в процессе зарядовой релаксации при измерении ВТ в условиях оптического облучения.

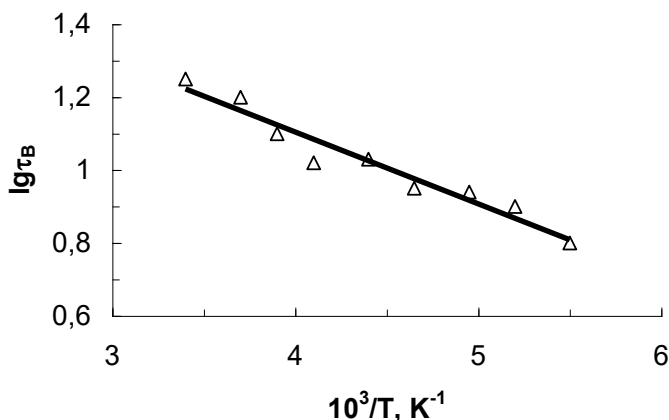


Рис. 4.11. Температурная зависимость времени медленной релаксации τ_B в GaAs<Cr>

4.6. Кинетика ВТ при оптическом облучении GaAs<Fe >

На рис. 4.12, кривая 1 показана температурная зависимость внутреннего трения $Q^{-1} = f(T, K)$ для GaAs<Fe> с удельным сопротивлением $\rho = 10^7$ Ом·см (293 К), измеренная при частоте изгибных колебаний 7,9 кГц и затемненном образце. Вблизи температуры 220 К на этой кривой располагается исходный дебаевский пик ВТ, обусловленный ЭМРГЦ [21, 22], который характеризуется энергией активации релаксационного процесса $0,52 \pm 0,02$ эВ и частотным фактором $6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$. При оптическом облучении образца собственным излучением средней интенсивности $E = 0,3 \cdot E_{max}$ с энергией фотонов $h\nu = 1,4$ эВ исходный пик ВТ значительно уширен и имеет вид некоего "плато" шириной несколько десятков градусов (кривая 2). Дальнейшее увеличение интенсивности облучения до $E = 0,6 \cdot E_{max}$ приводит к снижению по высоте уширенного пика (кривая 3), а при $E = E_{max}$ происходит практически полное подавление ВТ до уровня фона, определяемого, в основном, термоупругим затуханием образца [1, 3].

Зависимость величины ВТ от E на фиксированных температурах – 190 К и 250 К (соответственно ниже и выше исходного пика) показана на рис. 4.13.

Из рис. 4.13 видно, что при увеличении интенсивности облучения ВТ возрастает и, проходя через максимум, полностью подавляется при $E = E_{max}$. Уменьшение интенсивности облучения от $E = E_{max}$ до $E = 0$ приводит к обратному ходу кривых, показанных на рис. 4.13.

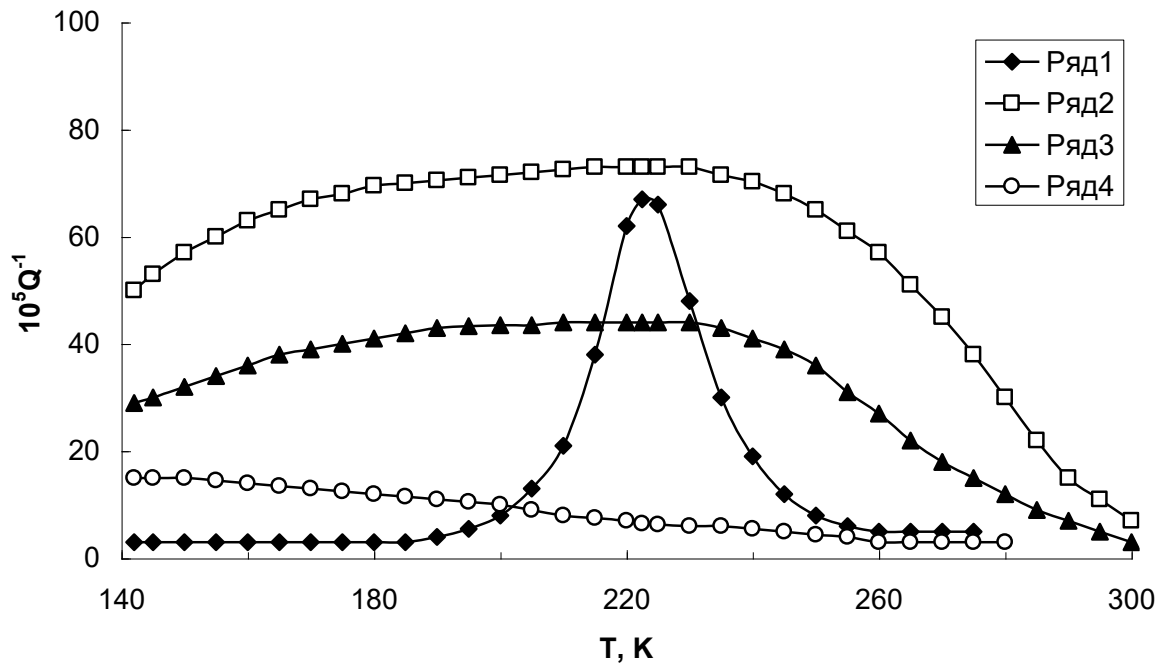


Рис. 4.12. Температурная зависимость ВТ в GaAs<Fe>:
 1 – в темноте; 2, 3, 4 – при оптическом облучении ($h\nu = 1,4$ эВ)
 с интенсивностью E соответственно $0,3 \cdot E_{max}$, $0,6 \cdot E_{max}$ и E_{max}

