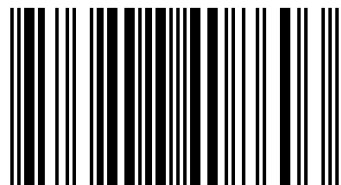


В работе изучены влияние магнитного поля на основные физические процессы, протекающие в транзисторных структурах (инжекция, перенос и экстракция неосновных носителей), и возможности создания на базе таких структур преобразователей магнитного поля с различными свойствами. Определены основные механизмы чувствительности и построены физические и математические модели таких структур. Установлена зависимость их электрофизических параметров от конструктивно-технологических факторов и электрического режима. Исследованы созданные на основе транзисторных структур магниточувствительные элементы функциональной электроники, обладающие, за счет сочетания базового эффекта перераспределения концентрации инжектированных носителей под действием магнитного поля с другими электронными эффектами, рядом специальных свойств (пороговая и переключающая реакции на магнитное поле, положительный температурный коэффициент магниточувствительности и пр.). Рассмотрены вопросы разработки радиоэлектронных устройств различного функционального назначения на основе магнитотранзисторов.

Олег Кулинич

Глауберман Михаил-к.ф.-м.н., директор УНПЦ при Одесском национальном университете им.И.И.Мечникова, Егоров Владимир-к.т.н., старший научный сотрудник Одесского национального университета им.И.И.Мечникова, Кулинич Олег - д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой экспертизы товаров и услуг Одесского национального экономического университета



978-3-8484-0860-3

Олег Кулинич, М. Глауберман, В. Егоров

Олег Кулинич
Михаил Глауберман
Владимир Егоров

Магнитотранзисторы: физика, моделирование, применение

монография

 **LAMBERT**
Academic Publishing

Содержание

Введение	3
Глава 1.	
Магниточувствительные транзисторные структуры (МТС) как преобразователи магнитного поля	
1.1. Электрофизические свойства МТС.....	6
1.1.1. Физические особенности биполярных магниточувствительных структур.....	6
1.1.2. Преобразовательные параметры и механизмы чувствительности МТС.....	13
1.1.3. Конструктивно-технологические возможности реализации МТС.....	16
1.2. Разрешающая способность как главный критерий качества МТС.....	35
1.3. Методика исследования МТС.....	39
1.3.1. Принципы моделирования и постановка математической задачи.....	39
1.3.2. Особенности двумерного моделирования МТС	41
Глава 2.	
Влияние магнитного поля на диффузионную составляющую потока инжектированных носителей	
2.1. Традиционная трактовка влияния магнитного поля на диффузионный перенос	49
2.2. Влияние магнитного поля на диффузию в объеме базы.....	53
2.3. Влияние магнитного поля на граничный поток.....	54
2.4. Определение граничных условий.....	58
Глава 3.	
Исследование электрофизических свойств дрейфовых МТС	
3.1. Механизмы чувствительности дрейфовых МТС.....	62
3.2. Моделирование переноса инжектированных носителей в однородном стационарном магнитном поле.....	64
3.2.1. Перенос в ограниченной базе.....	64

3.2.2. Перенос в полуограниченной базе.....	67
3.2.3. Экспериментальная проверка теоретических зависимостей.....	69
3.3. Переходные процессы в базе МТС при изменении магнитного поля.....	75
Глава 4.	
Элементы функциональной электроники на основе двухколлекторных магнитотранзисторов	
4.1. Магнитотиристоры.....	79
4.1.1. Магнитотиристоры с продольной магнитной осью.....	79
4.1.2. Магнитотиристоры с поперечной магнитной осью.....	81
4.2. Инжекционно-инверсионные магниточувствительные структуры (ИИМС).....	85
4.2.1. Конструкция и принцип действия ИИМС.....	85
4.2.2. Технология изготовления и экспериментальное исследование ИИМС.....	89
4.2.3. Моделирование механизмов чувствительности ИИМС	92
Глава 5.	
Использование МТС в составе электрических устройств	
5.1. Возможные области и особенности применения МТС.....	101
5.2. Реализация функциональных устройств на основе МТС.....	105
5.2.1. Бесконтактное реле тока.....	105
5.2.2. Аналоговые устройства на основе ДМТ.....	107
5.2.3. Особенности применения магнитотириستоров и ИИМС.....	113
5.3. Интегральный магнитоуправляемый переключатель на основе ДМТ.....	115
Заключение.....	118
Литература.....	119

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее активно развивающихся направлений в области твердотельной микроэлектроники является исследование явлений взаимодействия внешних факторов (электромагнитное излучение, магнитное поле, давление, температура и др.) с процессами, протекающими в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Современные успехи полупроводниковой технологии предопределяют большой интерес к полупроводникам, с одной стороны, как к модельным объектам для исследования общих физических закономерностей, а с другой – в связи с широкими перспективами их применения в качестве высокоэффективных преобразователей – датчиков неэлектрических величин, обладающих минимальными размерами и электропотреблением, высокой подвижностью и разнообразием функциональных возможностей.

В технике датчики применяются главным образом для косвенных измерений, когда измеряемая величина (например, механическое перемещение) подвергается промежуточному преобразованию в другую неэлектрическую величину (направление светового луча, деформацию и пр.), которая и регистрируется датчиком непосредственно. Очевидно, что непосредственно регистрируемая величина должна обладать по возможности большей проникающей способностью в смысле нечувствительности к состоянию среды (загрязнению и прочим случайным изменениям параметров) и, что желательно для большей информативности, быть векторной. Наиболее ярко оба этих качества выражены у магнитного поля, что обусловило для соответствующих датчиков наиболее широкую область применения.

В основе работы всех полупроводниковых магниточувствительных структур (МЧС), используемых в качестве датчиков магнитного поля, лежит действие силы Лоренца на движущиеся носители заряда. В зависимости от типа носителей, преимущественно обеспечивающих эффект магниточувствительности, МЧС делятся на униполярные и биполярные. В практических приложениях, вплоть до начала последнего десятилетия, применялись лишь униполярные МЧС – холловские

пластинки и магниторезисторы, в которых фундаментальные гальваномагнитные эффекты (Холла и Гаусса) используются непосредственно в том виде, в каком были открыты более 100 лет назад. Эти эффекты к настоящему времени глубоко изучены, что означает исчерпанность преобразовательных возможностей и моральную устарелость соответствующих датчиков.

Естественной альтернативой униполярным структурам являются биполярные магниточувствительные структуры (БМС). Уже сам факт использования неосновных носителей обуславливает разнообразие таких структур по физическим особенностям – по способам генерации носителей и получения полезного сигнала и по механизмам магниточувствительности. Последние, как правило, действуют совокупно, и каждый из них, проявляясь в большей или меньшей степени в зависимости от конструкционно-технологических параметров и электрического режима структуры, оказывает свое влияние на ее электрофизические свойства. Тем самым обусловлено потенциальное разнообразие функциональных возможностей БМС. Но это же обстоятельство создает значительные трудности их исследования ввиду сложности различения вкладов отдельных механизмов наблюдаемый суммарный эффект.

С другой стороны, при изучении БМС, как и МЧС вообще, возникают трудности, связанные моделированием. В отличие от преобразователей других физических величин, эти структуры из-за специфической ориентации главных векторных величин (тока, магнитной индукции и силы Лоренца) существенно трехмерны и в принципе не могут быть представлены удобными одномерными моделями. Даже простейшее модельное приближение – двумерное – используется в настоящее время повсеместно зачастую без удовлетворительного обоснования.

По этим причинам в случае с БМС сложилось положение, когда, несмотря на практический интерес к ним и обилие разрозненных исследовательских результатов, такие структуры до последнего времени оставались недостаточно изученными. Цель данной работы состоит в создании по возможности завершенной системы представлений о физических особенностях и возможностях применения двухколлекторных

магнитотранзисторов как приборов, сочетающих в себе все основные свойства биполярных магниточувствительных структур

1. МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ТРАНЗИСТОРНЫЕ СТРУКТУРЫ (МТС) КАК ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

1.1. Электрофизические свойства МТС

1.1.1. Физические особенности биполярных магниточувствительных структур

Магниточувствительность биполярных магниточувствительных структур (БМС), как и униполярных, обусловлена действием магнитного поля на движущиеся носители заряда посредством силы Лоренца

$$\mathbf{F}_L = e [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (1.1)$$

где e , \mathbf{v} – соответственно заряд и скорость носителя; \mathbf{B} – магнитная индукция. Интегрирование уравнений движения на основе (1.1) с учетом рассеяния дает хорошо известные выражение для угла между векторами электрического поля

и плотности тока,

$$\phi_H = \mu_{mj} B, \quad (1.2)$$

и определяющие соотношения для эффектов Холла и магнитосопротивления (Гаусса):

$$R_H = R_n \frac{1 + \frac{R_{mj}}{R_{mn} m^2}}{\left(1 - \frac{R_{mj}}{R_{mn} m}\right)^2} \frac{1 + (\mu_{mn} B)^2 \frac{1 + (R_{mj} / R_{mn})}{1 + (R_{mj} / R_{mn} m^2)}}{1 + (\mu_{mn} B)^2 \left[\frac{1 + (R_{mj} / R_{mn})}{1 - (R_{mj} / R_{mn} m)} \right]^2}; \quad (1.3)$$

$$\rho_B = \frac{\rho_{mj}}{1 - \frac{R_{mj}}{R_{mn} m}} \frac{1 + (\mu_{mn} B)^2 \frac{1 - (R_{mj} m / R_{mn})}{1 - (R_{mj} / R_{mn})}}{1 + (\mu_{mn} B)^2 \left[\frac{1 + (R_{mj} / R_{mn})}{1 - (R_{mj} / R_{mn} m)} \right]^2}. \quad (1.4)$$

Здесь R_H и ρ_B – соответственно коэффициент Холла и удельное сопротивление материала в магнитном поле; $R_{mj} = -(ec_{mj})^{-1}$ и $R_{mn} = -(ec_{mn})^{-1}$ – коэффициенты Холла, а c_{mj} и c_{mn} – концентрации соответственно основных и неосновных носителей; μ_{mj} , μ_{mn} –

подвижности основных и неосновных носителей; m - отношение подвижностей основных и неосновных носителей.

Из выражений (1.3), (1.4) видно, что влияние неосновных носителей на свойства структуры имеет чисто количественный характер (униполярные структуры оказываются лишь предельным случаем биполярных), так что сам по себе факт присутствия в структуре значительного количества этих носителей еще не определяет качественной специфики БМС.

Принципиальным же отличием БМС от униполярных структур при этом оказывается возможность изменения объемной концентрации носителей без нарушения электронейтральности, что и принято за основу при построении теории БМС [1...3]: магнитное вызывает перераспределение концентрации движущихся носителей (иными словами – возмущение их потока) в активной области полупроводниковой структуры – базе, что, в свою очередь, влечет за собой изменение некоторого макроскопического параметра s , рассматриваемое как полезный сигнал. Следовательно, s является некоторым функционалом от избыточной концентрации неосновных носителей c как функции координат x, y, z и магнитной индукции B :

$$s(B) = F_1(c_{mn}(x, y, z, B)) \quad (1.5)$$

Таким образом, выражение (1.5) определяет в наиболее общем виде БМС как особый класс полупроводниковых магниточувствительных структур, а задача исследования БМС тем самым сводится к установлению вида и свойств функционала F и функции c_{mn} .

Влияние неосновных носителей на электрофизические свойства БМС зависит от характера их переноса (диффузия, дрейф), способов их генерации (термогенерация, инжекция) и формирования сигнала (с использованием экстракции или без). Классификация БМС в зависимости от реализации возможных сочетаний указанных факторов [4] приведена в табл. 1.1, а на рис. 1.1 показаны изображения этих структур.

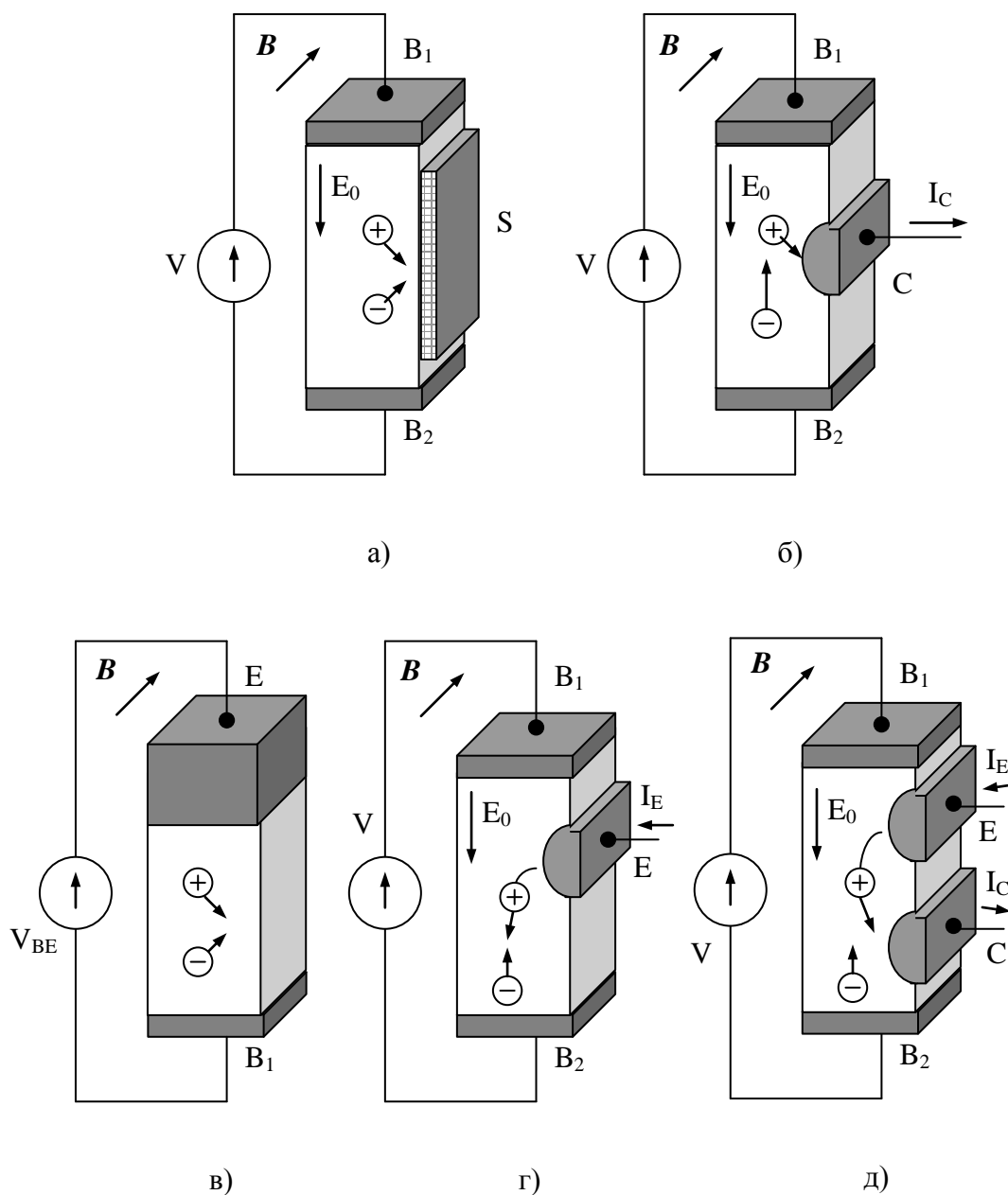


Рис.1.1. Базовые разновидности БМС

Гальваномагниторекомбинационная структура (а), структура Лонжини (б), магнитодиод (в), двухбазовый магнитодиод (в), магнитотранзистор (д).

Важно также отметить, что создание потока равновесных носителей возможно лишь за счет дрейфа, тогда как в неравновесной системе возможен и диффузионный поток. Поэтому, в зависимости от характера

переноса, безынжекционные структуры могут быть только дрейфовыми, а инжекционные – и дрейфовыми, и диффузионными. Электрическое поле в базе БМС может создаваться как напряжением внешнего источника ЭДС, так и за счет протекания в базе рекомбинационного тока основных носителей (эффект Вебстера, [5]). Технологические особенности обуславливают присутствие в базе БМС электрических полей и иного происхождения. Таким образом, о диффузионных структурах здесь и ниже будем говорить лишь как об идеализированных объектах, предельных случаях, позволяющих лучше уяснить физическую сущность вклада диффузионной составляющей потока в общую магниточувствительность.

Таблица 1.1

БМС	Безынжекционные	Инжекционные
Безэкстракционные	Гальваномагнито-рекомбинационные структуры	Магнитодиоды
Экстракционные	Структуры Лонжини	Магнитотранзисторы

Гальваномагниторекомбинационная (ГМР) структура [6...8] представляет собой пластинку полупроводника с проводимостью, близкой к собственной, в которой одна из граней S , параллельных регистрируемой компоненте магнитной индукции, имеет высокую скорость поверхностной рекомбинации. Между омическими контактами B_1 и B_2 внешним источником напряжения V создается электрическое поле E_0 . Чувствительность таких структур обусловлена магнитоконцентрационным эффектом (эффект Суля [9]), заключающемся в увеличении или уменьшении концентрации носителей в полупроводниковом образце под влиянием магнитного поля. Увлекаемые силой Лоренца, носители обоих типов устремляются, в зависимости от ее направления, к поверхности S или от нее. В результате меняется эффективное время жизни этих носителей и, как следствие, – их концентрация. Величина и знак изменения сопротивления образца используются в этом случае в качестве меры величины и знака индукции внешнего магнитного поля. Магнитоконцентрационный эффект может наблюдаться также в образцах с

идентичным физическим состоянием поверхностей, но при специальной конфигурации электрического поля и геометрии образца [10].