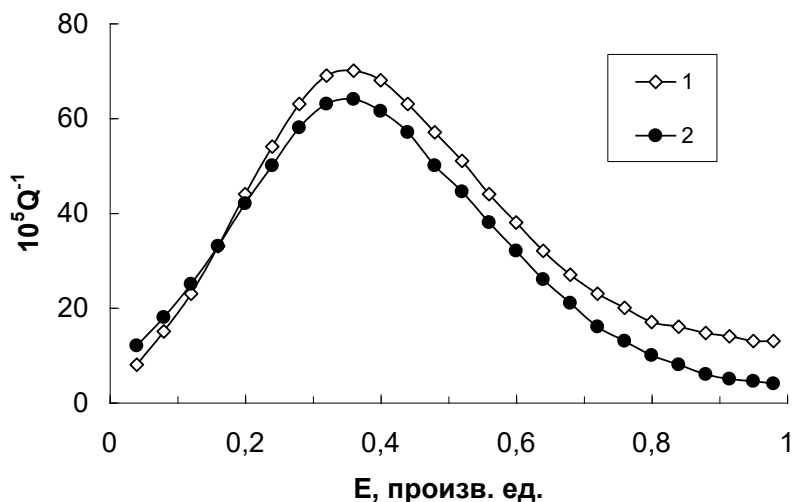


Рис. 4.13. Зависимость ВТ в GaAs<Fe> от интенсивности оптического облучения E на фиксированной температуре: 1 – 190 К; 2 – 250 К

На рис. 4.14 и 4.15 приведены кривые зависимости ВТ от времени для образцов GaAs<Fe> при их облучении прямоугольными импульсами света средней интенсивности с энергией фотонов 1.4 эВ на фиксированных температурах соответственно 190 К (ниже исходного пика – 220 К) и 250 К (выше исходного пика). Световой импульс в обоих случаях приводит к резкому скачку ВТ за время порядка 0,2 с. Восстановление же темнового значения ВТ после окончания светового импульса происходит за время порядка десятков секунд.

На обоих рисунках (см. рис. 4.14, 4.15) кривые спада ВТ после выключения оптического облучения состоят из двух участков: участка А быстрой релаксации (за время порядка 0,3 с) и участка В медленной (инерционной) релаксации с характерными временами $\tau_b = 15 \pm 2$ с (190 К) и $\tau_b = 10 \pm 2$ с (250 К). Если при более низкой температуре 190 К (см. рис. 4.14) участок В составляет малую долю полного измене-

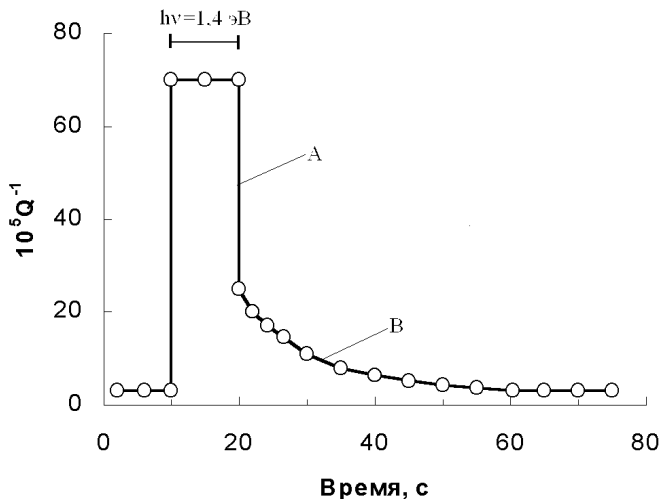


Рис. 4.14. Зависимость ВТ в GaAs<Fe> от времени при импульсном оптическом облучении ($h\nu = 1,4$ эВ) средней интенсивности $E = 0,3 \cdot E_{max}$. Температура образца 190 К

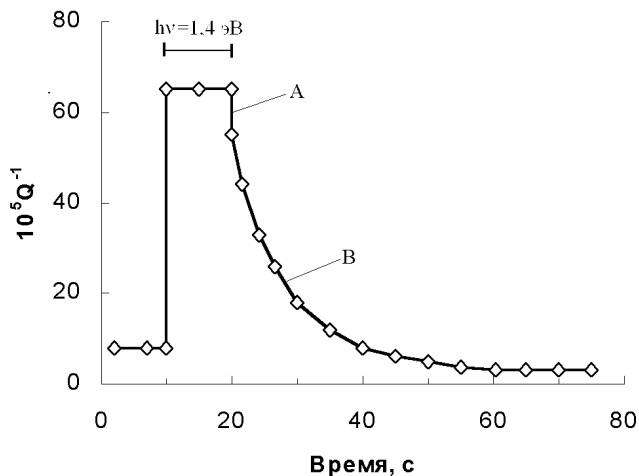


Рис. 4.15. Зависимость ВТ в GaAs<Fe> от времени при импульсном оптическом облучении ($h\nu = 1,4$ эВ) средней интенсивности $E = 0,3 \cdot E_{max}$. Температура образца 250 К

ния ВТ, то при температуре 250 К (см. рис. 4.15), наоборот, участок А составляет незначительную часть от полной величины спада ВТ. Другими словами, при температуре ниже исходного пика основной вклад в релаксацию ВТ вносит быстрая релаксация, а выше исходного пика – медленная. Эти различия имеют принципиальный характер и обсуждаются ниже при интерпретации экспериментальных результатов.