В структуре Лонжини [11] неосновные носители экстрагируются обратно смещенным pn -переходом коллектора C . Магнитное поле, отклоняя эти носители, вызывает перераспределение их концентрации, в результате чего изменяется ток коллектора I_C . Как и в случае с ГМР-структурами, здесь предпочтительны материалы с проводимостью, близкой к собственной, поскольку они имеют наибольшую концентрацию неосновных носителей и обеспечивают тем самым наибольшую чувствительность за счёт высоких токов экстракции. Однако снижение концентрации примесей для структур Лонжини ограничено условием необходимости сохранения pn -перехода. Практическое достоинство таких структур, как и всех экстракционных БМС, заключается в отсутствии существенной зависимости токов экстракции от смещения на коллекторном переходе, что позволяет при использовании нагрузочных сопротивлений получать высокую чувствительность по напряжению.

Магнитодиоды (МД) представляют собой диоды с прямо смещенным от источника V_{BE} pn -переходом и геометрией, выбранной из соображений обеспечения наибольшей зависимости параметров прямой ветви вольтамперной характеристики (ВАХ) от магнитного поля [12...14]. Механизм чувствительности МД основан на уменьшении в магнитном поле эффективной диффузионной длины инжектированных носителей, что происходит по причине изменения направления их движения под действием силы Лоренца. Как и в ГМР-структурах, здесь магнитным полем, по сути, модулируется сопротивление прибора, но сигнал нечувствителен к изменению его направления. Чувствительность МД, вследствие нелинейности ВАХ, оказывается зависящей от сопротивления питающего источника. Поэтому для МД принято рассматривать токовую чувствительность (при питании постоянным напряжением) и вольтовую (при питании постоянным током). Во втором случае чувствительность гораздо меньше, чем в первом, зависит от размеров прибора, магнитного поля и тока [15]. Зависимость сигнала от магнитной индукции нелинейна, а при питании от источника напряжения обнаруживается также падающий участок ВАХ, что связано с модуляцией сопротивления базы

инжектированным зарядом и эффектом перераспределения потенциала между *pn*-переходом и нейтральной областью базы. Образцы МД с поверхностями, имеющими различные скорости поверхностной рекомбинации [13], позволяют получить линейное преобразование и чувствительность к знаку магнитной индукции. Они представляют, по сути, ГМР-структуры с инжекцией.

Дрейфовой разновидностью МД являются двухбазовые МД. Главное назначение двухбазовых диодов вообще - работа в качестве генератора колебаний. Поэтому при рассмотрении их как магниточувствительных структур основное внимание уделяется влиянию магнитного поля на параметры генерируемых колебаний - амплитуду и частоту посредством воздействия на ВАХ. Физически это воздействие обусловлено тем же механизмом, что и в МД. Влияние магнитного поля на ВАХ двухбазовых диодов впервые исследовалось Стафеевым и др. в работе [16], где было обнаружено уменьшение участка отрицательного сопротивления с ростом магнитной индукции. В [17] показано, что изменение напряжения пика диода определяется холловской э.д.с., а напряжения и тока впадины – собственно магнитодиодным эффектом.

Магнитотранзистор [1...3, 18, 19] представляет собой в общем случае биполярный транзистор, конструкция и режим работы которого оптимизированы для получения наиболее сильной зависимости коллекторного тока от индукции внешнего магнитного поля. Инжектированные эмиттером E неосновные носители, дрейфуя (диффундируя при $V = 0$) в направлении E_0 , одновременно диффундируют к коллектору C , создавая коллекторный ток. Магнитное поле, в зависимости от своего направления, отклоняет поток этих носителей к коллектору или от него и создает тем самым сигнал как изменение этого тока.

Сравнивая свойства БМС различных типов как преобразователей магнитного поля, можно отметить следующее.

1. Все БМС являются модуляционными преобразователями: энергия сигнала черпается от специального электрического источника, а не от магнитного поля, являющегося преобразуемой величиной. Тем самым предопределяется наличие ненулевого уровня сигнала в отсутствии

магнитного поля, $s(0) \neq 0$, величина которого меняется при включении этого поля в ту или другую сторону в зависимости от направления последнего.

2. Инжекционные структуры имеют безусловное преимущество перед безынкционными, поскольку позволяют простым средством – регулировкой тока инжекции – варьировать в широких пределах концентрацию носителей в базе. Тем самым достигается, с одной стороны, многократное повышение величины отклика на магнитное поле, а с другой – повышение его температурной стабильности. Кроме того, в инжекционных структурах возможно создание разнообразных распределений концентрации в базе за счет выбора геометрии.

3. С точки зрения использования БМС в качестве датчиков магнитного поля экстракционные структуры явно предпочтительны перед безэкстракционными. Во-первых, безэкстракционные структуры представляют собой двухполюсники: в них входная электрическая цепь (обеспечивающая задание электрического режима) и выходная (сигнальная) суть одно и то же, что затрудняет одновременную схемотехническую оптимизацию каждой из этих цепей соответственно ее функциональному назначению. Главным образом это касается проблемы согласования импедансов [20]. Экстракционные же БМС, включаемые как четырехполюсники, обеспечивают электрическую развязку входных и выходных цепей, а за счет высокого выходного сопротивления практически исключается влияние цепей обработки сигнала на электрофизические процессы в структуре. Во-вторых, экстракционные структуры легко реализуются в балансных модификациях, чем достигается резкое повышение их качества как преобразователей.

Из вышеизложенного видно, что инжекционно-экстракционные БМС (магнитотранзисторные структуры, МТС) сочетают в себе все характерные для БМС практические преимущества и физические свойства, так что прочие разновидности можно рассматривать как предельные частные случаи МТС. Этим обстоятельством определяется наш выбор МТС в качестве объекта исследования.

1.1.2. Преобразовательные параметры и механизмы чувствительности МТС

Роль величины s в (1.5) для МТС играет ток экстракции I_C . Рассматривая c как концентрацию инжектированных носителей, для плотности этого тока в базе на границе с коллектором имеем

$$j_C = -eD \text{grad } c, \quad (1.6)$$

где D – коэффициент диффузии (в общем случае – биполярной).

Тогда вид функционала (1.5) конкретизируется, и он может быть переписан как

$$I_C(B) = -eD \int (d\sigma * \text{grad } c(x, y, z, B)), \quad (1.7)$$

где интегрирование ведется по поверхности коллекторного перехода; $d\sigma$ – вектор элемента этой поверхности.

Таким образом, задача исследования МТС сводится к определению вида и свойств функции $c(x, y, z, B)$.

Разложение (1.7) в ряд Маклорена представимо в виде

$$I_C(B) \approx I_0 + S_A B, \quad (1.8)$$

где параметры преобразования – коэффициенты разложения $I_0 = I_C(0)$ и $S_A = \partial I_C(0) / \partial B$ – будем, используя сложившуюся для преобразователей терминологию, называть соответственно *остаточным сигналом* и *абсолютной чувствительностью*. Согласно описанным выше физическим принципам имеем $I_0 \neq 0$; $S_A \neq 0$.

Как модуляционный преобразователь, ввиду $I_0 \neq 0$, МТС дополнительно характеризуются *эффективностью преобразования*

$$S_R \equiv I_0^{-1} * S_A = I_0^{-1} * \left. \frac{\partial I_C}{\partial B} \right|_{B=0}. \quad (1.9)$$

Этот параметр играет исключительно удобен для принципиальной оценки преобразовательных свойств, поскольку, в частности, как будет показано ниже, оказывается в наименьшей степени зависящим от конкретной конструкции структуры и имеет простое аналитическое выражение (в отличие от I_0 и, соответственно, S_A).

Вместо величины I_C удобно рассматривать коэффициент передачи тока $\alpha \equiv I_C / I_E$, где I_E – ток эмиттера. Тогда, обозначив $\alpha_0 = I_0 / I_E$, можно (1.8) переписать в виде

$$\alpha(B) = \alpha_0 (1 + S_R B), \quad (1.10, a)$$

причем

$$S_R = \alpha_0^{-1} * \left. \frac{\partial \alpha}{\partial B} \right|_{B=0}. \quad (1.10, б)$$

Параметры, характеризующие, в отличие от остаточного сигнала, чувствительность МТС к магнитному полю согласно (1.8), т.е. саму величину S_A и определяющие ее величины (1.10), будем здесь называть *преобразовательными параметрами* МТС.

Чувствительность транзисторных структур к магнитному полю принято связывать с тремя основными физическими механизмами [1]:

1. Магнитоконцентрационный эффект, являющийся результатом действия силы Лоренца на носители обоих типов и выражающийся в изменении распределения концентрации носителей, необходимом для поддержания нулевого объемного заряда.

2. Эффект отклонения носителей, обусловленный действием силы Лоренца на неосновные носители в базовой области, в обедненном слое перехода база-коллектор и в слаболегированной области коллектора МТС;

3. Эффект Холла, относящийся к любым воздействиям, создаваемым холловским электрическим полем, которое возникает под действием силы Лоренца на основные носители в базовой области МТС.

Каждый из перечисленных эффектов проявляется в большей или меньшей мере в зависимости от электрического режима и геометрии структуры. Под электрическим режимом будем понимать совокупность электрических параметров, определяющих характер зависимости $I_C(B)$ и контролируемых извне. Очевидно, что для МТС таковыми являются концентрация инжектированных носителей (уровень инжекции) и напряженность ускоряющего поля E_0 . Первый определяется током эмиттера, второй (для дрейфовых структур) – напряжением V .

Магнитоконцентрационный эффект, подобно магнитодиодному, сводится к модуляции магнитным полем объемного сопротивления базы, и

поэтому, в отличие от всех прочих механизмов чувствительности МТС, проявляется лишь при высоких уровнях инжекции. Этот механизм достаточно изучен экспериментально и положен в основу работы особого класса МЧС – магнетометрах на токовых доменах (см., например, библиографию [1, 2]). В магнитотранзисторах этот механизм вызывает интересные явления, такие как эффект отрицательной чувствительности [21...24]. Однако математическое магнитоконцентрационное описание связано с решением дифференциальных уравнений (непрерывности и Пуассона) с переменными коэффициентами, что делает невозможным построение его теории в аналитическом виде. Кроме того, создание достаточно сильных ускоряющих полей сопровождается при высоком уровне инжекции большим потреблением тока, что нежелательно в эксплуатационных условиях. В силу указанных особенностей исследование магнитоконцентрационного эффекта в МТС представляется неактуальным и здесь рассматриваться не будет.

Эффект отклонения, в отличие от остальных, определяется непосредственным действием силы на отдельно взятый неосновной носитель в соответствии с (1.1) и поэтому не зависит от режима и геометрии структуры. Таким образом, этот механизм наиболее ярко проявляется в тех условиях, в которых два других малоэффективны (при низких уровнях инжекции, а также при малых размерах эмиттера или при выборе конструкции, обеспечивающей подавление холловского поля).

Эффект Холла в МТС включает в себя все виды воздействия на неосновные носители обычного холловского поля E_H , создаваемого основными носителями. Таким образом, этот эффект проявляется при определенной геометрии структуры (главные условия - наличие изолирующих стенок и размеры активной области, превышающие дебаевскую длину [25]) и при низких уровнях инжекции. К упомянутым воздействиям относятся:

- дополнительное (косвенное) отклонение неосновных носителей;
- модуляция коэффициента переноса в базе;
- модуляция инжекции.

Дополнительное отклонение вызывается силой холловского поля $F_H = eE_H$, направленной, как правило, в ту же сторону, что и F_L . Поэтому для

учета этого механизма достаточно, используя (1.1), принимать F_L равным по модулю $F_L + F_H$ [26].

Модуляция коэффициента переноса возникает в тех случаях, когда E_H имеет компоненту E_{EC} , направленную от эмиттера к коллектору. Модуляция значения α при этом вызывается дополнительной дрейфовой составляющей потока (например, [27]), обусловленной E_{EC} .

Эффект (пространственной) модуляции инжекции обусловлен различием напряженности холловского поля в областях эмиттера и базы. В сильнолегированном эмиттере, ввиду малости коэффициента Холла, это поле практически отсутствует, и распределение его потенциала в базе приводит к пространственной зависимости смещения на эмиттерном переходе. При этом функционал (1.5) оказывается представимым в виде

$$I_C(B) = F_2(c(x,y,z, E_H(B))), \quad (1.11)$$

где F_2 – новый функционал. Таким образом, задача (1.11) распадается на две независимые задачи:

$$I_C(B) = F_2(c(x,y,z, E_H))$$

и

$$E_H = E_H(B).$$

Первая из них, как видно, не связана непосредственно с гальваномагнитными эффектами, а вторая хорошо изучена в теории холловских датчиков. Поэтому модуляция инжекции не является характерным для БМС эффектом и будет рассматриваться нами лишь как сопутствующий, хотя и неотъемлемый фактор.

1.1.3. Конструктивно-технологические возможности реализации МТС

Важнейшим физическим параметром материала для БМС, как и для биполярных полупроводниковых структур вообще, является диффузионная длина неосновных носителей, имеющая порядок десятков-сотен микрон. Это значение представляет собой естественное верхнее ограничение на разумный выбор размера активной области структуры и самой структуры в целом, предопределяя технологию микроэлектроники

как единственно возможный способ реализации БМС вообще и МТС в частности. А раз так, то, наряду с физическими особенностями БМС, особенности технологии выступают как один из принципиальных факторов, определяющих преобразовательные свойства этих структур.

Специфика планарной технологии обуславливает классификацию МТС по направлению тока инжектированных носителей в отсутствие магнитного поля и по направлению регистрируемой компоненты магнитной индукции относительно технологической поверхности структуры [1,2]. По первому признаку МТС подразделяются на *вертикальные* и *горизонтальные*, где направление тока соответственно перпендикулярно и параллельно поверхности образца. По второму – на МТС с *продольной* и *поперечной* магнитной осью (регистрируемая компонента магнитной индукции соответственно параллельна и перпендикулярна этой поверхности). Очевидно, что для вертикальных МТС возможна реализация лишь с продольной магнитной осью, тогда как для горизонтальных – с любым из двух направлений.

Технологические особенности обуславливают также дополнительные возможности создания ускоряющего электрического поля в дрейфовых структурах:

1. внутреннее поле, обусловленное экспоненциальным распределением примеси при базовой диффузии;
2. поле объемного заряда обратно смещенного коллекторного *pn*-перехода.

Свойственное МТС наличие ненулевого уровня сигнала в отсутствие магнитного поля (остаточного сигнала I_0) создает серьезные препятствия на пути совершенствования этих структур как преобразователей (см. 1.1.3), в связи с чем величина I_0 подлежит всемерному снижению. Эффективное ослабление ее достигается в балансных модификациях МТС - двухколлекторных магнитотранзисторах (ДМТ) – структурах, геометрически симметричных относительно плоскости, содержащей вектор \mathbf{B} . Здесь магнитное поле вызывает различные по знаку приращения токов коллекторов, разность которых служит полезным сигналом. При этом, очевидно, величина остаточного сигнала оказывается равной разности модулей этих токов при $B = 0$.

На рис. 1.2 ... 1.4 показаны основные из известных конструктивно-технологических разновидностей ДМТ. Всюду оси x , y – соответственно преимущественные направления потока инжектированных носителей и силы Лоренца ; z – направление регистрируемой компоненты магнитной индукции.

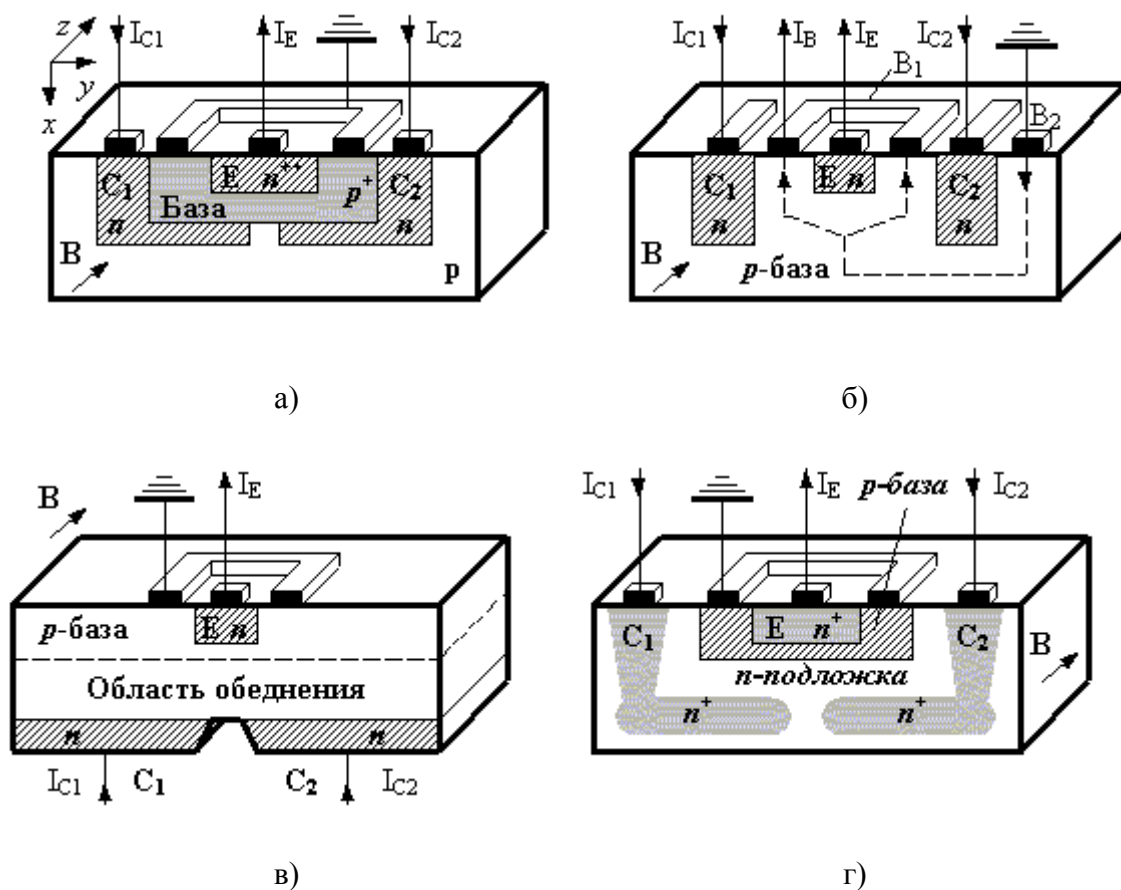


Рис.1.2. Вертикальные ДМТ

Структуры с отклонением в базе (а, б) и в обедненной области коллекторного перехода (в, г)

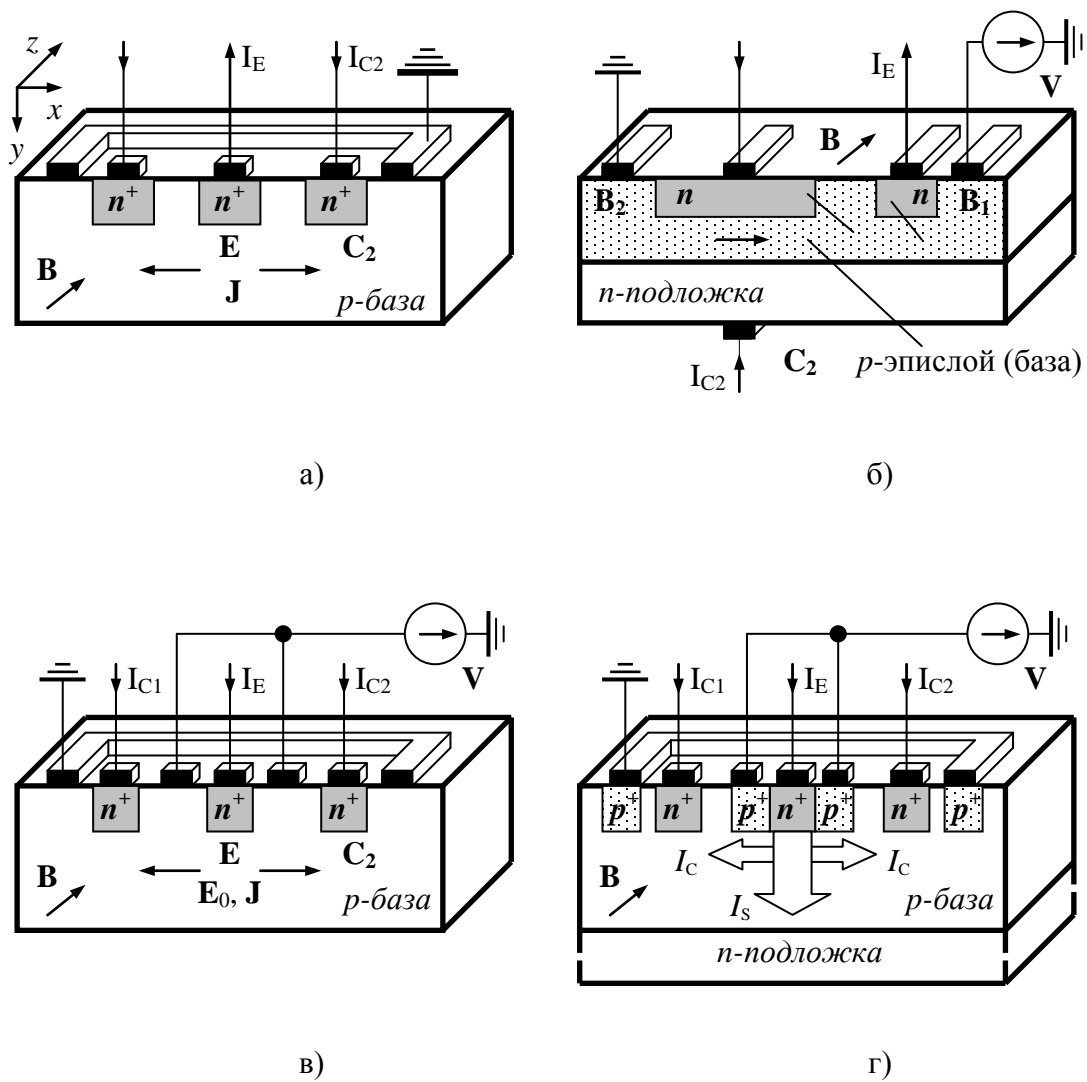


Рис.1.3. Горизонтальные ДМТ с продольной магнитной осью
а – с диффузионным переносом; б...г – дрейфовые (последний – с подавлением боковой инжекции)

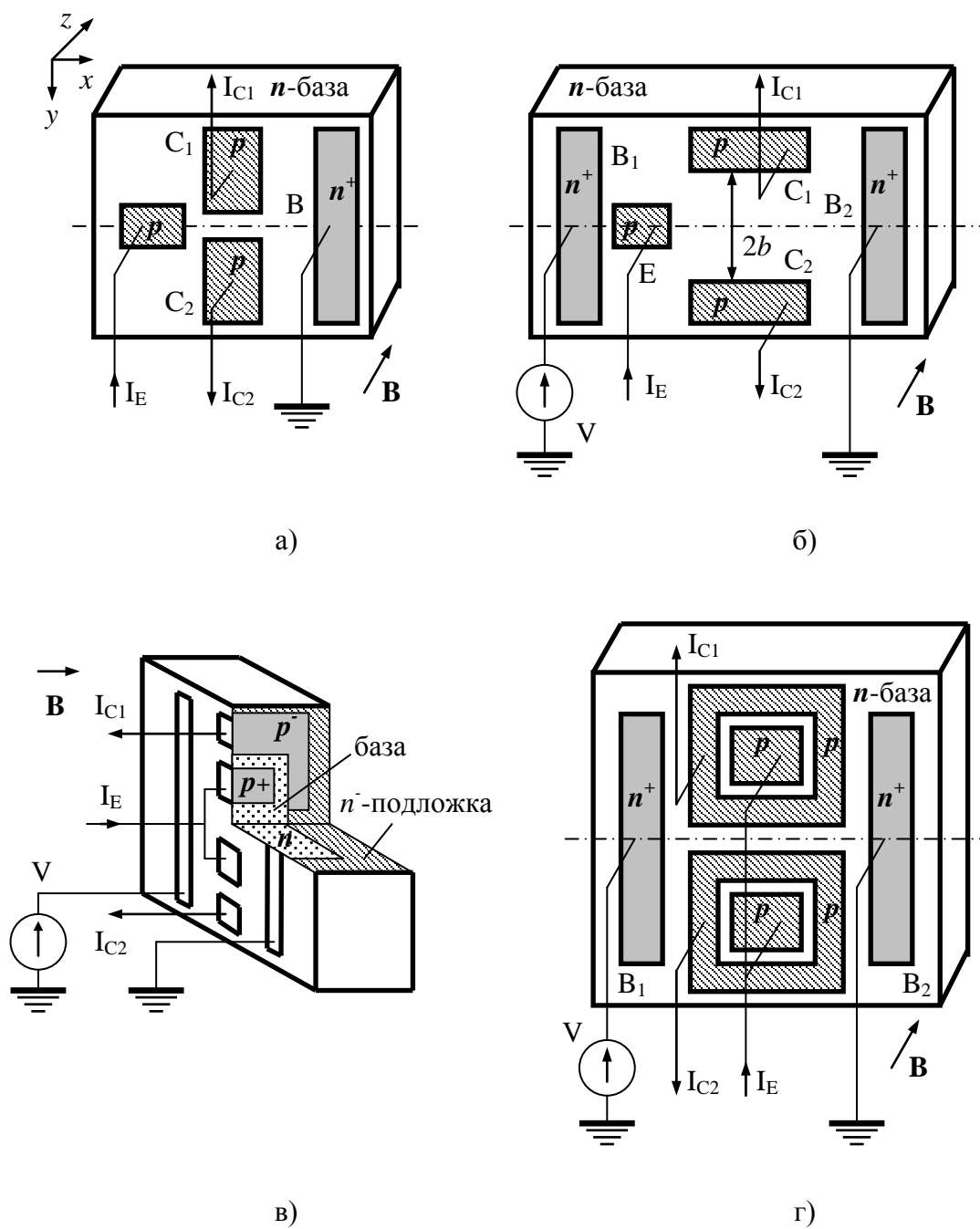


Рис.1.4. Горизонтальные ДМТ с поперечной магнитной осью
а, б – соответственно с диффузионным и дрейфовым переносом; в, г
– оптимизированные по отношению к модуляции инжекции

1.1.3.1. Вертикальные структуры

Принципиальной особенностью вертикальных ДМТ (рис. 1.2) является практически чисто дрейфовый характер переноса, поскольку в вертикальном направлении одновременно действуют электрические поля всех указанных выше видов. В зависимости от конструктивно-технологических особенностей, здесь могут доминировать внутренние поля в базе ([28], рис. 1.2, *а*), внешнее поле ([29], рис.1.2, *б*) или поле пространственного заряда коллекторного перехода ([30, 31], рис. 1.2, *в,г* соответственно).

В работе [32] исследовано влияние слабого магнитного поля,

$$\phi = \mu_{mn}^* B \ll 1, \quad (1.12)$$

на коэффициент передачи структур типа рис. 1.2, *а*. Здесь μ_{mn}^* – холловская подвижность неосновных носителей.

На рис. 1.5, *а* показан фрагмент поперечного сечения такой структуры. Сплошной стрелкой показаны траектории инжектированных носителей при $B = 0$, пунктирной – при включении магнитного поля, W_0 и W – длины этих траекторий соответственно. Очевидно, что $W = W_0 / \cos \phi$.

При выполнении (1.13) имеем ([33], стр.261)

$$\cos \phi \approx 1 - \frac{\mu_{mn}^{*2} B^2}{2},$$

что дает

$$W \approx \frac{W_0}{1 - \frac{\mu_{mn}^{*2} B^2}{2}}.$$

$$\approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L} \right)^2 \left(1 + \mu_{mn}^* B^2 \right).$$

Полученное правомочно в случае $l_C \gg \Delta l_C = W_0 \tan \phi$, когда изменение эффективной площади коллектора за счет отрыва траекторий от его поверхности пренебрежимо мало. Однако при $l_C \sim W_0 \tan \phi$ (рис. 1.5, б), это обстоятельство начинает проявляться в виде зависимости $I_C = (\alpha' I_E / l_C) * (l_C - \Delta l_C)$ (эффект перераспределения), что, с учетом $\tan \phi \approx \mu B$ и в пренебрежении малыми третьего порядка, дает

$$\alpha(B) \approx \alpha_0 \left(1 - \frac{W_0}{l_C} \mu_{mn}^* B \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{W_0}{L} \mu_{mn}^* B \right)^2, \quad (1.13)$$

где

$$\alpha_0 = \alpha(0) = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_0}{L} \right)^2. \quad (1.14)$$

Тогда для эффективности преобразования при эффекте отклонения получаем

$$S_R = \frac{W_0}{l_C} \mu_{mn}^* + \frac{B}{\alpha_0} \left(\frac{W_0}{L} \mu_{mn}^* \right)^2. \quad (1.15)$$

Таким образом, механизм отклонения в структурах рис. 1.2, а проявляется в виде перераспределения потока носителей и изменении эффективной длины базы (первое и второе слагаемые в (1.15) соответственно), причем второй проявляется в сильных магнитных полях и обуславливает нелинейность преобразования. В экспериментах с германиевыми структурами такого типа различных геометрий с размерами порядка сотен микрон установлено постоянство эффективности преобразования в магнитных полях до 1 Тл, что в соответствии с (1.15) свидетельствует о доминирующем характере эффекта перераспределения. Сравнение слагаемых (1.15) по величине подтверждает сказанное. Для образцов из *n*-германия с $l_E = 700$ мкм, $l_C = 800$ мкм, $W_0 = 200$ мкм и при оценке $L = 250$ мкм получено, в частности, $S_R \approx 0.02 \text{ Тл}^{-1}$.

Авторами [34] для структуре рис. 1.2, з на основе модели рис. 1.5, в (при отсутствии вытеснения тока эмиттера) получено подобное выражение:

$$S_R = \frac{2W_0}{I_E} \mu_{nm}^* . \quad (1.16)$$

Различие величин в знаменателях (1.16) и первого слагаемого (1.15) обусловлено различиями в определении плотности тока инжектированных носителей. Из приведенного видно, что эффективность преобразования вертикальных МТС определяется свойствами материала и геометрией структуры, но не зависит от напряженности ускоряющего поля, которое является физической причиной магниточувствительности.

В работе [35] чувствительность структур типа 1.2, б объясняется как эффектом отклонения, так и совокупностью всех упомянутых проявлении эффекта Холла. Возникновение электрического поля связывается с эффектом Вебстера. Там же сообщается о получении $S_R = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Тл}^{-1}$ для образцов с расстоянием эмиттер-коллектор 25 мкм при $\mu_p = 100$ и $\mu_n = 300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Наибольший интерес привлекают структуры с полем в обедненной области. Это вполне объяснимо простотой контроля конфигурации и напряженности поля, а также легкостью варьирования его величины в широких пределах за счет изменения смещения на коллекторном переходе. Отметим, что структуры с дрейфом в обедненной области не отвечают определяющему условию (1.5), поскольку в обедненной области коллектора инжектированные носители уже не могут рассматриваться как неосновные и их перенос подчиняется тем же законам, что и в униполярных (холловских) структурах с токовым выходом (например, [36]). В качестве наиболее близких физически аналогов можно указать также холловский датчик с насыщением скорости носителей [32] с расщеплённым коллектором в токовом режиме.

С учетом того, что магнитное поле не влияет на распределение концентрации в базе таких структур ввиду пренебрежимо малой скорости движения их там в сравнении с коллекторным переходом, само соотношение (1.5) можно свести к форме

$$I_C(B) = F_3(c(x,y,z), B) . \quad (1.17)$$

Здесь F_3 – новый функционал, причем функция $c(x,y,z)$ определяет распределение плотности тока экстракции на поверхности коллекторного

перехода, которое используется для задания граничного условия при рассмотрении обедненной области как холловской структуры.

Серьезным недостатком оригинальной конструкции структуры [30] (рис. 1.2, в) является невозможность ее исполнения в стандартном технологическом процессе. Этому недостатка лишена структура [31], в которой донный коллекторный слой заменен скрытым n -слоем (рис. 1.2, г). Технологически просто здесь выполняется зазор - аналог гравировки на рис. 1.2, в, дающий выигрыш в чувствительности примерно в 5 раз. Как отмечалось позже [38], модуляция инжекции в такой структуре практически отсутствует. На основе этих структур легко реализуется преобразователь двумерного вектора магнитного поля [34], а дополнительное введение в нее горизонтального ДМТ с поперечной осью обеспечивает одновременную регистрацию всех трёх компонент магнитной индукции [39]. В [34] также исследована зависимость чувствительности такого ДМТ от электрического режима и сообщается о получении $S = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ Тл}^{-1}$.

Для структур типа [31] подробно исследована зависимость остаточного сигнала от геометрических погрешностей [40] и разработан оригинальный метод ослабления этого сигнала [41, 42], основанный на вариации чувствительности ДМТ. Суть метода состоит в периодическом изменении эффективной длины базы за счет изменения ширины обедненного слоя коллекторного перехода переменной составляющей коллекторного смещения с последующим выделением полезного сигнала синхронным детектированием. В [43] предложена практическая реализация метода, а в [42] проведено детальное исследование процессов в системе преобразования.

В работе [44] проведено численное моделирование таких структур, их сравнение с МТС прочих типов и показана правомочность пренебрежения модуляцией инжекции. Последнее согласуется с экспериментом [45] и подтверждает модельное представление (1.17). Непосредственное измерение холловской разности потенциалов [38] показало его величину в 10 раз меньшую, чем требовалось бы для объяснения чувствительности модуляцией инжекции.

1.1.3.2. Горизонтальные структуры с продольной магнитной осью

Конструкции структур этого типа показаны на рис. 1.3. Здесь магнитное поле отклоняет поток, движущийся, преимущественно, перпендикулярно внутренним полям базы, так что эти последние вносят лишь побочный вклад в магниточувствительность. Поэтому роль диффузионной компоненты потока в горизонтальных структурах становится существенной.

Простейшая, базовая их разновидность (рис. 1.3, *а*) представляет собой обыкновенный горизонтальный транзистор [46]. Эффективное электрическое поле здесь может возникнуть лишь вследствие эффекта Вебстера, поэтому вклад в чувствительность от дрейфовой компоненты всецело определяется уровнем инжекции. При высоких уровнях магниточувствительность связывается с магнитоконцентрационным эффектом [47, 48], при низких – с отклонением [49] и модуляцией инжекции [50].

В структурах с внешним электрическим полем (рис. 1.3, *б, в, г*) основную роль играет дрейфовая составляющая потока. Первая из предложенных структур такого типа [29] геометрически несимметрична, что неоправданно усложняет исследование физических процессов в ней, а, с точки зрения использования в качестве датчика, сводит на нет ее преимущества как балансной структуры.

Базовая симметричная разновидность дрейфового ДМТ показана на рис. 1.3, *в*. При низких уровнях инжекции ее чувствительность связывается с механизмами отклонения [51], изменением эффективной ширины базы [52], модуляции инжекции [53]. Важно отметить, что в структурах типа рис. 1.3, *в*, в силу их ограниченности в плоскости XOY , холловское поле при протекании тока основных носителей всегда имеет место, что подтверждается результатами численного моделирования [36], и обуславливает действие последнего механизма. Поскольку вблизи базовых контактов B_1 и B_2 электрическое поле имеет явно выраженную вертикальную компоненту, носители испытывают отклонение магнитным полем в горизонтальном направлении – от эмиттера к коллектору, чем

предопределяется модуляция коэффициента передачи в силу его определения.