Кроме упомянутых, наблюдаются и другие различия в кинетике ВТ на температурах ниже и выше исходного пика. На рис. 4.16 приведены зависимости логарифма постоянной времени медленной релаксации τ_b (определенной по параметрам экспоненциального спада ВТ) – кривая 1, и логарифма равновесной проводимости образца σ от обратной температуры $10^3/T, K^{-1}$ – кривая 2.

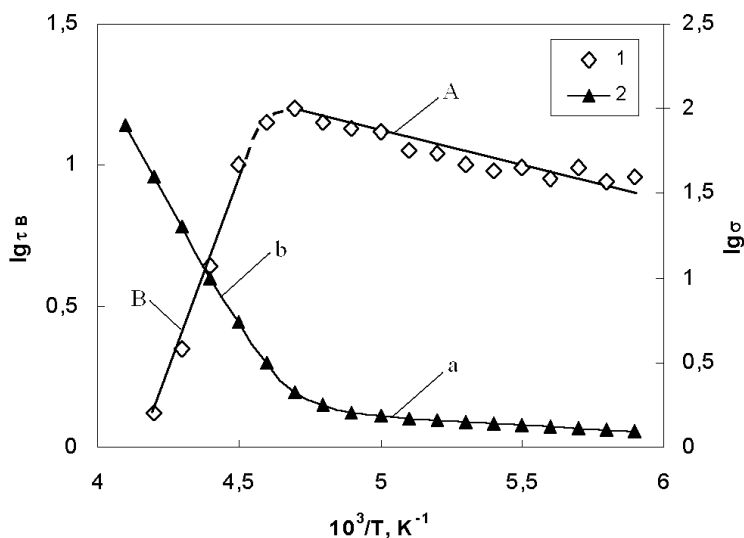


Рис. 4.16. Зависимости логарифма времени медленной релаксации $lg \tau_b$ (1) и логарифма равновесной проводимости σ от обратной температуры $10^3/T, K^{-1}$ (2) для образцов GaAs<Fe>

Из рис. 4.16 видно, что обе кривые вблизи значения $4,54 T^{-1}$ на оси ординат, соответствующего температуре исходного пика ВТ в GaAs<Fe>, испытывают перегиб, который совпадает с началом интенсивной термической активации носителей заряда с глубоких примесных центров Fe (кривая 2, участок *b*). Последнее подтверждается величиной энергии активации проводимости – $0,52 \pm 0,03$ эВ, определяемой по наклонному участку *b* кривой 2, и совпадает с наиболее вероятным значением энергии термической активации примесного уровня Fe в GaAs [19].

Характер изменения τ_b от температуры на участке А, (кривая 1) близок к температурной зависимости времени жизни носителей заряда τ для легированных полупроводников [53]. На этом участке наблюдается плавный рост τ_b с температурой (наклон участка соответствует энергии активации – $0,035 \pm 0,01$ эВ), который сменяется его резким спадом на участке В (наклон соответствует энергии активации – $0,45 \pm 0,05$ эВ), связанным, по-видимому, с упомянутым началом термической активации примеси Сг. В случае легированных полупроводников также наблюдается резкий спад значений τ , который связывается с началом собственной проводимости [53]. Приведенные результаты показывают, что время медленной релаксации τ_b в определенном температурном интервале связано с временем жизни неравновесных носителей заряда τ .

Дополнительная собственная подсветка в процессе измерения кинетики ВТ также по разному влияет на величину τ_b при температурах выше и ниже исходного пика ВТ. На температурном участке В кривой 1 подсветка приводит к заметному уменьшению τ_b , в то время как на участке А этой кривой оптическая подсветка не оказывает существенного влияния на значение τ_b . Такие особенности влияния подсветки на время жизни неравновесных носителей заряда характерны для процессов релаксации при наличии центров прилипания [46].

4.7. Качественная модель акустооптического релаксационного процесса

Полученные результаты можно объяснить, используя физическую модель [21, 22, 55], предполагающую, что обобщенное время релаксации при ЭМРГЦ представляет собой комбинацию нескольких характерных времен: термоэмиссии и обратного захвата носителей заряда с ГЦ, максвелловской релаксации свободных носителей и их дрейфа сквозь образец.

В компенсированных пьезополупроводниках при отсутствии оптического облучения и сопутствующих ему неравновесных носителей заряда контролирующей стадией акустоэлектронного релаксационного процесса по механизму ЭМРГЦ (см. главу 3) является термоэмиссия носителей заряда с ГЦ. При этом на температурной зависимости ВТ вблизи температуры начала интенсивной термической активации носителей заряда с компенсирующих ГЦ наблюдается релаксационный дебаевский пик, названный нами исходным пиком ВТ.