Простота реализации различных геометрических конфигураций планарных структур путем соответствующего проектирования фотошаблонов и использования возможностей современной технологии обусловила широкое разнообразие конструкций горизонтальных дрейфовых МТС. Так, эти структуры оказываются полностью совместимыми со стандартным КМОП-процессом [54]. За счет подавления боковой инжекции (в горизонтальном направлении) путем создания примыкающих к эмиттеру сильно легированных областей (рис. 1.3, з) обеспечивается максимальное использование возможностей механизма отклонения, позволяющее получать исключительно высокие значения эффективности преобразования [55] и высокую линейность [56]. Соответствующим выбором геометрии они легко оптимизируются по отношению к основным механизмам чувствительности – эффектам отклонения [57] и модуляции инжекции [58]. Весьма широки в таких структурах возможности использования эффекта Холла [59]. Интегрирование на едином одном чипе двух идентичных структур позволяет, как и в случае вертикальных МТС, получить датчик двумерного вектора магнитной индукции [49, 60, 61].

Эффективным средством улучшения преобразовательных параметров МТС (как, впрочем, и всех остальных полупроводниковых преобразователей) является использование концентраторов магнитного поля в виде двух близко расположенных на одной оси ферромагнитных стержней или полос, в узком зазоре между которыми устанавливается кристалл [62...64]. Важным достоинством МТС с продольной осью является удобство размещения в непосредственной близости от кристалла таких концентраторов при корпусировании готового прибора [65].

При учете лишь механизма отклонения авторами [56, 54] получено соответственно

$$S_R = \mu_{mn}^* \frac{L_T}{W_{eff}}, \quad (1.18, а)$$

$$S_R = (\mu_{mn}^* + \mu_{mj}^*) \frac{L_T}{W_{eff}}, \quad (1.18, б)$$

а для модуляции инжекции [50, 53, 54] -

$$S_R = 2sh\left(\frac{V_{H1}}{2k\varphi_T}\right), \quad (1.19, \text{а})$$

$$S_R = \mu_{mj}^* \frac{E_0 W_0}{k\varphi_T}, \quad (1.19, \text{б})$$

$$S_R = \exp\left(\frac{V_{H1}}{k\varphi_T}\right). \quad (1.19, \text{в})$$

Последняя форма получена также в [66]. Здесь μ_{mn}^* и μ_{mj}^* – холловские подвижности соответственно неосновных и основных носителей; L_T – усредненная длина траектории инжектированного носителя; W_0 и W_{eff} – соответственно натуральная и эффективная толщина базы; V_{H1} – холловская разность потенциалов на концах эмиттера в единичном магнитном поле; φ_T – температурный потенциал; k – фактор неидеальности pn -перехода. Все формы (1.19), как легко заметить, равносильны для малых значений B , что всегда справедливо в силу определения S_R (1.9).

Значения эффективности преобразования, как видно, определяются тремя факторами: свойствами материала – подвижностями, геометрией и электрическим режимом – напряженностью ускоряющего поля. Поскольку последние два фактора могут меняться в широких пределах, диапазон полученных для S_R значений также весьма широк – от $4 \cdot 10^{-2}$ [50] до 30 [56] Тл⁻¹.

1.1.3.3. Горизонтальные структуры с поперечной магнитной осью

Предложенные в 1970 г. Дейвисом и Уэллсом [67] и, независимо от них в 1974 г., – Викулиным и др. [68] (рис. 1.4, б), структуры этого типа содержали одну эмиттерную и две коллекторные области и два омических базовых контакта, предназначенных для создания ускоряющего поля. Использование в [68] протяженных параллельных коллекторов в ограниченной базе вместо точечных коллекторов в неограниченной базе [67] позволило создать условия для образования холловских зарядов и концентрации потока ускоряющего поля в рабочей (межколлекторной) области структуры.

Как уже отмечалось, структуры с продольной осью неизбежно ограничены в плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{B} , что создает условия для возникновения холловского поля, а с ним – и модуляции инжекции. Для структур с поперечной осью (рис. 1.4, *а,б*) ограниченность в этой плоскости уже не является неотъемлемым свойством (по крайней мере – для структур на монокристалле, где практически весь объем образца является рабочей областью, а изолирующие свойства обедненного слоя коллекторного перехода по отношению к основным носителям обычно малоэффективны в смысле генерации холловских зарядов [69]). Поэтому представляется естественным, что при исследовании простейших структур данного типа (рис. 1.4, *а*), когда впервые было указано на необходимость учета модуляции инжекции [70], возникла дискуссия о доминирующем механизме: вполне обоснованные доводы выдвигались в пользу как механизма отклонения [71], так и модуляции инжекции [72].

В [73] экспериментально исследовалась зависимость коллекторных токов таких структур от напряжения на коллекторных переходах в различных магнитных полях (рис. 1.6, *а*) и зависимость этих токов от магнитной индукции при различных токах эмиттера и температурах (рис. 1.6, *б* и *в* соответственно). Экспериментальные образцы изготавливались из Ge *n*-типа с удельным сопротивлением $\rho = 40 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $L = 3 \text{ мм}$ и размерами $1 \times 1 \times 1.5 \text{ мм}$. Из рис. 1.6, *а* видно, что в полях 0.4 Тл и выше зависимость $I_{C2}(B)$ обнаруживает тенденцию к насыщению, тогда как $I_{C1}(B)$ линейна во всём диапазоне 0 ...1.0 Тл. Нелинейность такого характера с точки зрения эффекта отклонения объясняется тем, что уменьшение коллекторного тока с усилением отклонения потока инжектированных носителей от рассматриваемого коллектора ограничено значением $I_{C2} = 0$ (рис. 1.6, *б*).

Сказанное подтверждается результатами измерений температурной зависимости коллекторных токов (рис. 1.6, *в*): рост температуры сопровождается одновременным уменьшением как чувствительности, так и нелинейности, что обусловлено снижением подвижности носителей. Более подробное изучение характера нелинейности зависимости $I_C(B)$ проведено в [74]. На основании экспериментальных результатов эта

зависимость может быть разбита на три участка, следующих друг за другом по мере нарастания магнитного поля.

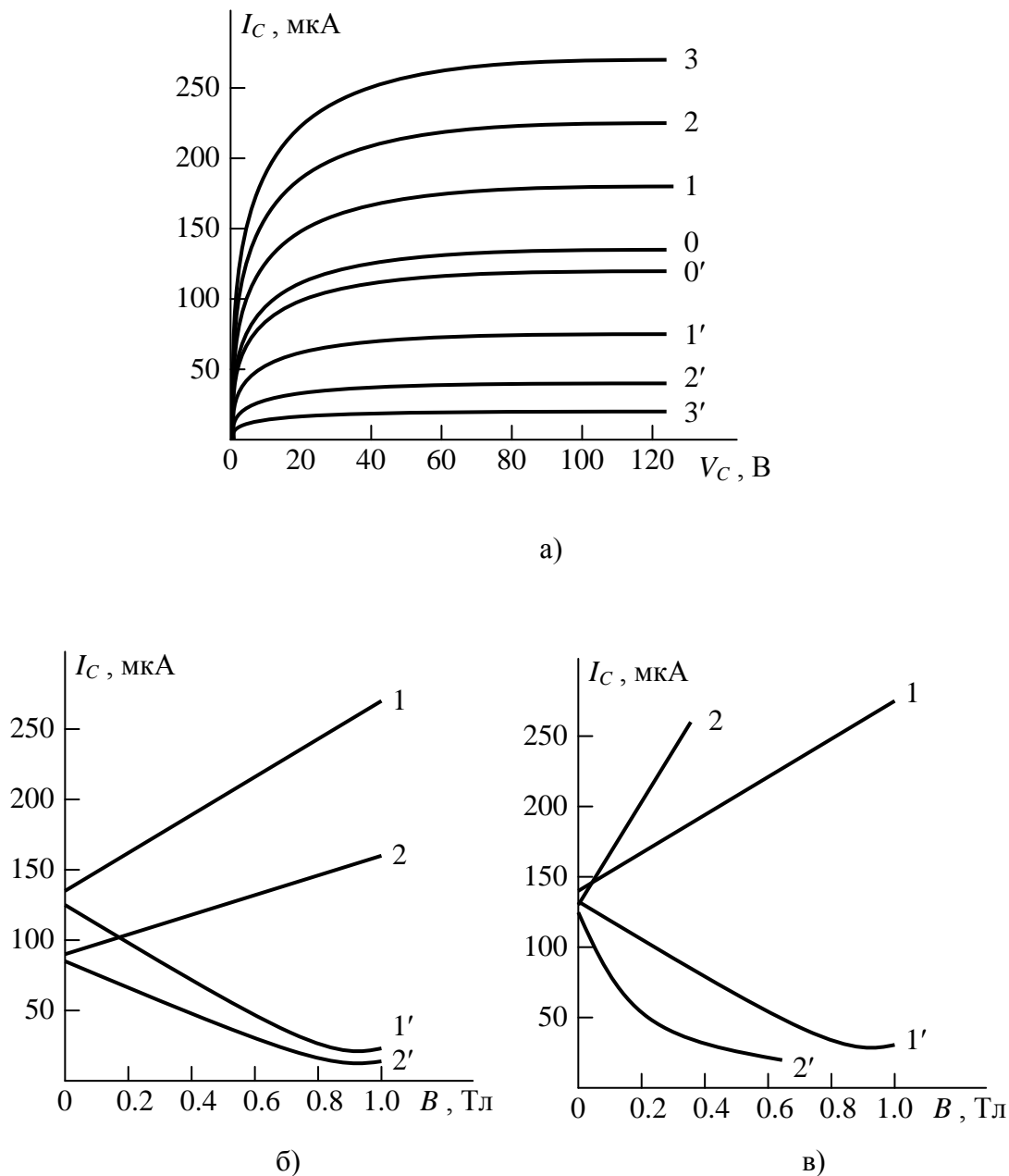


Рис.1.6. Зависимости коллекторных токов германиевых ДМТ с поперечной осью

а – от напряжения на коллекторе ($0..3 - I_{C1}$, $0'..3' - I_{C2}$ при $B = 0, 0.04, 0.8$ и 1.0 Тл соответственно); б – от магнитного поля при токах эмиттера $I_E = 0.5$ мА (1,1') и 0.75 мА (2,2'); в – то же при температурах $T = 298$ К (1,1') и 193 К (2,2')

Первый из них (область малых значений B) характеризуется линейным ростом разности коллекторных токов и сопровождается увеличением напряжённости холловского поля E_H , что вполне естественно. На втором участке наблюдается уменьшение магниточувствительности, сопровождаемое стремлением одного из коллекторных токов к нулю. На третьем участке наблюдалось уменьшение и тока второго коллектора, что для больших холловских углов объясняется замыканием потока инжектированных носителей, направленного уже преимущественно в сторону электрода B_1 , на этот электрод и на боковую стенку образца. Таким образом, в ДМТ обнаруживаются две специфические причины нелинейности преобразования: обесточивание коллектора, от которого отклоняется поток инжектированных носителей, и обесточивание коллектора, к которому это отклонение первоначально происходило.

Легко оценить, что даже теоретическое значение холловской разности потенциалов на концах эмиттера оказывается в данном случае много меньше температурного потенциала. А это означает [75], что наблюдаемая нелинейность отклика на магнитное поле не может быть объяснена модуляцией инжекции, и что, следовательно, механизм отклонения играет здесь существенную роль.

В работе [76] такая же структура изучалась как датчик магнитного поля. При нагружении коллекторных выводов на сопротивления по 600 кОм было получено значение относительной чувствительности $(2 \div 4) \cdot 10^5$ В/(А*Тл), что в 100 с лишним раз выше вообще достижимого на практике для датчиков Холла (1250 В/А*Тл согласно [1]).

Чувствительность структур с внешним ускоряющим полем (рис. 1.4, б) изначально связывалась с механизмом отклонения [67]. Увеличению эффективности преобразования таких структур при использовании механизма отклонения способствует фокусировка потока инжектированных носителей в узкий луч, что может быть достигнуто за счет введения в приэмиттерную область базы пары дополнительных экстрагирующих электродов [77]. Та же цель достигается выбором рабочей точки на падающем участке ВАХ эмиттерной цепи [78] (с учетом того, что базовая пластина с двумя омическими с двумя омическими электродами и

эмиттер в совокупности рассматриваются как однопереходный транзистор).

При учете совместного действия сил Лоренца и холловского поля авторами [67, 79] получено

$$S_R = (\mu_{mn}^* + \mu_{mj}^*) \frac{E_0 b}{\varphi_T}. \quad (1.20)$$

Несмотря на то, что этот результат получен на основе решения уравнения непрерывности, он может быть принят лишь как оценочный в силу использования весьма искусственных допущений:

- коллектор и эмиттер считаются точечными;
- образец не ограничен в пространстве;
- не учитывается экстрагирующее влияние коллекторов (коллекторный ток считается пропорциональным концентрации инжектированных носителей в точке размещения коллектора).

Первое допущение исключает, очевидно, возможность учета модуляции инжекции, два других обуславливают явную неадекватность рассмотрения поля концентраций ввиду невозможности учета граничных условий. В то же время численный анализ [80] показывает, что модуляция инжекции, наряду с отклонением, играет в таких структурах весьма существенную роль (магнитоконцентрационный эффект проявляется незначительно), и что выбор граничных условий оказывает определяющее влияние на электрофизические характеристики структуры.

В [79] эффект отклонения рассматривается в виде перераспределения – поток носителей целиком поворачивается магнитным полем в пространстве на угол $(\mu_{mn}^* + \mu_{mj}^*) * B$, так что убывание (возрастание) концентрации под коллектором сопровождается ее возрастанием (убыванием) в соседней области структуры. Авторами [81] чувствительность таких структур объясняется модуляцией эффективной ширины базы.

Существенная роль модуляции инжекции в структурах типа рис. 1.4, б подтверждается работоспособностью структур, оптимизированных по отношению к этому эффекту (рис. 1.4, в, г). Поскольку при модуляции наиболее эффективны крайние участки эмиттера, где холловская разность потенциалов максимальна, такая оптимизация достигается исключением

менее эффективных, срединных участков. В результате образуется пара вертикальных [82] (рис. 1.4, в) или горизонтальных [83] (рис. 1.4, з) транзисторов с гальванически связанными эмиттерами, так что возникновение холловского поля вызывает противоположные по знаку изменения смещения на переходе эмиттер-база каждого из них.

Важной особенностью рассматриваемых структур в сравнении со структурами с продольной осью является их существенная трехмерность. Очевидно, что электроды последних могут быть, в принципе, неограниченно вытянуты вдоль оси OZ без каких-либо принципиальных изменений характера физических процессов. Тем самым открывается возможность создания практически идеальных двумерных структур, мало чувствительных к обусловленным отклонением от двумерности побочным эффектам.

В структурах же с поперечной осью размеры по всем направлениям оказываются жестко обусловленными диффузионной длиной в направлениях OY , OZ и длиной затягивания в направлении OX . Поэтому побочные эффекты здесь неизбежны. Из них наиболее ярко проявляется паразитная чувствительность к продольной компоненте магнитной индукции, на что было указано авторами [84]. Важность этого обстоятельства подтверждается работоспособностью структур [85, 86], конструкционно оптимизированных по отношению к такому эффекту путем искусственного усиления z -компоненты тока инжекции.

Экспериментально показано [87], что наблюдаемая чувствительность к продольной (поперечной) компоненте индукции обусловлена диффузионной (дрейфовой) составляющей потока носителей. Поскольку эти составляющие характеризуются величинами $grad\ c$ и E_0 соответственно, соотношение между ними следовало бы представить отношением этих величин. Однако для качественной оценки удобно рассматривать безразмерную величину $\gamma_i = I_{bb} / I_E$, где I_{bb} – ток в цепи источника напряжения V , полагая $E_0 \propto I_{bb}$, $grad\ c \propto I_E$. В работе исследовалась зависимость магниточувствительности структуры рис. 1.4, з от угла ϕ между вектором \mathbf{B} и осью OX в плоскости XOZ . Условия измерений приведены в таблице 1.2, а результаты - на рис. 1.7.

Таблица 1.2.

Номер кривой на рис. 1.7, а	I_{bb} , мА	I_E , мА	γ_i
1	0	3	0
2	0	6	0
3	5	6	5/6
4	10	6	10/6
5	4	0.6	40/6

Учитывая, что чувствительность коллекторного тока к различным компонентам магнитного вектора обусловлена различными механизмами, имеем

$$S_R = I_0^{-1} \left(\frac{\partial I_C}{\partial B_z} * \frac{dB_z}{dB} + \frac{\partial I_C}{\partial B_x} * \frac{dB_x}{dB} \right) \Big|_{B=0} = S_{R\perp} \sin \phi + S_{R-} \cos \phi,$$

где $S_{R\perp} = I_0^{-1} * \frac{\partial I_C}{\partial B_z} \Big|_{B=0}$, $S_{R-} = I_0^{-1} * \frac{\partial I_C}{\partial B_x} \Big|_{B=0}$ - эффективности преобразования по отношению к поперечной и продольной компонентам вектора \mathbf{B} соответственно. Тогда зависимость S_R от ϕ принимает вид

$$S_R = A \sin(\phi + \phi_0),$$

где $A = \sqrt{S_{R\perp}^2 + S_{R-}^2}$; $\phi_0 = \arctg(S_{R-} / S_{R\perp})$.

Таким образом, при изображении отклика синусоидой, по ее смещению вдоль OX можно судить о соотношении вкладов различных механизмов в данных условиях.

Из зависимости рис. 1.7 видно, что при $\gamma_i < 1$ (кривые 1,2,3) зависимости практически совпадают, причем $\phi_0 = 30^\circ \Rightarrow S_{R\perp} = \sqrt{3} S_{R-}$. Это говорит о том, что дрейфовая компонента потока мала по сравнению с диффузионной, которая обуславливает чувствительность одного порядка по отношению к обеим компонентам вектора \mathbf{B} . Далее, с ростом γ_i , значение ϕ_0 уменьшается и практически достигает нуля при $\gamma_i = 20/3$, что говорит о возрастающем вкладе дрейфовой компоненты и, в пределе, о ее полном преобладании.