В главе 2 было показано, что увеличение равновесной проводимости материала σ (например, посредством изменения степени примесной компенсации полупроводника) приводит к уменьшению высоты пика ВТ без изменения его формы и без заметного сдвига по температуре. Результаты, представленные в данной главе, свидетельствуют о том, что возникновение неравновесных носителей заряда в результате оптического облучения образца приводит к значительному увеличению ширины исходного пика и возникновению после выключения света эффекта медленной релаксации ВТ с постоянной временем τ_b порядка десятков секунд. Существенным фактором в этих процессах является то, каким образом происходит экранирование пьезоэлектрического поля в объеме образца: во-первых, за счет равновесных и равномерно распределенных по объему свободных носителей заряда (как в случае за-

темненного образца); во-вторых, неравновесными, имеющими градиент концентрации по толщине образца носителями заряда. Указанными факторами во многом объясняются особенности приведенных выше экспериментальных результатов и их модельная интерпретация, приведенная ниже.

В полуизолирующих полупроводниках в исследованном интервале температур, когда концентрация термически активированных носителей заряда с ГЦ сравнительно мала, оптическая генерация оказывается основным источником свободных носителей заряда. В этом случае механизм возникновения ВТ с учетом модели [21, 22] представляется следующим.

Протекание токов релаксации неравновесных носителей зарядов в знакопеременном пьезоэлектрическом поле, индуцированном деформацией образца, приводит к возрастанию ВТ при определенных значениях проводимости σ (зависящей от E , см. рис. 4.2), которые определяются условием максимума максвелловской релаксации в коллективе свободных носителей:

$$\omega\tau_M = 1, \quad (4.1)$$

где $\tau_M = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma$ – максвелловское время релаксации проводимости; $\varepsilon\varepsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость материала.

Так как термоактивационная составляющая в величине σ сравнительно невелика, то ВТ в рассматриваемом интервале температур не имеет ярко выраженного максимума, как в случае затемненного образца, когда σ определяется, главным образом, фактором $\exp(E_F/T)$. Температурная зависимость ВТ при средней интенсивности оптического облучения E приобретает вид некоего “плато” (см. рис. 4.1, кривые 2, 3), в пределах которого релаксационные потери определяются в основном величиной E при выполнении условия (4.1). Наличие градиента концентрации неравновесных носителей заряда по толщине образца приводит к тому, что условия (4.1) максвел-

ловской релаксации наблюдаются в широком интервале температур, так как изменение проводимости σ при неизменной частоте механических колебаний приводит к смещению пиков ВТ по температуре. Увеличение интенсивности облучения до E_{max} вызывает возрастание концентрации неравновесных носителей до значений, при которых происходит подавление ВТ (см. рис. 4.1, кривая 4), из-за экранирования пьезополя за время τ_M , много меньшее периода механических колебаний образца.

Эффект медленной релаксации ВТ, наблюдаемый после выключения освещения образца, может быть объяснен следующим образом: Ряд экспериментальных результатов, приведенных выше, указывает на существенную роль процессов прилипания неравновесных носителей заряда в исследованных релаксационных процессах. В компенсированных полупроводниках мелкие примесные уровни в основном свободны в результате захвата электронов на глубокие ловушки. Собственное оптическое возбуждение приводит к заполнению фоновых мелких уровней электронами из зоны проводимости. В исследованном температурном интервале вероятность обратного теплового заброса с этих уровней в зону проводимости весьма высока. В этих условиях мелкие примесные уровни выполняют роль центров прилипания, находящихся в условиях термодинамического обмена носителями заряда с зоной проводимости [46]. Отключение оптического возбуждения приводит к нарушению равновесия этого обмена. Уровни прилипания начинают постепенно опустошаться через зону проводимости и в отсутствие освещения еще некоторое время (порядка τ_B) создают спадающую во времени концентрацию свободных носителей в зоне проводимости и через обратный пьезоэлектрический эффект вызывают медленную релаксацию ВТ. Подтверждением участия в релаксации ВТ центров прилипания могут служить форма кривых релаксации (см. рис. 4.7, 4.8, 4.14, 4.15), содержащих начальный участок А

быстрой релаксации и участок В медленной релаксации, а также численные значения энергии активации уровней прилипания – 0,045 эВ для GaAs<Cr>(см. рис. 4.7, 4.8) и – 0,035 эВ для GaAs<Fe> (см. рис.4.14, 4.15), характерные для мелких примесных уровней.

Различия в кинетике ВТ при оптическом облучении и фотопроводимости можно объяснить следующим образом. Отсутствие сколько-нибудь заметной медленной релаксации, в образцах GaAs<Cr> при измерении кинетики собственной фотопроводимости может являться свидетельством того, что параметры релаксации неравновесной проводимости в объеме образца (как в случае ВТ) и преимущественно на поверхности (как в случае фотопроводимости) имеют существенные отличия. Причиной может быть существование большого количества центров рекомбинации на поверхности полупроводника, наличие которых препятствует возникновению эффекта прилипания, а, следовательно, уменьшает по сравнению с объемным время релаксации неравновесной проводимости в приповерхностной области полупроводника.