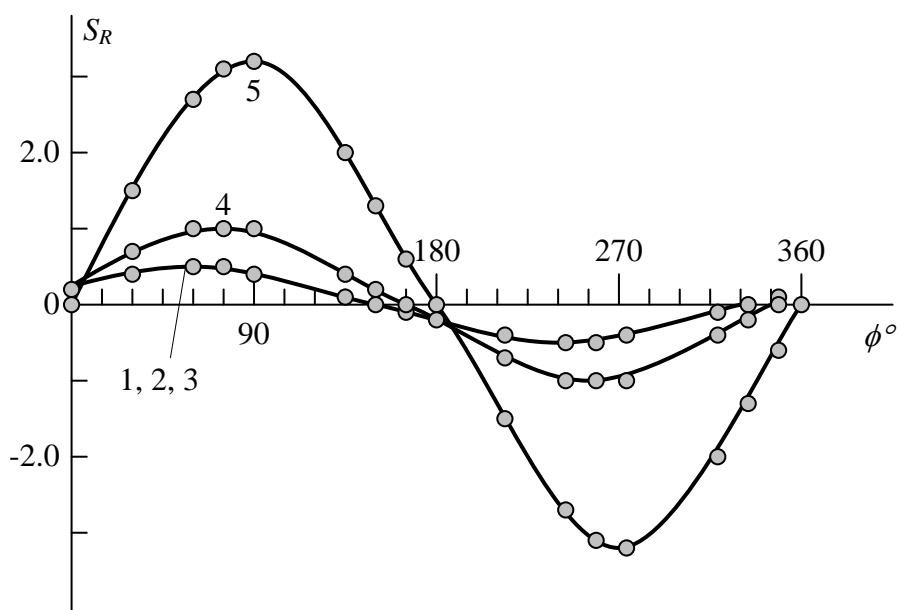


Рис. 1.7. Зависимость чувствительности ДМТ с поперечной магнитной осью от ориентации вектора магнитной индукции

Важно отметить, что возможности разнообразия геометрических конфигураций в рассматриваемых структурах еще более широки, чем в структурах с продольной осью. Кроме того, здесь легко достигаются специальные конфигурации электрических полей, позволяющие наиболее эффективно использовать механизм отклонения [77]. К принципиальным недостаткам МТС с поперечной магнитной осью следует отнести невозможность создания на их основе датчиков вектора магнитной индукции в стандартном планарном ИС-процессе (хотя по сплавной технологии такая возможность существует [88]).

1.2. Разрешающая способность как главный критерий качества МТС

Как параметр, непосредственно связывающий возмущающую величину с откликом на нее, абсолютная чувствительность является, естественно, главной физической характеристикой любой преобразовательной структуры. Изначально и в течение длительного времени этот параметр считался и главным критерием качества при

техническом использовании таких структур в качестве датчиков соответствующих величин. При высоком уровне выходного сигнала упрощалась техническая методика его обработки, в результате чего улучшались все эксплуатационные параметры преобразовательного устройства в целом – объем, вес, надежность, себестоимость и пр.

Современные возможности микроэлектроники позволяют, путем интеграции на едином чипе с первичным преобразователем электронной схемы обработки сигнала, повысить уровень выходного сигнала до сколь угодно большого значения, в результате чего стремление к повышению абсолютной чувствительности теряет актуальность. Однако вместе с усилением полезного отклика неизбежно усиливаются факторы, ограничивающие разрешающую способность датчика – шумы при регистрации переменных магнитных полей и остаточный сигнал (точнее – его неконтролируемые изменения под действием внешних факторов) при регистрации полей постоянных. Таким образом, именно разрешающая способность МТС становится главным критерием качества этих структур как датчиков.

Разрешающую способность МТС (минимальное значение магнитной индукции, которое можно зарегистрировать преобразователем), принято оценивать минимальным полем B_{min} и эквивалентным полем B_{eq} [89]:

$$B_{min} \equiv S_A^{-1} \sqrt{S(f)}; \quad (1.21)$$

$$B_{eq} \equiv S_A^{-1} \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} S(f) df}, \quad (1.22)$$

где $S(f)$ - спектральная плотность мощности шумов на частоте f ; $f_1 \dots f_2$ - частотный диапазон, в котором оценивается B_{eq} . Ясно, что для практических применений, где свойства прибора оцениваются в конечном диапазоне частот, наиболее важен параметр B_{eq} .

Низкочастотные шумы типа $1/f$ (фликкер-шум, [90]) в ДМТ оказываются хорошо коррелированными для токов разных коллекторов (как для вертикальных структур, так и для горизонтальных с продольной осью [91, 92]). Интересно отметить, что экспериментальные вертикальные структуры в зависимости от условий смещений могут обнаруживать отсутствие корреляции и даже антикорреляцию [93].

В [94] экспериментально исследовались шумовые свойства ДМТ с поперечной осью типа рис 1.4, б. Использовались образцы из кремния p -типа с удельным сопротивлением $\rho = 100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, размерами эмиттера $30 \times 40 \text{ мкм}$, расстоянием эмиттер – база (B_2) 300 мкм и межколлекторным расстоянием $2b = 190 \text{ мкм}$. Коэффициент передачи тока составлял $\alpha \approx 0.01$. Определялись спектральные плотности мощности флуктуирующих величин x :

$$S_x(f) = \frac{\langle x^2 \rangle}{\Delta f}.$$

Результаты измерений показаны на рис. 1.8. Здесь кривая 1 представляет спектральные плотности коллекторных токов S_{11} и S_{22} ($S_{11} = S_{22}$), 2 – то же для разности этих токов S_D , 3 – функцию корреляции

$$\Gamma_{12}(f) = \frac{\text{Re}[S_{12}(f)]}{S_{11}(f)} = 1 - \frac{S_D(f)}{2S_{11}(f)},$$

где $\text{Re}(S_{12})$ – вещественная часть перекрестной спектральной плотности (мнимая пренебрежимо мала ввиду отсутствия емкостной связи между коллекторами).

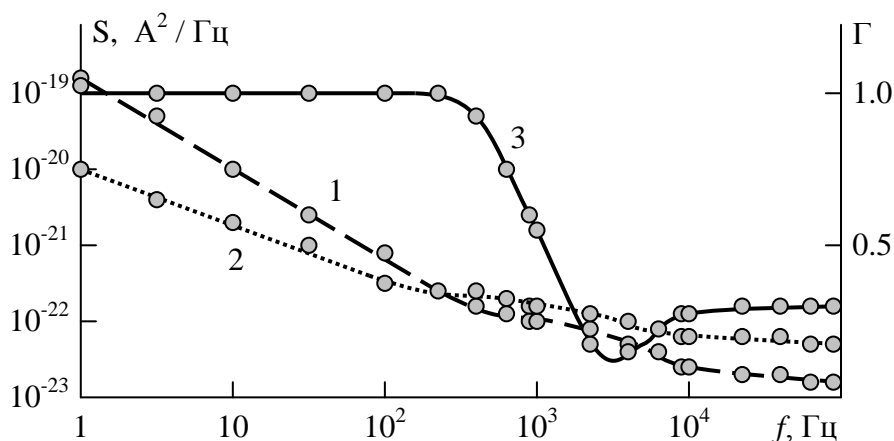


Рис.1.8. Шумовые свойства ДМТ

Видно, что в диапазоне частот $1 \dots 400 \text{ Гц}$ шумы сильно коррелированы. В двойном логарифмическом масштабе зависимость $S_D(f)$ имеет на этом участке угловой коэффициент -0.962 , что соответствует фликкер-шумам. В диапазоне $0.4 \dots 4 \text{ кГц}$ спектральные плотности

коллекторных токов, а особенно их разности, обнаруживают плато, что характерно для лоренцевского спектра шума, обусловленного генерацией-рекомбинацией носителей. На частотах свыше 10^4 Гц шумы ДМТ имеют «белый» спектр и представляют собой дробовой шум.

Факт сильной взаимной положительной корреляции шумовых токов коллекторов в диапазоне 1 ... 400 Гц может быть объяснен флуктуациями тока инжекции в эмиттерном переходе, которые одновременно воздействуют на оба коллектора. Следствием такой корреляции для низкочастотного шума является высокое отношение сигнал/шум, определяемое как

$$C/Ш(f) = \Delta I_C * \left[\int_{f_1}^{f_2} S_D(f) df \right]^{-1/2} = \Delta I_C * \left\{ \int_{f_1}^{f_2} S_{11}(f) * [1 - \Gamma_{12}(f)] df \right\}^{-1/2},$$

где $\Delta I_C = I_{C1}(B) - I_{C2}(B)$. Тогда для $(1 - \Gamma_{12}) \sim 2 * 10^{-3}$, $B = 1$ Тл и $S_{11} = K/f$, где $K = \text{const}$ определена из рис. 1.8, получаем $C/Ш = 8.25 * 10^5$. При этом требование $C/Ш = 1$ дает

$$B_{eq} \equiv \frac{2(1 - \Gamma_{12})}{\Delta I_C} * \left[\int_{f_1}^{f_2} \frac{df}{f} \right]^{-1/2};$$

величина которого в диапазоне 1 ... 400 Гц оказывается равной $8.7 * 10^{-6}$ Тл.

Поскольку дробовые (белые) шумы коллекторных токов практически не коррелированы, именно ими и ограничивается разрешение ДМТ. Для таких шумов спектральная плотность

$$S(f) = \frac{\partial \langle i_C \rangle}{\partial f} = 2eI_C,$$

где i_C - текущее значение шумового тока коллектора. Имея для наших структур из эксперимента $S_A \approx 5 * 10^{-4}$ А/Тл, в области $f > 10^4$ Гц (рис. 1.8) получаем $B_{min} = 4 * 10^{-8}$ Тл*Гц^{-1.2}, что соответствует наиболее высоким из известных значений для преобразователей магнитного поля всех видов (0.05 ... 40 мкТл/Гц^{1.2} согласно [95]).

Принимая во внимание (1.22), можно записать [96]:

$$B_{eq}^2 = \frac{2eI_C}{S_A^2} (f_2 - f_1).$$

Тогда (1.22) можно переписать в виде

$$B_{eq} = \frac{1}{S_R \sqrt{\alpha}} \sqrt{\frac{2e(f_2 - f_1)}{I_E}}, \quad (1.23)$$

где лишь первый сомножитель правой части содержит параметры ДМТ

Важно отметить, что вышеизложенное существенно лишь для переменных (пусть даже для сколь угодно низкочастотных, квазистационарных) магнитных полей. Ясно, что при измерении полей строго постоянных любые шумы - по крайней мере, в принципе - могут быть отфильтрованы. Поэтому для постоянных полей качество преобразователя оценивается величиной остаточного сигнала [20] и соответствующей ему магнитной индукцией:

$$B_{eq} = \frac{\Delta I_0}{S_A} = I_E^{-1} \frac{\Delta \alpha}{\alpha S_R}, \quad (1.24)$$

где ΔI_0 и $\Delta \alpha$ - разности соответственно коллекторных токов и коэффициентов передачи для каждого из коллекторов в отсутствии магнитного поля.

Из (1.23) и (1.24) видно, что разрешающая способность ДМТ как для постоянных, так и для переменных магнитных полей является монотонно возрастающей функцией двух параметров структуры - эффективности преобразования и коэффициента передачи тока.

1.3. Методика исследования МТС

1.3.1. Принципы моделирования и постановка математической задачи

Специфика моделирования полупроводниковых магниточувствительных структур состоит в принципиальной невозможности применения прямолинейных одномерных моделей, широко используемых в прочих областях физики полупроводников и полупроводниковых приборов, поскольку действие таких структур основано на *изменении направления* потока носителей. Если при исследовании униполярных или безынжекционных биполярных структур некоторые важные соотношения и удастся получить в прямолинейном одномерном представлении, сводя отклоняющее действие магнитного поля

к изменению электрофизических параметров структуры (возникновение холловской разности потенциалов в датчиках Холла, изменение сопротивления образца в магниторезисторах и эффективного времени жизни в ГМР-преобразователях), то для инжекционных структур неизбежно приходится строго исходить из уравнений непрерывности для носителей обоих типов и уравнения Пуассона. В стационарном случае эти уравнения можно записать в виде [1, 80, 97]:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = -e (p - n + N_D - N_A); \quad (1.25)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = \pm e [g - R(p, n, \psi)], \quad (1.26)$$

где N_D, N_A - концентрации доноров и акцепторов соответственно; \mathbf{j} - плотность тока носителей данного типа; g - темп генерации (плотность мощности источников инжекции для неравновесных носителей); R - темп рекомбинации. Здесь верхний знак выбран для дырок, нижний - для электронов.

При этом

$$\mathbf{j}(\mathbf{B}) = \mathbf{j}_0 \pm \mu^* [\mathbf{j}(\mathbf{B}) \times \mathbf{B}], \quad (1.27)$$

где

$$\mathbf{j}_0 = \mathbf{j}(0) = e c \mu \mathbf{E} \mp e D \operatorname{grad} c; \quad (1.28)$$

D - коэффициент диффузии носителей данного типа.

Задание граничных условий зависит, вообще говоря, от выбора конкретной физической модели и электрического режима [1]. В типичных случаях выбираются условия Дирихле (эквипотенциальность омических контактов и нулевая концентрация неосновных носителей на границе с областью объемного заряда коллектора) и однородные Неймана (обращение в нуль нормальной компоненты плотности тока на изолирующих поверхностях) [44, 48, 80, 97].

Решение поставленной таким образом задачи возможно только численными методами. Однако при низком уровне инжекции становится возможным и аналитический подход. В этом случае, пренебрегая зависимостью электрического поля от концентрации носителей, что позволяет исключить из рассмотрения уравнение Пуассона в объеме базы, на основании (1.26) ... (1.28) для избыточной концентрации неосновных носителей можно записать

$$\mu \operatorname{div}(c \mathbf{E}) \mp D \operatorname{div} \operatorname{grad} c \pm \mu^* \mu \operatorname{div} \{c [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]\} - \quad (1.29)$$

$$- \mu^* D \operatorname{div} [\mathbf{grad} c \times \mathbf{B}] = \pm (g - R).$$

При получении (1.29) использовано предположение о взаимной перпендикулярности векторов \mathbf{j} и \mathbf{B} , что, не влияя на общность выводов, позволяет разрешить (1.27) относительно \mathbf{j} и для слабых магнитных полей придать выражению более удобный вид

$$\mathbf{j} = \{ \mathbf{j}_0 \pm \mu^* [\mathbf{j}_0 \times \mathbf{B}] \} / \{ 1 + (\mu^* \mathbf{B})^2 \} \approx \mathbf{j}_0 \pm \mu^* [\mathbf{j}_0 \times \mathbf{B}]. \quad (1.30)$$

Полагая, кроме того, ускоряющее поле однородным и направленным вдоль OX , в координатной (декартовой) форме можно записать

$$L^2 \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) \mp 2\eta L \frac{\partial c}{\partial x} - 2\eta L \mu_{eff}^* B \frac{\partial c}{\partial y} - c = -g\tau, \quad (1.31)$$

где $\eta = E_0 L / (2\varphi_T)$ – коэффициент поля; μ_{eff}^* – «эффективная холловская подвижность» – параметр, характеризующий отклонение (равный соответственно μ_{mn}^* либо $\mu_{mn}^* + \mu_{mj}^*$ при отклонении только силой Лоренца либо ею же совместно с холловским полем); g – объемная плотность мощности источников инжекции; τ – время жизни неосновных носителей.

Важно отметить, что при отсутствии ускоряющего поля обращается в нуль третье слагаемое в левой части (1.31) – единственное слагаемое, содержащее величину магнитной индукции. Это означает, что зависимость концентрации от магнитного поля имеет место в случае лишь дрейфового переноса, но не диффузионного – факт, игнорируемый авторами известных работ по моделированию МТС. Физические и методологические аспекты этого вопроса рассмотрены особо в главе 2.

1.3.2. Особенности двумерного моделирования МТС

Ввиду математических сложностей уравнения непрерывности во всех известных работах, даже при использовании численных методов и даже в упрощенном виде (1.31), решаются исключительно в двумерном приближении.

На рис. 1.9, *а..в* показаны двумерные модели (в сечении плоскостью XOY) структур соответственно вертикальной (рис. 1.2, *б*) и горизонтальных с продольной (рис. 1.3) и поперечной (рис. 1.4, *а, б*)

магнитными осями. Из рассмотрения исключены вертикальные структуры с дрейфом в обедненной области (рис. 1.2, в, з) ввиду отмеченного в п.1.1.3 физического несоответствия их классу МТС, и, по той же причине, – структуры типа рис. 1.2, а, в которых действие магнитного поля на поток в базе незначительно по сравнению с отклонением в обедненном слое.

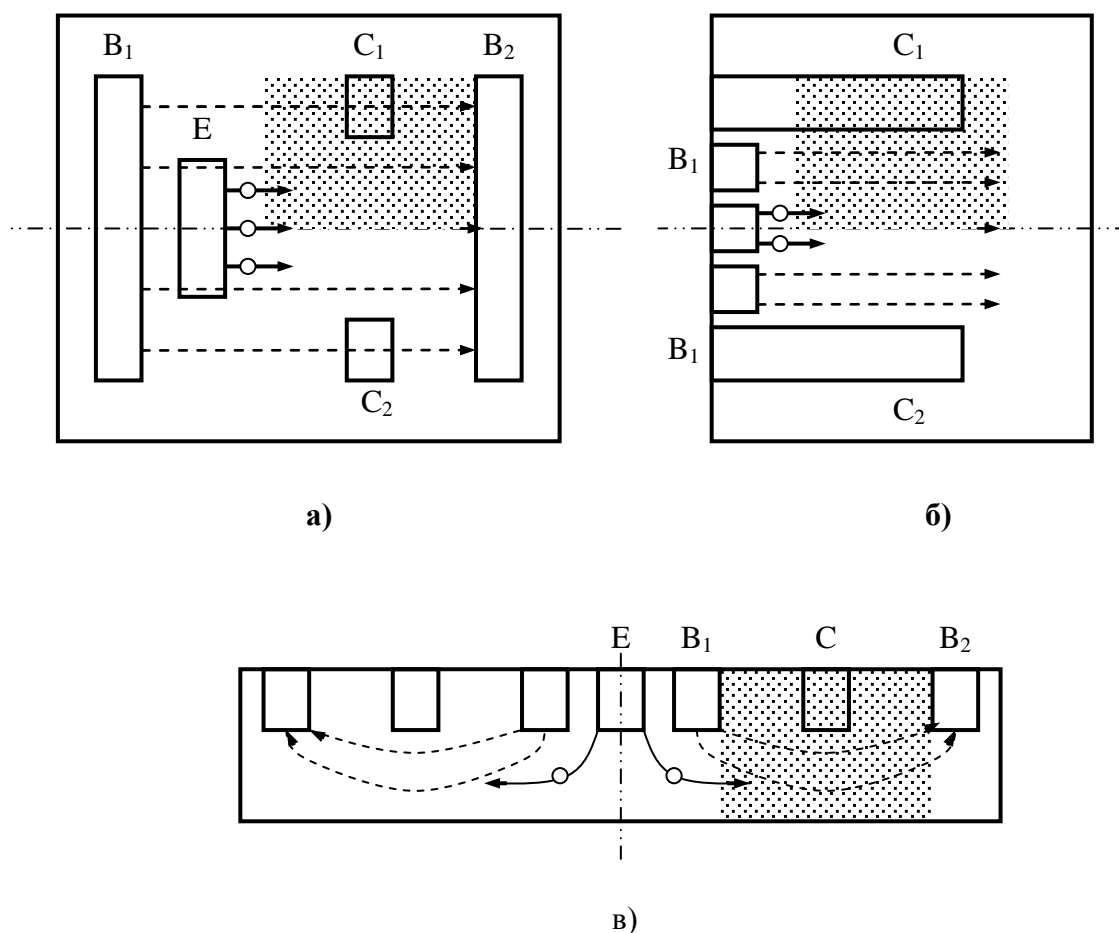


Рис.1.9. Эквивалентность двумерных модельных представлений МТС различных типов

Как видно из рисунка, в активных областях всех структур (на рисунке выделены) условия переноса инжектированных носителей идентичны. Таким образом, в двумерном приближении методика определения поля концентрации инжектированных носителей (включая задание граничных условий) оказывается не зависящей от конкретного типа МТС.

Однако, как уже указывалось, если для структур вертикальных и горизонтальных с продольной осью двумерное рассмотрение оказывается вполне правомочным (по крайней мере, при соответствующем выборе

геометрии), то для структур типа рис. 1.4 требуется особое его обоснование (что, кстати, игнорировалось в работах по их моделированию [67, 80, 97]). Результаты известных работ [98, 99], посвященных обычным усилительным транзисторам, не могут быть использованы ввиду наличия в нашем случае сильного горизонтального ускоряющего поля.

Вопрос о правомочности двумерного моделирования МТС с поперечной осью, изученный в [100], включает в себя две задачи – о двумерном описании переноса инжектированных носителей в базе и о двумерном моделировании эмиттера.

Первая задача легко решается переходом от трехмерной (объемной) концентрации c к двумерной (поверхностной):

$$C \equiv \int_0^{z_0} c(x, y, z) dz, \quad (1.32)$$

где начало координат выбрано на технологической поверхности, а z_0 – координата противоположной поверхности. Также условимся далее прописными буквами N , P будем обозначать поверхностные концентрации носителей конкретного типа, соответствующие объемным n , p .

Тогда уравнение (1.31), после интегрирования обеих частей в пределах (1.32) и в естественном предположении отсутствия объемных источников инжекции ($g \equiv 0$), принимает вид

$$L^2 \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \mp 2\eta L \frac{\partial C}{\partial x} - 2\eta L \mu_{eff}^* B \frac{\partial C}{\partial y} - C = -\Gamma \tau, \quad (1.33)$$

где

$$\Gamma(x, y) = \frac{L^2}{\tau} \int_0^{z_0} \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} dz = -D \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=0} \equiv \frac{1}{e} j_z(x, y). \quad (1.34, a)$$

Из сопоставления правых частей (1.31) и (1.33) вытекает, что величина Γ имеет формальный смысл поверхностной (двумерной) плотности мощности источников инжекции – количества носителей, порождаемых на единице поверхности $z = 0$ (поступающих в базу через единицу этой поверхности). С другой стороны, согласно (1.34, a), ее физический смысл – нормальная компонента реальной (трехмерной) плотности тока инжекции j_z через эту поверхность, отнесенная к единице заряда.

Выражение (1.34, а) записано для случая $\partial c / \partial z = 0$ при $z = z_0$, который реализуется при изготовлении МТС на монокристалле или на изолирующей подложке. Для структур, выполненных в эпитаксиальном слое на подложке противоположного типа проводимости, экстрагирующее влияние pn -перехода подложка – эпислой может быть учтено введением эффективного времени жизни τ_{eff} вместо объемного τ . Для определения τ_{eff} удобно, полагая для упрощения $E_0 = B = g = 0$, представить уравнение (1.31) в виде

$$D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right) = \frac{c}{\tau} - D \frac{\partial^2 c}{\partial z^2},$$

где правую часть после интегрирования по z определим как отношение поверхностной концентрации к эффективному времени жизни:

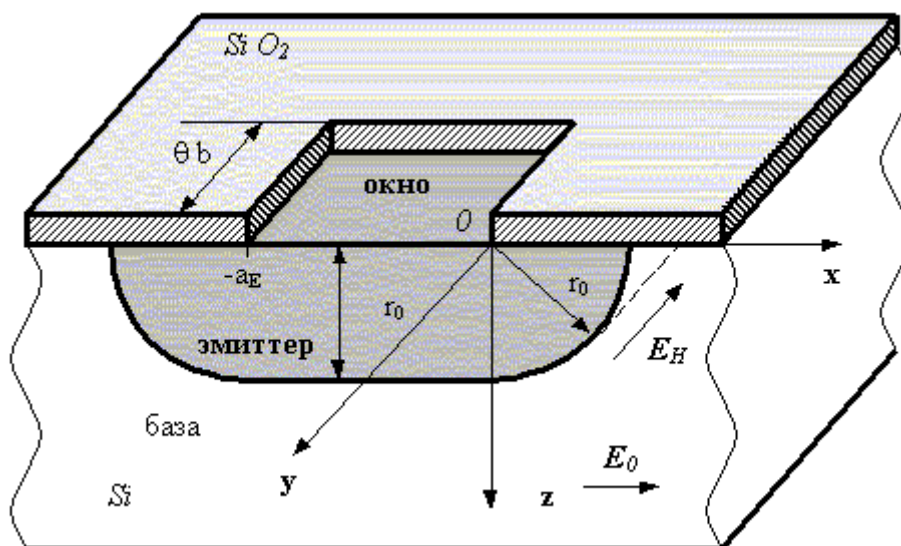
$$\frac{C}{\tau_{eff}} \equiv \frac{C}{\tau} - D \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=z_0},$$

откуда

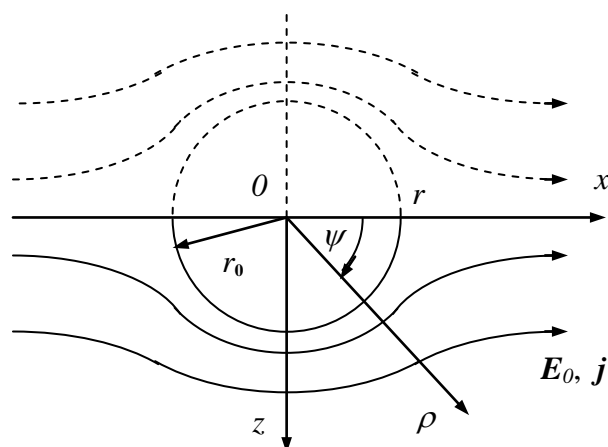
$$\tau_{eff} \equiv \left(\frac{1}{\tau} - \frac{D}{C} \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=z_0} \right)^{-1} = \left(\frac{1}{\tau} + \frac{j_s}{eC} \right)^{-1}. \quad (1.34, б)$$

Тогда как переход от трехмерных конфигураций к двумерным посредством (1.32) тривиален и для безынжекционных ($\Gamma = 0$ в (1.33)) структур широко используется либо со специальными оговорками [101], либо, чаще, - по умолчанию, то использование (1.34) для моделирования инжекционных структур нуждается в особом рассмотрении. Эта задача (о моделировании эмиттера) решалась следующим образом.

На рис. 10, а показан фрагмент структуры типа рис. 1.4, б с сечением по плоскости симметрии – эмиттер с прилегающей к нему областью базы.



а)



б)

Рис.1.10. Сечение эмиттера ДМТ с поперечной осью (а) и модельное представление обтекания его током основных носителей (б)

Предполагается, что эмиттер выполнен диффузией или ионной имплантацией примеси через окно в маске размером $x_0 \times 2\theta b$, где θ – отношение длины эмиттера (вдоль OY) к межколлекторному расстоянию $2b$. Секторами радиуса r_0 , в соответствии с общепринятым подходом [102, 103], моделируются области проникновения примеси под маску. Для определения параметров инжекции в области $0 \leq x \leq r_0$ будем, следуя [104],

моделировать эмиттер инжектирующим полуцилиндром с осью OY . Сечение такого полуцилиндра плоскостью XOZ показано на рис. 10, б.

Дополняя конфигурацию из полуцилиндра и обтекающих его линий плотности тока ее зеркальным отображением относительно плоскости XOY , (пунктир на рис. 10, б), получаем модель для расчета распределения потенциала ускоряющего поля φ в приэмиттерной области базы. Такое дополнение вполне правомочно ввиду $\partial j / \partial z = 0$ при $z = 0$. В предположениях о квазиэлектронейтральности и однородности тока основных носителей имеем $j \propto E$, что придает уравнению непрерывности форму уравнения Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = \nabla^2 \varphi(\rho, \psi) = 0,$$

где ρ и ψ - соответственно радиус-вектор и полярный угол в цилиндрических координатах. Дополняя его граничными условиями

$$\partial \varphi(\rho_0, \psi) / \partial \rho = 0, \quad \varphi(\infty, \psi) = -E_0 \rho \cos \psi,$$

Получаем математическую формулировку поставленной задачи. Ее решение имеет вид

$$\varphi(\rho, \psi) = \left[1 + \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 \right] E_0 \rho \cos \psi,$$

или, в декартовых координатах для поверхности цилиндра ($\rho = r_0$),

$$\varphi(x, z) = -2 E_0 x.$$

Учитывая экспоненциальную зависимость между объемной концентрацией носителей c и смещением на эмиттерном переходе и пренебрегая равновесной концентрацией неосновных носителей и рекомбинацией в области объемного заряда эмиттера ($k = 1$), получаем

$$c_E(x, y, z) = c_0 \exp \left(\frac{2 E_0 x}{\varphi_T} \right). \quad (1.35)$$

где $c_0 = c_E(0, 0, 0)$ определяется внешним напряжением смещения на эмиттерном переходе.

Определим количество инжектированных носителей в базовой области на границе с эмиттерным переходом, которая приходится на единицу его длины вдоль OY (линейная плотность), для цилиндрической ($0 \leq x \leq r_0$) и плоской ($x < 0$) его частей. С этой целью в первом случае

проинтегрируем в указанных пределах (1.35), а во втором, считая электрическое поле невозмущенным при $x < 0$, – выражение

$$c_E(x, y, z) = c_0 \exp\left(\frac{E_0 x}{\varphi_T}\right)$$

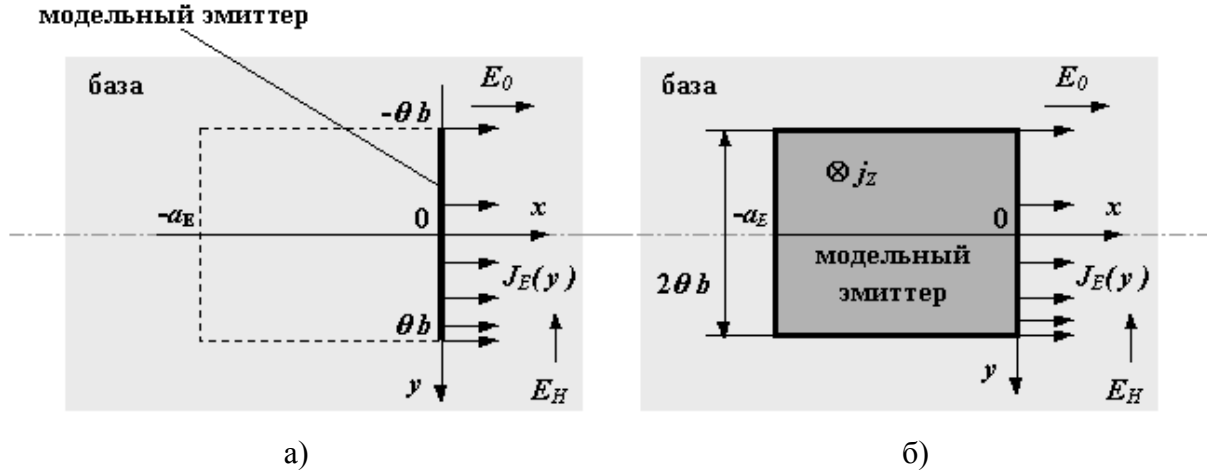
в пределах $-a_E < x < 0$. В результате для отношения χ линейных плотностей в первом и во втором случаях при $E_0 a_E / \varphi_T \gg 1$, что дает $c_E(-a_E, y, z) \approx 0$, получаем

$$\chi = \frac{\exp\left(\frac{2E_0 r}{\varphi_T}\right) - 1}{2} \quad (1.36)$$

Очевидно, что при $\chi \gg 1$ практически весь поток инжектированных носителей будет выходить из цилиндрической части эмиттера, а потоком из плоской части можно пренебречь. Поскольку r_0 , составляя на практике единицы или доли микрона, мало по отношению к прочим размерам структуры (десятки или сотни микрон), то погрешностью значений x в пределах от 0 до r_0 можно пренебрегать и считать эмиттер участком плоскости $x = r_0$, $0 \leq z \leq r_0$. При $\chi \ll 1$ можно пренебрегать потоком носителей, который выходит из цилиндрической части эмиттера, и рассматривать инжекцию лишь из плоского участка, считая эмиттер сосредоточенным в плоскости $z = 0$.

Таким образом получаем две модели эмиттера, показанные на рис. 1.11, где начало координат перенесено в точку $(r_0, 0, 0)$: вертикальную (а) для первого случая и горизонтальную (б) – для второго.

Ясно, что первую модель эмиттера целесообразно использовать для расчета структур с глубоким, а вторую – с мелким легированием эмиттерной области. Задаваясь для определенности значением $\chi = 10$ и 0.1 применительно к первому или второму случаю соответственно, с помощью (1.36) получаем, что модель вертикального эмиттера можно использовать для структур с диффузионным эмиттером при ускоряющих полях $E_0 > 100$ В/см (выбрано $r_0 \approx 3.8$ мкм), а модель горизонтального эмиттера – для структур с имплантированным эмиттером при $E_0 < 100$ В/см ($r_0 \approx 0.23$ мкм).



Вертикальная (а) и горизонтальная (б) модели эмиттера МТС

Эмиттерный ток для горизонтальной модели эмиттера непосредственно определяется на основании (1.34) как

$$I_E = e \int_{(1-\theta)b}^{(1+\theta)b} \int_{-a_E}^0 \Gamma(x, y) dx dy . \quad (1.37)$$

Для вертикальной модели эмиттера при выполнении $2r_0 < L$, что всегда имеет место на практике, из определяющего условия $\chi > 1$ следует $\eta > 1$, т.е. диффузионная компонента J_E оказывается малой в сравнении с дрейфовой. Тогда, пренебрегая ею, с учетом модуляции инжекции получаем

$$\begin{aligned} I_E &= \int_{(1-\theta)b}^{(1+\theta)b} J_E(y) dy = e C_0 \mu_{mn} E_0 \int_{(1-\theta)b}^{(1+\theta)b} \exp\left(E_H \frac{y-b}{\varphi_T}\right) dy = \\ &= e C_0 \mu_{mn} E_0 * \frac{2\varphi_T}{E_H} \operatorname{sh}\left(\theta \frac{bE_H}{\varphi_T}\right) . \end{aligned}$$

При этом линеаризация гиперболического синуса в случае слабых магнитных полей ($bE_H \ll \varphi_T$) дает выражение тока эмиттера, необходимое для определения коэффициента передачи тока:

$$I_E = 2 e C_0 \mu_{mn} E_0 \theta b . \quad (1.38)$$

2. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИФФУЗИОННУЮ СОСТАВЛЯЮЩУЮ ПОТОКА ИНЖЕКТИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ

2.1. Традиционная трактовка влияния магнитного поля на диффузионный перенос

Уравнение непрерывности (1.29), повсеместно используемое как универсальная основа построения теории БМС вообще и МТС в частности, учитывает все виды движения носителей, обусловленные фундаментальными законами, а именно (в порядке расположения слагаемых левой части при учете их физического смысла согласно (1.27), (1.28)):

- дрейф;
- диффузия;
- движение, обусловленное действием силы Лоренца на дрейфовый поток;
- движение, обусловленное действием силы Лоренца на диффузионный поток.

Смысл первых двух слагаемых в обсуждении не нуждается. Смысл третьего и четвертого также принято считать тривиальным, вводя их в уравнение или вовсе без комментариев, или лишь изредка сопровождая краткими пояснениями общего характера, например [105]: “Equation (...) includes the action of the Lorentz force on both carrier drift (terms containing \vec{E}) and diffusion (terms containing $\vec{\nabla}n$)” – «Уравнение (...) включает действие силы Лоренца на дрейф (члены, содержащие \vec{E}) и диффузию (члены, содержащие $\vec{\nabla}n$) обоих (типов) носителей» (имеется ввиду уравнение типа (1.29)).