Различие кинетики ВТ для GaAs<Fe> на температурах ниже и выше исходного пика (см. рис.4.14, 4.15) объясняется доминированием в первом случае механизма β -прилипания, а во втором – α -прилипания [46]. При β -прилипании инерционная часть спада неравновесной концентрации носителей заряда составляет малую долю от полного изменения концентрации, что отражает кривая спада ВТ, изображенная на рис. 4.14, где основная доля уменьшения ВТ приходится на участок А быстрой релаксации. В свою очередь, α -прилипание характеризуется тем, что начальный скачок неравновесной концентрации носителей заряда составляет малую долю от полного изменения концентрации. Такая динамика характерна для ВТ, показанного на рис. 4.15, при котором основная доля спада ВТ приходится на участок В медленной релаксации.

Дополнительным признаком α -прилипания при температурах выше исходного пика ВТ (см. рис. 4.14) является замет-

ное уменьшение τ_B при наличии собственной подсветки в процессе измерения кинетики ВТ. Именно на этот температурный интервал приходится также участок спада значений τ_B (участок В кривой 1, рис. 4.16), совпадающий с началом термической активации ГЦ в GaAs <Fe>. Данный эффект, по видимому, обусловлен уменьшением роли прилипания при возрастании равновесной концентрации носителей n_0 [46].

В случае α -центров прилипания быстрая начальная релаксация определяется временем установления термодинамического равновесия θ между уровнем прилипания и зоной разрешенных энергий, а инерционная релаксация определяется временем жизни τ неравновесных носителей (в нашем случае τ_B). Для β -центров прилипания начальная быстрая релаксация соответствует времени жизни τ , а инерционная часть определяется временем θ (в нашем случае – пропорционально τ_B).

Имеющие место различия в кинетике ВТ в образцах GaAs<Cr> и GaAs <Fe> могут быть результатом особенностей электрофизических и оптических свойств компенсирующих центров (Cr и Fe), а также обусловлены разным составом сопутствующих фоновых примесей. В пользу последнего обстоятельства свидетельствует значительное отличие спектров оптического подавления ВТ этих двух материалов в примесной области (см. рис. 4.3).

Акустооптический эффект в пьезоэлектрических полупроводниках можно использовать для бесконтактного неразрушающего акустического контроля ширины запрещенной зоны и спектра энергетических уровней в зоне [56], времени жизни τ (по инерционному участку кривой α -прилипания), квантовый выход β (по начальному участку инерционной кривой β -прилипания) [57]. Кроме того, по аналогии с индуцированной примесной фотопроводимостью, можно определять такие параметры примесных центров, как сечение захвата, концентрацию центров и степень их заполнения [46] после предварительной собственной засветки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Соединения A^3B^5 являются в настоящее время основой для разработки и изготовления сверхбыстродействующих микроэлектронных и оптоэлектронных полупроводниковых приборов. Среди методов контроля параметров таких материалов важное место занимают акустооптические методы, позволяющие осуществлять измерения без нанесения электрических контактов на поверхность полупроводника.

Положительным фактором, способствующим решению этих задач, является наличие у монокристаллов бинарных соединений, в частности соединений типа A^3B^5 , пьезоэлектрических свойств, позволяющих использовать арсенал акустических методов измерения для контроля уникальных электрофизических и оптических свойств данных соединений.

Для использования в указанных целях наиболее удачной оказалась установка для измерения внутреннего трения в монокристаллических пластинах полупроводников с собственным аппаратурным фоном ВТ порядка 10^{-7} , разработанная и запатентованная в Воронежском государственном техническом университете. Уникально низкий собственный фон ВТ установки позволяет проводить исследования ВТ как в объемных материалах, так в эпитаксиальных и ионно-имплантированных слоях полупроводников в интервале температур 140 – 650 К и диапазоне частот 3 – 60 кГц. Совмещение разработанной установки для измерения ВТ со спектрометром ИКС-12 и рядом дополнительных устройств позволяет измерять параметры акустического затухания при воздействии оптического излучения различной длиной волны и интенсивности, а также исследовать кинетику ВТ при импульсном оптическом воздействии.

В учебном пособии описаны новые эффекты неупругой релаксации в полупроводниковых соединениях типа A^3B^5 , изучение которых позволило расширить физические пред-

ставления о взаимосвязи параметров акустического поглощения с электрофизическими и оптическими свойствами этих материалов и научно обосновать направление исследований акустоэлектронных релаксационных процессов в пьезополупроводниках. Полученные результаты легли в основу ряда принципиально новых бесконтактных неразрушающих акустических методов контроля свойств полупроводников. Описанные в книге физические эффекты могут быть использованы для создания новых акустоэлектронных устройств с управляемыми параметрами.