Разумеется, учет четвертого слагаемого в (1.29) связан с ожиданием того, что решение уравнения непрерывности в конечном виде будет каким-либо образом содержать зависимость концентрации от магнитного поля даже в отсутствии поля электрического, что соответствует обращению в

нуль третьего слагаемого. Однако, как уже указывалось (п. 1.3.1), в отмеченном случае эта зависимость исчезает вовсе, причем на ранней стадии процесса решения – при сведении уравнения к координатной форме.

Так как само уравнение (1.29) записывается, вообще говоря, на основе кинетического уравнения Больцмана со строгим учетом микроскопических особенностей и статистических закономерностей неравновесной системы, его непосредственный анализ не может дать достаточно ясной качественной картины явлений, которая позволила бы осознать сущность полученного результата. Поэтому обратимся к упрощенным феноменологическим представлениям.

Учитывая, что сила Лоренца определяется скоростью – кинематической, а значит не зависящей от конкретной природы движения величиной, выразим плотность тока через скорости. Тогда вместо (1.28) получаем

$$\mathbf{J}_0 = ec (\mathbf{v}_{dr} \pm \mathbf{v}_{dif}) , \quad (2.1)$$

где $\mathbf{v}_{dr} = \mu \mathbf{E}$ и

$$\mathbf{v}_{dif} = -c^{-1} D \mathbf{grad} \, c \quad (2.2)$$

- соответственно дрейфовая и средняя диффузионная скорости движения носителей.

Непосредственной подстановкой (2.1) в (1.26) с учетом (1.1) вместо (1.30) получаем в точности (1.29). Проверим теперь принятое представление на соответствие опытным данным, а именно – зависимости эффективности преобразования от тока эмиттера. Выбор этих величин обусловлен тем, что первая, как уже отмечалось, в наименьшей мере зависит от конкретных конструктивных параметров, а ток эмиттера, определяя уровень инжекции, позволяет управлять скоростью носителей за счет изменения амбиполярного коэффициента диффузии.

Выражая E_0 через скорость, на основании соотношений типа (1.20), известных из многочисленных источников, получаем

$$S_R = \frac{rb}{\varphi_T} v , \quad (2.3, a)$$

где $r \equiv \mu^*/\mu$ – фактор рассеяния.

В предположении, что избыточная концентрация неосновных носителей много больше равновесной и равна избыточной концентрации основных, при условии малости равновесной концентрации неосновных носителей в сравнении с концентрацией легирующей примеси N , на основании известного выражения для биполярной диффузии

$$D = \frac{D_n \sigma_n + D_p \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p},$$

можно записать

$$D(\rho) = D_{mn} \frac{2\rho + 1}{\rho(m+1) + 1},$$

где D_{mn} и D – соответственно коэффициент диффузии неосновных носителей и амбиполярный коэффициент диффузии; $\rho \equiv c/N$ – уровень инжекции. Приняв $\nu = D/L$, с учетом соотношения Эйнштейна для D_{mn} получаем

$$S_R(\rho) = \mu^* \frac{b}{L} * \frac{2\rho + 1}{\rho(m+1) + 1}. \quad (2.3, б)$$

$S_R(\rho)$ монотонно возрастает для $m < 1$ и убывает для $m > 1$, причем отношение предельных значений составляет

$$\frac{S_R(\infty)}{S_R(0)} = \frac{2}{m+1}.$$

Принимая для кремния подвижности электронов и дырок равными 1500 и 500 $\text{см}^2/\text{Вс}$ соответственно, получаем значение этого отношения 2/3 для структур p - n - p и 3/2 – для n - p - n (соответственно возрастание и убывание S_R с ростом ρ).

Таблица 2.1

Тип структуры		n - p - n	p - n - p
Удельное сопротивление, Ом*см		20	7.5
Размеры, мкм	Глубина легирования, d	≈ 3	
	Длина электродов, h	100	
	Эффективная ширина базы, b	50	20
	Ширина коллекторов, a	12	6
	Ширина эмиттера, l_E	18	12

Экспериментально полученные зависимости этих величин (для структур типа рис.1.3, а, параметры которых даны в таблице 2.1, а, при легировании p - и n -областей являются соответственно бором и фосфором) показаны на рис.2.1 (данные для структур типа p - n - p заимствованы в [106]).

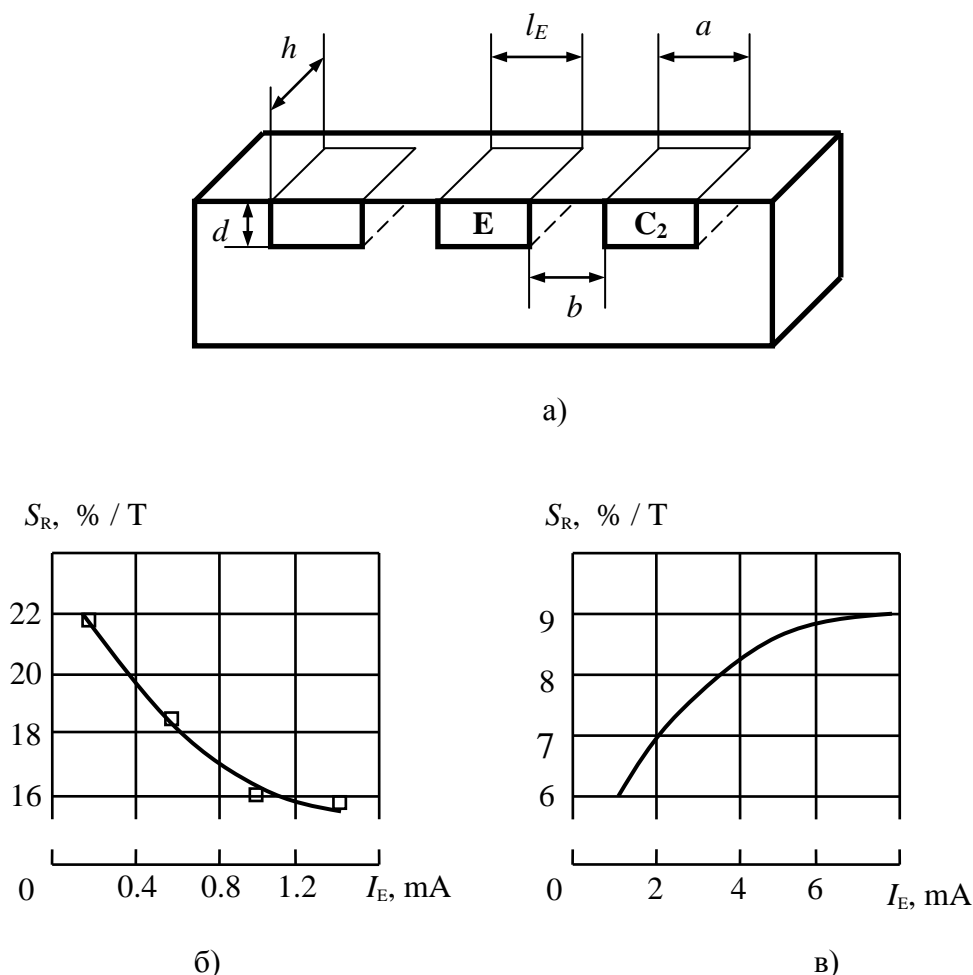


Рис.2.1. Геометрические параметры (а) и электрофизические характеристики (б, в) МТС с диффузионным переносом

Ввиду пропорциональности значения ρ току эмиттера, учитывая ход кривых и отношения предельных значений S_R , можно заключить, что представление об отклонении диффузионного потока инжектированных носителей силой Лоренца в объеме (с учетом дрейфа в демберовском поле) согласуется с экспериментом. Убывающая зависимость для n - p - n структур свидетельствует о том, что в наших условиях эффект Вебстера

отсутствует или, по крайней мере, не является преобладающим, так что наблюдаемые явления обусловлены именно биполярной диффузией.

Таким образом, рассматриваемое представление, согласуясь (по крайней мере – качественно) с экспериментом, расходится с результатами, полученными по традиционной теоретической методике. Привлекая это представление, рассмотрим более детально физическую картину процессов, описываемых уравнением непрерывности, для разрешения полученного противоречия [107].

2.2. Влияние магнитного поля на диффузию в объеме базы

Рассмотрим четвертое слагаемое в правой части (1.29), выражающее влияние магнитного поля на диффузионную компоненту тока. Для дивергенции вектора $[\text{grad } c \times \mathbf{B}]$ имеем

$$\begin{aligned} \nabla * [\nabla c \times \mathbf{B}] &= \mathbf{B} * [\nabla \times \nabla c] - \nabla c * [\nabla \times \mathbf{B}] = \\ &= \mathbf{B} * \text{rot grad } c - \text{grad } c * \text{rot } \mathbf{B}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Первое слагаемое в правой части (2.4) обращается в нуль тождественно. Второе же, в силу

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

(\mathbf{H} , c , \mathbf{D} , t – соответственно напряженность магнитного поля, скорость света, электрическая индукция и время), также равно нулю в наших условиях.

Здесь важно выделить то обстоятельство, что, уже в силу своей идеи, уравнение непрерывности определяет изменение объемной концентрации, и что, следовательно, при учете в этом уравнении какого-либо фактора изначально подразумевается именно *влияние его на концентрацию в объеме*. Тогда полученный результат означает лишь независимость *концентрации* от магнитного поля при диффузионном переносе, не исключая, однако, иных возможных эффектов, которые уравнением непрерывности могут не учитываться. Такой эффект обнаруживается при подходе, использованном в п.2.1.

С этой точки зрения четвертый член уравнения (1.29) получается на основе выражения для силы Лоренца, действующей на заряды, движущиеся со скоростью (2.2), которая направлена противоположно градиенту, а значит перпендикулярно поверхности уровня в поле концентраций (поверхность равной концентрации, установившаяся до включения магнитного поля). Сила Лоренца оказывается, таким образом, направленной по касательной к этой поверхности. Очевидно, что вызванные этой силой токи \mathbf{J}_B потекут лишь вдоль линий, образованных пересечением поверхности уровня плоскостью, перпендикулярной \mathbf{B} . Замкнутость линий обусловит циркуляцию этих токов и тем самым обратит в нуль их дивергенцию.

Таким образом, присутствие в уравнении непрерывности (1.29) четвертого слагаемого оказывается вообще лишенным всякого смысла. Кроме того, при $E = 0$ в левой части уравнения обращаются в нуль все слагаемые, за исключением второго, не содержащего магнитной индукции. Тогда само уравнение (1.29) принимает вид

$$D \operatorname{div} \operatorname{grad} c + (R - g) = 0, \quad (2.5)$$

а модель диффузионной МТС сводится, в общем случае, к форме (1.17).

В силу последнего замечания диффузионные МТС подлежат, строго говоря, исключению из класса БМС. Однако, диффузионная компонента потока присуща любым МТС и, как показывает эксперимент, является одним из факторов влияния магнитного поля на коллекторный ток. А раз так, то ее учет, хотя бы в качестве побочного эффекта, требует выяснения физической причины такого влияния. Поскольку же это влияние не связано с объемными эффектами в базе, необходимо уточнить взаимодействие диффузионного потока с магнитным полем на ее границах.

2.3. Влияние магнитного поля на граничный поток

Как отмечалось в п. 1.3.1, при моделировании МТС границу области объемного заряда коллекторного перехода чаще всего принято рассматривать как поверхность равной концентрации неосновных

носителей (условия Дирихле). При этом, как показано в п.2.1, включение магнитного поля должно привести лишь к возникновению циркуляционных токов J_B этих носителей вокруг коллекторов без возмущения поля концентрации. Такое положение (рис. 2.2, а) возникает в структуре типа рис.1.4, а. Присутствие изолирующих стенок (рис. 2.2, б) в структуре типа рис. 1.3, а не может нарушить протекания этих токов, но должно привести лишь к возмущению концентраций у стенок (рис.2.2, в), что за счет изменения темпов поверхностной рекомбинации нейтрализует изолирующее действие. Очевидно, что зависящий от распределения концентрации коллекторный ток в первом случае не изменится вовсе, а во втором – по крайней мере, в первом приближении. При наличии стенок разные по знаку приращения коллекторного тока на противоположных концах коллектора взаимно скомпенсируются, а в случае неполной компенсации отклик на магнитное поле окажется не зависящим от направления B , что противоречит экспериментальным фактам. Следовательно, условия Дирихле непригодны для решения задачи о чувствительности диффузионных МТС.

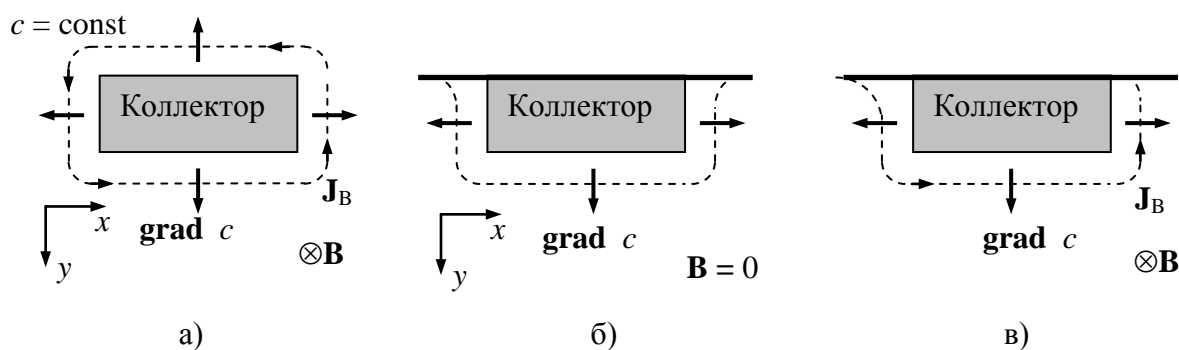


Рис.2.2. Влияние магнитного поля на диффузионный перенос в объеме базы

Из сказанного ясно, что отклик коллекторного тока на магнитное поле возможен лишь в случае, когда проекция скорости неосновных носителей (а значит и градиента концентрации) на поверхность коллектора отлична на этой поверхности от нуля. Если поставленное условие выполняется, то рассматривая показанный на рис. 2.3, а фрагмент структуры с продольной осью (типа рис. 1.3, а), имеем

$$J_C = J_{0n} + J_B = J_{0n} \pm J_{0\tau} \mu^* B ,$$

где нормальная компонента пограничного тока

$$J_{0n} = \mp eD \frac{\partial c}{\partial n}$$

создает коллекторный ток в отсутствии магнитного поля, а тангенциальная

$$J_{0\tau} = \mp eD \frac{\partial c}{\partial l}$$

обуславливает возникновение зависящей от B дополнительной составляющей J_B . Здесь $\partial / \partial l$ и $\partial / \partial n$ – производные соответственно по направлению кривой АВ и по нормали к ней.

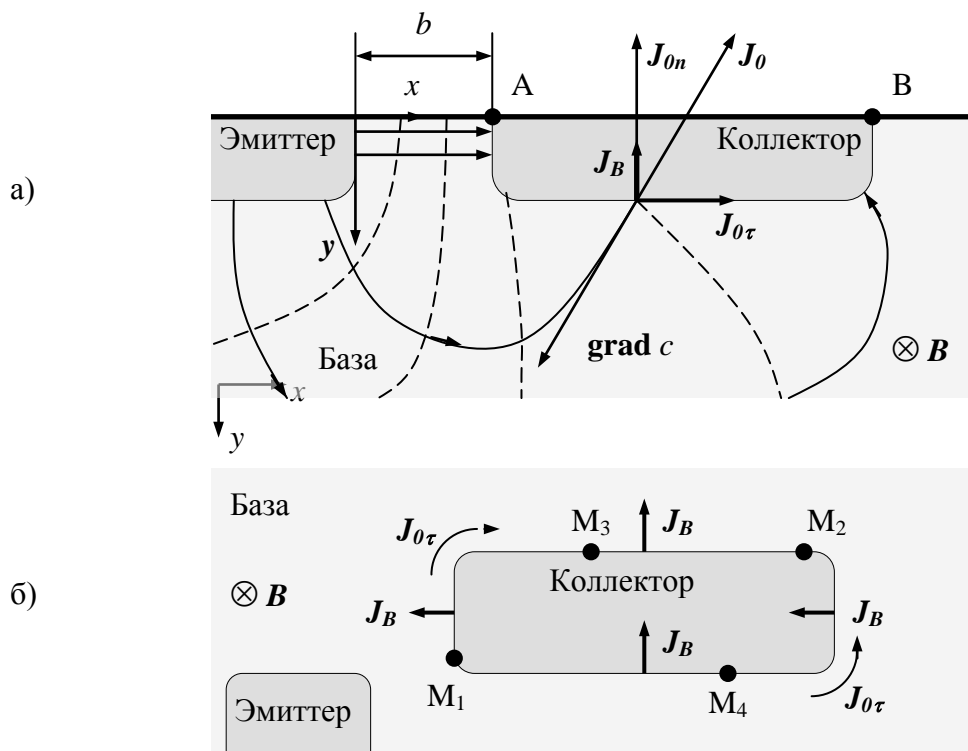


Рис.2.3. Влияние магнитного поля на граничный поток инжектированных носителей

a, b – фрагменты структур с продольной и поперечной осью соответственно. Сплошные линии со стрелками – линии тока, штриховые – линии (поверхности) равной концентрации.

Тогда коллекторный ток выражается криволинейным интегралом вдоль дуги АВ как

$$I_C(B) = I_C(0) - e\mu^* DhB \int_{AB} \frac{\partial c}{\partial l} dl =$$

$$= I_C(0) + e\mu^* DhB [c(A) - c(B)],$$

где

$$I_C(0) = \mp eDh \int_{AB} \frac{\partial c}{\partial n} dl$$

– его значение при $B = 0$, а абсолютная чувствительность диффузионной МТС –

$$S_A = \frac{\partial I_C}{\partial B} = e\mu^* Dh [c(A) - c(B)]$$

– определяется разностью концентраций на концах коллектора.