Важным свойством релаксационных акустических методов определения параметров пьезополупроводников является отсутствие необходимости создания электрических контактов к измеряемым образцам. Это значительно упрощает методику измерений и повышает их достоверность благодаря исключению неконтролируемого влияния металлизации поверхности на физические свойства приповерхностных слоев полупроводника. Эти методы отличаются высокой экспрессностью измерений, что позволяет использовать их как для научных исследований, так и в производственных условиях для сплошного контроля качества монокристаллических подложек. Перспективы использования описанных в учебном пособии новых релаксационных акустических методов контроля особенно повышаются при совмещении их с микропроцессорами и персональными компьютерами, позволяющими проводить статистическую обработку первичных экспериментальных данных и определение основных электрофизических параметров материалов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Постников В.С. Внутреннее трение в металлах / В.С. Постников. – М.: Металлургия, 1974. – 352 с.
2. Александров Л.Н. Внутреннее трение и дефекты в полупроводниках / Л.Н. Александров, М.И. Зотов. – Новосибирск: Наука, 1979. – 159 с.
3. Новик А. Релаксационные явления в кристаллах / А. Новик, Б. Берри. – М.: Атомиздат, 1975. – 472 с.
4. Forster F. Neue Messmethode Bestimmung des Elastizitätsmoduls / F. Forster // Z. Metallkunde. – 1937. – V. 29. – P. 109 – 119.
5. Абаев М.И. Измерение внутреннего трения твердых тел / М.И. Абаев, М.И. Корнфельд // Приборы и техника эксперимента. – 1964. – № 2. – С. 150 – 152.
6. А.с. 1054742 СССР, МКИ³ G01N 11/16. Устройство для измерения внутреннего трения твердых тел / В.И. Митрохин, Н.П. Ярославцев, С.И. Рембеза и др. (СССР). Приоритет 09.07.82.
7. Шелонин Е. А. Исследование состояния и поведения атомов меди в твердом растворе германий – медь: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / Шелонин Евгений Андреевич. – М.: МИТХТ, 1986. – 26 с.
8. Bruner L.Q., Electronic Effect in the Elastic Constants of Germanium / L.Q. Bruner, R.W. Keyes // Phys. Rev. Letts. – 1961. – V. 7, – №2. – P. 55 – 56.
9. Pomerantg M. Propagation of Microwave Phonons in Germanium / M. Pomerantg, R.W. Keyes, P.E. Sieden // Phys. Rev. Letts. – 1962. – V. 9. – № 7. – P. 312 – 313.
10. Mason W.P. Ultrasonic Wave Propagation in Doped n-Germanium and p-Silicon / W.P. Mason, T.B. Babeman // Phys. Rev. Letts. – 1984. – V. 134. – № 5A. – P. 1387 – 1396.
11. Попов В.В. Ионизация мелких примесей ультразвуком / В.В. Попов, А.В. Чаплик // ФТП. – 1976. – Т. 10. –

Вып. 9. – С. 1780 – 1781.

12. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп / О. Маделунг. – М.: Мир, 1977. – 477 с.

13. Чайковский И.А. “Прыжковый” механизм поглощения звука в пьезополупроводниках / И.А. Чайковский, М.Б. Гитис // ФТТ. – 1980. – Т. 22. – № 8. – С. 2434 – 2436.

14. Гитис М.Б. Поглощение звука в легированных пьезополупроводниках / М.Б. Гитис, И.А. Чайковский // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1981. – Т. 81. – № 1. – С. 263 – 276.

15. Keyes R.W. Elastic Properties of Diamond-type Semiconductors // Appl. Phys. – 1965. – V. 36. – № 7. – P. 2317.

16. Arlt Y. Piezoelectricity in III-V compound with a phenomenological analyze is of the piezoelectric effect / Y. Arlt, P. Quadflieg // Phys. Status Sol. (a). – 1990. – V. 119. – № 2. – P. 578 – 86.

17. Митрохин В.И. Внутреннее трение в полуизолирующем арсениде галлия / В.И. Митрохин, С.И. Рембеза, Н.П. Ярославцев // ФТТ. – 1984. – Т. 26. – № 7. – С. 2228 – 2229.

18. Электронно-механическая релаксация в пьезополупроводниках с глубокими уровнями / В.И. Митрохин, С.И. Рембеза, В.В. Свиридов и др. // Внутреннее трение в исследовании металлов, сплавов и неметаллических материалов. – М.: Наука, 1989. – С. 266 – 271.

19. Омеляновский Э.М. Примеси переходных металлов в полупроводниках / Э.М. Омеляновский, В.И. Фистуль. – М.: Metallurgia, 1983. – 192 с.

20. Lagouski G. Origin of the 0,82 eV electron trap in GaAs and its annihilation by shallow donors / G. Lagouski, H.C. Jatos, G.M. Parsey // Appl. Phys. Letts. – 1982. – V. 40. – № 4. – P. 342 – 344.

21. Внутреннее трение, связанное с глубокими уровнями в полярных полупроводниках / В.И. Митрохин, С.И.

Рембеза, В.В. Свиридов и др. // ФТТ. – 1985. – Т. 27. – № 7. – С. 2081 – 2085.

22. Mitrokhin V.I. Acoustic Probing of Deep Centers in III-V semiconductors / V.I. Mitrokhin, S.I. Rembeza, V.V. Sviridov // Phys. Status Sol. (a). – 1990. – V. 119. – № 2. – P. 535 – 544.

23. А.с. 1222146 СССР, МКИ³ H01L 21/66. Способ определения концентрации свободных носителей заряда в пьезоэлектрических полупроводниковых кристаллах / Н.П. Ярославцев, В.И. Митрохин, Н.А. Глушков и др. (СССР). Приоритет 16.01.85.

24. А.с. 1248482 СССР, МКИ³ H01L 21/66. Способ определения энергии ионизации глубоких уровней в полупроводниковых кристаллах / Н.П. Ярославцев, В.И. Митрохин, А.А. Литвин и др. (СССР). Приоритет 07.04.86.

25. Диэлектрическая релаксация, связанная с глубокими уровнями в высокоомных полупроводниках / В.И. Митрохин, С.И. Рембеза, В.В. Свиридов и др. // ФТП. – 1986. – Т. 20. – Вып. 12. – С. 2230 – 2233.

26. Внутреннее трение и диэлектрические потери в монокристаллах CdP₂ / В.И. Митрохин, А.В. Арсенов, В.С. Кавецкий и др. // Тез. докл. VII Всесоюз. координационного совещания “Материаловедение полупроводниковых соединений группы А³В⁵”. – Воронеж, 1987. – С. 66.

27. Губкин А.Н. Физика диэлектриков / А.Н. Губкин. – М.: Высш. шк., 1971. – 271 с.

28. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков / П.Т. Орешкин. – М.: Высш. шк., 1977. – 234 с.

29. Диэлектрическая релаксация в компенсированном кремнии / В.С. Постников, В.С. Борисов, Ю.А. Капустин и др. // ФТП. – 1996. – Т. 30. – Вып. 4. – С. 635 – 639.

30. Применение электронно-механического резонанса для исследования глубоких центров в p-i-n структурах полярных полупроводников / В.И. Митрохин, А.А. Лебедев, С.И.

Рембеза и др. // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по физике полупроводников. – Кишинев, 1988. – Т. 3. – С. 43 – 44.

31. Электронно-механический резонанс на глубоких центрах в p^+p^0 - π - n^0 -структурах арсенида галлия / В.И. Митрохин, А.А. Лебедев, С.И. Рембеза и др. // ФТП. – 1989. – Т. 23. – Вып. 5. – С. 897 – 899.

32. Lagouski G. Origin of the 0,82 eV tlectron trap in GaAs and its annihilation by shallow donors / G. Lagouski, H.C. Jatos, G.M. Parsey // Appl. Phys. Letts. – 1982. – V. 40. – № 4. – P. 342 – 344.

33. Мартин Г.М. Основные электрофизические параметры полуизолирующих материалов и методы их определения в арсениде галлия / Г.М. Мартин // Полуизолирующие соединения A^3B^5 . – М.: Металлургия, 1984. – С. 18 – 32.

34. Исследование спектра глубоких уровней в эпитаксиальных структурах методом релаксационной спектроскопии индуцированных токов / В.П. Кузнецов, Э.М. Омеляновский, А. Я. Поляков и др. // ФТП. – 1985. – Т. 19. – Вып. 4. – С. 735 – 737.

35. Берман Л.С. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках /Л.С. Берман, А.А. Лебедев. – Л.: Наука, 1981. – 176 с.

36. Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников / Л.С. Берман. – Л.: Наука, 1972. – 104 с.

37. Aronov D.A., Mamatkulov V.V. The Capacitance and Characteristics Relaxation Times it Carrier Exclusion in Compensated Semiconductors with Deep Traps and Non-Injecting Contacts. // Phys. Stat. Sol. – 1984. – V. 81. – № 1. – P. – 85 – 89.

38. Weiner J.S. Tree carrier lifetime in semiin-sulating GaAs from time-resolved band to band photoluminescence / J.S. Weiner, P.J. Ju // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 5. – № 10. – P. – 3889 – 3891.

39. Митрохин В.И. Акустическая и акустооптическая релаксация в полупроводниках A^3B^5 / В.И. Митрохин, С.И.

Рембеза, В.А. Логинов // Материалы докл. Междунар. науч.-техн. семинара “Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах”. М.: МЭИ, 1977. – С. – 222 – 225.

40. Митрохин В.И. Воздействие ИК-излучения на эффект зарядовой релаксации в пьезополупроводниках / В.И. Митрохин, С.И. Рембеза, Н.П. Ярославцев // Тез. докл. Междунар. конф. “Релаксационные явления в твердых телах”. Воронеж, 1999. – С. – 94 – 95.

41. Воздействие оптического излучения на внутреннее трение в пьезополупроводниках с глубокими центрами / В.И. Митрохин, С.И. Рембеза, В.В. Свиридов и др. // ФТП. – 2002. – Т. 33. – Вып. 2. – С. 138 – 143.

42. Фотопроводимость полуизолирующего арсенида галлия с примесью хрома / Э.М. Омеляновский, Л.Я. Первова, Е.П. Рашевская и др. // ФТП. – 1971. – Т. 5. – Вып. 3. – С. 554 – 555.

43. Примесная фотопроводимость в кристаллах арсенида галлия / Н.М. Колганова, Д.Н. Наследов, М.А. Мирджалилова и др. // ФТП. – 1990. – Т. 4. – Вып. 22. – С. 358 – 360.

44. Фотопроводимость полуизолирующего GaAs, легированного Gr в сильных электрических полях / А.А. Гуткин, А.А. Лебедев, Г.Н. Талалакин и др. // ФТП. – 1982. – Т. 16. – Вып. 6. – С. 1067 – 1071.

45. Пека Г.П. Отрицательная фотопроводимость в диодах на основе GaAs / Г.П. Пека, В.А. Бродовой, Л.З. Мирец // ФТП. – 1975. – Т. 9. – Вып. 1. – С. 80 – 82.

46. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках / С.М. Рывкин. М.: Физматгиз, 1963. – 496 с.

47. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов / Л.П. Павлов. М.: Высш. шк., 1987. – 239 с.

48. Гуткин А.А. Полевая и температурная зависимости сечения фотоионизации глубокого примесного центра в арсениде галлия, легированного хромом / А.А. Гуткин, Д.Н.

Наследов, Т.А. Шапошникова // ФТП. – 1983. – Т. 17. – Вып. 7. – С. 1292 – 1295.

49. Вакуленко О.В. Амфотерные свойства примеси хрома в арсениде галлия / О.В. Вакуленко, В.А. Скрышевский, В.В. Тесленко // ФТП. – 1983. – Т. 17. – Вып. 7. – С. 1446 – 1449.

50. Гореленок А.Т. Температурная зависимость примесной фотолюминисценции GaAs, легированного Cr / А.Т. Гореленок, Б.В. Царенков, Н.Г. Чаабришвили // ФТП. – 1991. – Т. 25. – Вып. 1. – С. 115 – 121.

51. Пека Г.П. Энергетический спектр глубоких уровней и механизм излучательной рекомбинации в GaAs (Cr) / Г.П. Пека, Ю.И. Карханин // ФТП. – 1982. – Т. 16. – Вып. 2. – С. 305 – 310.

52. Аут И. Фотоэлектрические явления / И. Аут, Д. Генцов, К. Герман; под ред. В.Л. Бонч-Бруевича. М.: Мир, 1980. – 208 с.

53. Шалимова К.В. Физика полупроводников / К.В. Шалимова. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 391 с.

54. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников В.И. Фистуль. М.: Высш. шк., 1973. – 296 с.

55. Митрохин В.И. Электронно-механическая релаксация в полупроводниках с глубокими центрами: проблемы интерпретации / В.И. Митрохин, В.В. Свиридов, Н.П. Ярославцев // Тез. докл. школы-семинара “Релаксационные явления в твердых телах”. Воронеж, 1993. – С. 106.

56. А.с. 1290845 СССР, МКИ³ H01L 21/66. Способ определения параметров пьезоэлектрических полупроводников / В.И. Митрохин, В.В. Свиридов, Н.П. Ярославцев и др. (СССР). Приоритет 27.03.85.

57. Акустооптический эффект в арсениде галлия с глубокими центрами / В.И. Митрохин, С.И. Рембеза, В.В. Свиридов и др. // Перспективные материалы. – 2001. – № 5. – С. 31 – 36.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. Экспериментальные методы измерения внутреннего трения в полупроводниках	5
1.1. Низкофоновая установка для измерения внутреннего трения в полупроводниках	9
1.1.1. Конструкция установки	9
1.1.2. Структура электрической части установки для измерения внутреннего трения	16
1.2. Анализ погрешности измерения внутреннего трения	18
1.3. Дополнительные методики	20
1.4. Подготовка образцов для измерений	20
2. Затухание звука в полупроводниках, обусловленное электронной релаксацией	22
2.1. Механизмы затухания звука в полупроводниках	22
2.2. Внутреннее трение в высокоомных полупроводниках A^3B^5	26
2.3. Полуизолирующие полупроводники A^3B^5 во внешнем переменном электрическом поле	44
2.4. Внутреннее трение, связанное с глубокими центрами, в $p^+ - p^0 - \pi - n^0$ -структурах арсенида галлия	51
2.5. Наблюдение электронно-механической релаксации, обусловленной глубокими центрами, в ионно-имплантированных слоях арсенида галлия и фосфида галлия	54
3. Физическая модель механизма поглощения звука в высокоомных полупроводниках A^3B^5	58
3.1. Качественная физическая модель релаксационного процесса	58
3.1.1 Предварительный анализ эксперимен-	

тальных результатов	58
3.1.2 Связь внутреннего трения с пьезоэлектрическим эффектом	60
3.1.3 Релаксация “встроенного” электрического поля как механизм внутреннего трения	67
3.1.4. Термоэмиссия носителей заряда с глубоких центров как контролирующая стадия релаксационного процесса	69
3.2. Анализ параметров релаксационного процесса	73
3.2.1. Постановка задачи	73
3.2.2. Связь с задачей о емкостной спектроскопии	75
3.2.3. Полупроводник без ловушек	76
3.2.4. Полупроводник с ловушками	78
3.2.5. Обсуждение результатов	83
4. Акустооптический эффект в полупроводниках A^3B^5 с глубокими центрами	86
4.1. Экспериментальные проявления эффекта	86
4.2. Методика экспериментов	87
4.3. Температурная зависимость ВТ при оптическом облучении	88
4.4. Спектральная зависимость подавления ВТ в GaAs с глубокими примесями	92
4.5. Кинетика ВТ при оптическом облучении GaAs<Cr>	97
4.6. Кинетика ВТ при оптическом облучении GaAs<Fe >	103
4.7. Качественная модель акустооптического релаксационного процесса	109
Заключение	114
Библиографический список	116

Научное издание

Твердотельная электроника,
микроэлектроника
и нанoeлектроника

Межвузовский сборник научных трудов

Выпуск 19

В авторской редакции

Компьютерная верстка Е. Ю. Плотниковой

Подписано в печать

Формат 60x84 1/16. Бумага для множительных аппаратов.

Усл. печ. л. Тираж экз.

Зак. №

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический
университет»

394026 Воронеж, Московский просп., 14

Участок оперативной полиграфии издательства ВГТУ

394026 Воронеж, Московский просп., 14