В структурах с поперечной магнитной осью (типа рис. 1.4, а, б) понятие концов коллектора в плоскости, перпендикулярной B , теряет смысл, так что положение точек А и В физически не определено. При этом интегрирование в (2.6) ведется по замкнутому контуру, обращая в нуль последнее слагаемое в правой части и чувствительность согласно (2.7).

Физический смысл полученного результата поясняется рисунком 2.3, б, где показан фрагмент такой структуры. Приняв условие неравномерного распределения граничной концентрации, выделим точки M_1 и M_2 , где эта концентрация достигает соответственно максимального и минимального значений. Тем самым граничная линия разбивается на дуги $M_1M_3M_2$ и $M_1M_4M_2$, токи по которым текут во взаимно противоположных направлениях и при включении магнитного поля дают разнонаправленные приращения J_B . В результате приращения коллекторных токов от каждой из дуг оказываются равными по величине и противоположными по знаку.

Вывод об отсутствии магниточувствительности рассматриваемых структур в условиях диффузионного переноса подтверждается экспериментально тем, что при любых токах эмиттера знак отклика коллекторных токов на магнитное поле зависит от того, какой из двух базовых контактов структуры рис. 1.4, б задействован для подачи смещения на эмиттерный переход. Поскольку в обоих случаях проекция

градиента концентрации на ось OX положительна, но лишь обусловленное эффектом Вебстера электрическое поле меняет направление, то именно последним и вызываются наблюдаемые изменения I_C .

Теперь остается показать, что предположение о неоднородности концентрации неосновных носителей на границе с коллектором

$$\partial c / \partial L \neq 0 \quad (2.8)$$

в действительности выполняется.

2.4. Определение граничных условий

Физически выполнение условия (2.8) возможно лишь при одновременном соблюдении двух требований:

- неоднородности распределения концентрации вдоль OX в объеме;
- зависимости граничной концентрации от объемной.

Первое требование удовлетворяется конструкцией структуры в соответствии с ее принципом действия. Второе заставляет отказаться от условий Дирихле в пользу граничных условий третьего рода. Такие условия представляются естественными с учетом того, что на границе диффузионный поток базы "сшивается" с дрейфовым в слое объемного заряда коллектора:

$$-eD \frac{\partial c}{\partial n} = e v_{dr} c(l), \quad (2.9)$$

откуда

$$\frac{\partial c}{\partial n} = -\frac{v_{dr}}{D} c(l), \quad (2.10)$$

где v_{dr} – некоторый параметр, характеризующий дрейф в области объемного заряда коллектора (в грубом приближении – скорость дрейфа в переходе); l – криволинейная координата на границе коллектор-база. Тогда, в силу первого требования, предопределяющего зависимость $\partial c / \partial n$ от l , получаем (2.8).

Однако практически условие (2.10) в записанном виде неприемлемо вследствие неопределенности v_{dr} , обусловленной существенной неоднородностью электрического поля в переходе и, вообще говоря,

зависимостью от него подвижности. Следовательно, это условие нуждается в уточнении.

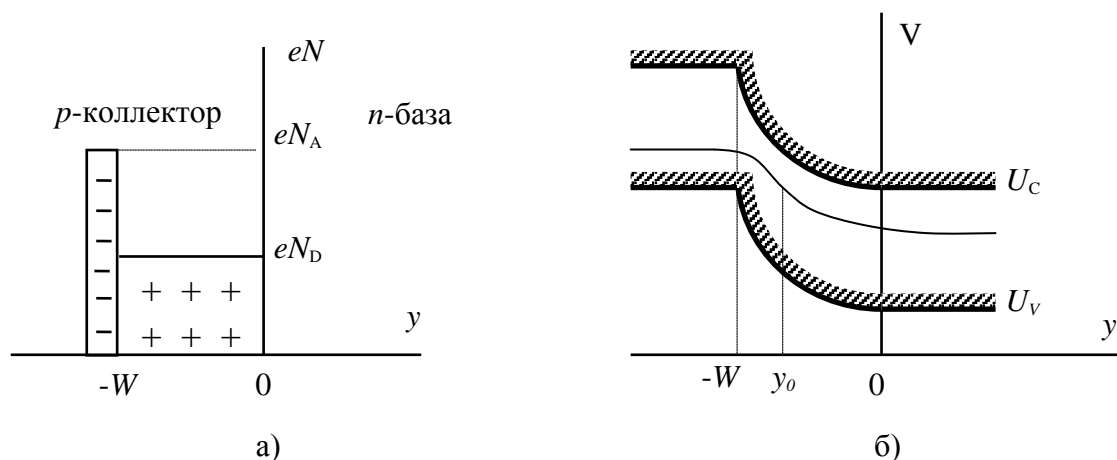


Рис.2.4. Распределение заряда (а) и потенциала (б) в коллекторном pn -переходе

Рассмотрим распределение концентрации в слое объемного заряда обратно смещенного резкого pn -перехода (рис. 2.4, а). Прежде всего отметим, что часто используемое предположение о постоянстве электрохимических потенциалов (квазиуровней Ферми) приводит к неприемлемым для нас условиям Дирихле. В самом деле, их естественное постоянство в нейтральной области коллектора в сочетании с постоянством в области перехода означает и постоянство и в приколлекторной нейтральной области базы. Но поскольку база эквипотенциальна, постоянным при этом оказывается и химический потенциал в ее приграничной области, что в результате дает однородное и определяемое лишь напряжением смещения распределение концентрации на границе.

Некорректность такого представления для прямосмещенного перехода установлена ван Влит и Гуммелем и детально проанализирована Нуссбаумом [59]. В случае обратного смещения его неправомочность можно показать, исходя из следующих соображений.

Рассмотрим распределение концентрации $c(x, y)$ на «донном» (в плоскости YOZ) участке коллекторного перехода (рис. 1.3, а). Для экстракции из электронейтральной базы (рис. 2.4, б) имеем

$$\left. \frac{\partial c}{\partial y} \right|_{y=0} < 0, \quad (2.11)$$

что с учетом $c(x, -W) > c(x, 0)$, где W – ширина области объемного заряда, говорит о наличии в некоторой точке $y_0 \in (-W, 0)$ минимума концентрации при фиксированном x . С другой стороны, пренебрегая рекомбинацией в обедненном слое, для плотности коллекторного тока можно записать

$$J_c = \pm e\mu c \frac{\partial F}{\partial y} = \text{const}(y), \quad (2.12)$$

где F – электрохимический потенциал неосновных носителей. Явное существование минимума концентрации в точке y_0 означает наличие в ней максимума частной производной. Отсюда вытекает существование перегиба F при $y = y_0$, причем в силу равенства нулю производной химического потенциала это дает

$$\left. \frac{\partial F}{\partial y} \right|_{y=y_0} = \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=y_0},$$

где U – электрический потенциал.

Таким образом, предположение о постоянстве (или всего лишь о слабом изменении) F в слое объемного заряда, соответствующее условиям Дирихле, не может быть принято даже *a priori*, как грубо противоречащее факту наличия в этой области перегиба, вытекающему из физически существенного условия (2.11). Для нахождения распределения концентрации в обедненной области перепишем (2.12) в виде

$$-eD \frac{\partial c}{\partial y} + e\mu c E(y) = -eD \left. \frac{\partial c}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.13)$$

Обычному выражению для ширины обедненной области при параболическом искривлении энергетических зон можно придать вид

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_B} \Delta\varphi}$$

где $\Delta\varphi \equiv \Delta\varphi_0 + V_C$; $\Delta\varphi_0$ – равновесная разность потенциалов на переходе; N_B – концентрации ионизированной примеси в базе. Для примера рассмотрим простейший случай $\mu = \text{const}(E)$. Тогда в безразмерных переменных

$$q \equiv y / W; \quad \zeta(q) \equiv c(x, y) / N_B$$

при некотором фиксированном x уравнение (2.13) принимает вид

$$\frac{d\zeta}{dq} - \frac{2\Delta\varphi}{\varphi_T} q \zeta = \frac{d\zeta}{dq} \Big|_{q=0}.$$

Его решение при условии $\zeta(-1) = \zeta_0$ есть

$$\zeta(q) = \exp\left(\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T} q^2\right) \left[\zeta_0 \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right) + \frac{d\zeta}{dq} \Big|_{q=0} * \int_{-1}^q \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T} q^2\right) dq \right],$$

откуда

$$\begin{aligned} \zeta(0) &= \zeta_0 \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right) + \frac{d\zeta}{dq} \Big|_{q=0} * \int_{-1}^0 \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T} q^2\right) dq = \\ &= \zeta_0 \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right) + \left(\frac{\varphi_T}{\Delta\varphi}\right)^{1/2} \frac{d\zeta}{dq} \Big|_{q=0} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Phi\left[\left(\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right)^{1/2}\right], \end{aligned}$$

где Φ – интеграл вероятностей.

Поскольку Φ монотонно стремится к 0.5 и даже при $V_C = 0$, когда для кремния и комнатных температур $(2\Delta\varphi/\varphi_T)^{1/2} \approx 5$, принимает значение 0.4999997, можно считать $\Phi = 1/2$. Тогда, возвращаясь к натуральным переменным, получаем окончательный вид граничного условия третьего рода:

$$c(x, 0) = c_c \exp\left(-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}\right) + l_D \sqrt{\frac{\pi}{2}} * \frac{\partial c}{\partial y} \Big|_{y=0}, \quad (2.14, a)$$

где $c_c = c(x, -W)$ – концентрация (основных) носителей в приграничной области коллектора; $l_D \equiv [\epsilon\epsilon_0\varphi_T / (eN_B)]^{1/2}$ – дебаевская длина в базе. Видно, что в пределе, при достаточно больших V_C , условие (2.14) становится однородным:

$$c(x, 0) = l_D \sqrt{\frac{\pi}{2}} * \frac{\partial c}{\partial y} \Big|_{y=0}. \quad (2.14, б)$$

Это позволяет использовать форму (2.10), полагая

$$- \frac{v_{dr}}{D} = \frac{1}{l_D} \sqrt{\frac{2}{\pi}}. \quad (2.15)$$

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДРЕЙФОВЫХ МТС

3.1. Механизмы чувствительности дрейфовых МТС

Как показано в п.1.3.2, двумерные модельные представления МТС всех разновидностей равносильны. Поэтому здесь и далее для определенности будем, если не оговорено противное, рассматривать лишь горизонтальные структуры с поперечной магнитной осью (рис. 1.4, б).

Совокупное действие всех приведенных в п.1.1.2 механизмов чувствительности МТС учитывается уравнением непрерывности, но трудности, связанные с его аналитическим решением, заставляют искать упрощенные модели, где представления об этих механизмах играют ключевую роль. В условиях низкого уровня инжекции принято выделять четыре таких механизма:

- отклонение инжектированных носителей силой Лоренца;
- отклонение инжектированных носителей силой холловского поля;
- модуляция коэффициента переноса;
- модуляция инжекции.

Однако, как отмечалось, сами эти представления определены недостаточно четко, что вызывает необходимость в их уточнении. Также было показано, что в качественном отношении оба механизма отклонения идентичны и что модуляция инжекции не является характерным для БМС эффектом.

Тогда, считая модуляцию инжекции побочным, но тем не менее подлежащим особому учету фактором, получаем два основных эффекта [109]:

1. Модуляция коэффициента переноса.
2. Перераспределение потока.

В соответствии с [1, 35], действие модуляции коэффициента переноса МТС с продольной осью поясняется рис. 3.1. Объем базы можно условно разбить на две активные области, в которых, согласно принятым

представлениям, проявляются рассматриваемый механизм и механизм отклонения.

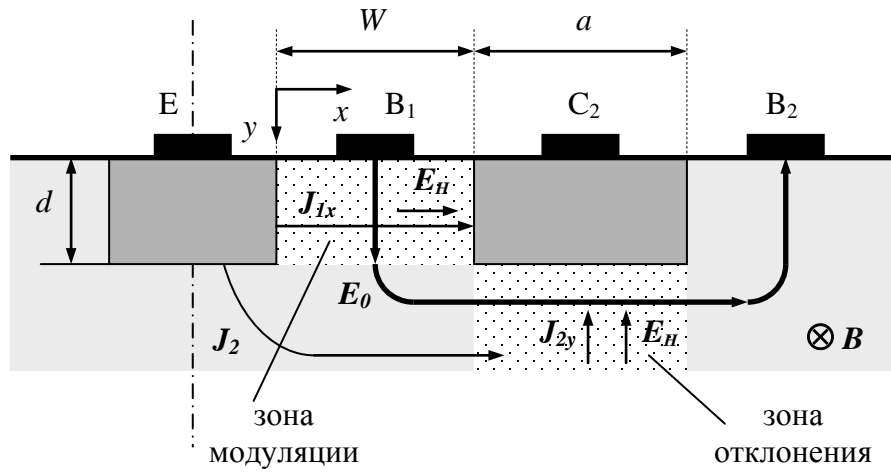


Рис. 3.1. Действие эффектов модуляции коэффициента переноса и отклонения в базе ДМТ с продольной осью

В зоне модуляции коллекторный ток при отсутствии магнитного поля определяется компонентой тока инжектированных носителей J_{1x} , имеющей, в силу направленности E_0 вдоль OY , диффузионную природу. Включение магнитного поля приводит к появлению направленной вдоль OX дрейфовой составляющей тока, обусловленной холловским полем $E_H = \mu_{mj}^* B E_0$. Описывая концентрацию в этой зоне одномерным уравнением непрерывности

$$L^2 \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - 2\eta L \mu_{mj}^* B \frac{\partial C}{\partial x} - C = 0, \quad (3.1)$$

решение которого при граничных условиях

$$C(0) = C_E, \quad (3.2, a)$$

$$C(W) = 0 \quad (3.2, б)$$

есть

$$C(x) = C_E \exp(\eta_H x / L) \frac{\operatorname{sh}\left(\sqrt{1 + \eta_H^2} \frac{W - x}{L}\right)}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{1 + \eta_H^2} \frac{W}{L}\right)}, \quad (3.3)$$

где $\eta_H = \mu_{mj}^* B \eta$, для плотности коллекторного тока в слабых магнитных полях (при линеаризации экспоненты и отбрасывании малых второго порядка) получаем

$$J_C(B) = -eD \partial C(W) / \partial x = \frac{eC_E D}{L \sinh(W/L)} \left(1 + \frac{\mu_{mj}^* B E_0 W}{2\varphi_T} \right).$$

Тогда эффективность преобразования, обусловленная механизмом модуляции переноса, выражается как

$$S_{RT} = J_C^{-1} \frac{\partial J_C}{\partial B} \bigg|_{B=0} = \mu_{mj}^* \frac{E_0 W}{2\varphi_T}, \quad (3.4)$$

что с точностью до множителя 1/2 совпадает с (1.19, б) при стопроцентной эффективности эмиттера ($k = 1$) и с (1.20) при учете в последнем лишь косвенного отклонения.

Выражение (3.4) показывает, что данный механизм также качественно идентичен механизму отклонения, его вклад в общую чувствительность может быть легко оценен с учетом отношения a/W , а при соответствующей модификации значения μ_{eff}^* он может и количественно описываться соотношениями, полученными для эффекта отклонения.

3.2. Моделирование стационарного переноса инжектированных носителей в однородном стационарном магнитном поле

3.2.1. Перенос в ограниченной базе

Наиболее полно поле концентрации инжектированных носителей в базе ДМТ описывается уравнением непрерывности вида (1.33), представляющим дифференциальное уравнение в частных производных эллиптического типа, с граничными условиями согласно рис. 3.2

$$C(x, 0) = C(x, 2b) = C(-a_1, y) = C(a, y) = 0. \quad (3.5)$$

Физический смысл его правой части согласно (1.34) как поверхностной плотности источников инжекции предопределяет способ решения такой задачи – методом функции Грина с использованием модели горизонтального эмиттера.


$$G(x, x', y, y') = \frac{2}{a_B b} \exp \left[\eta \frac{(x' - x) + \mu_{eff}^* B(y' - y)}{L} \right] * \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \left(\pi m \frac{x' + a_1}{a_B} \right) \sin \left(\pi n \frac{y'}{2b} \right) \sin \left(\pi m \frac{x + a_1}{a_B} \right) \sin \left(\pi n \frac{y}{2b} \right)}{L^2 \left[\left(\frac{\pi m}{a_B} \right)^2 + \left(\frac{\pi n}{2b} \right)^2 \right] + \eta^2 + 1}, \quad (3.6)$$

При этом элемент эмиттера $dx' dy'$ создает в точке (x, y) концентрацию

$$dJ_C(x, x', y') = -eD \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=0} dx' dy' = -eD \tau \Gamma(x', y') dx' dy' \frac{\partial G}{\partial y} \Big|_{y=0}$$

$$dI_C (x', y') = \int_0^a J_C(x, x', y') dx = -eL^2 \Gamma(x', y') dx' dy' \int_0^a \frac{\partial G}{\partial y} \bigg|_{y=0} dx = \quad (3.7)$$

$$= \frac{eL^3}{a_B b^2} \Gamma(x', y') dx' dy' * \exp\left(\eta \frac{x' + \mu_{eff}^* B y'}{L}\right) * \\ * \sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{\Phi_m(a, a_1)}{\sin\left(\pi m \frac{a_1}{a_B}\right)} \sin\left(\pi m \frac{x' + a_1}{a_B}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\pi n \sin\left(\pi n \frac{y'}{2b}\right)}{\Lambda_{mn}} \right],$$

где

$$\Phi_m(a, a_1) = -\sin\left(\pi m \frac{a_1}{a_B}\right) \int_0^a \exp\left(-\eta \frac{x}{L}\right) \sin\left(\pi m \frac{x + a_1}{a + a_1}\right) dx = \\ = \frac{\sin\left(\pi m \frac{a_1}{a_B}\right) \exp\left(-\eta \frac{x}{L}\right) \left[\frac{\eta}{L} \sin\left(\pi m \frac{x + a_1}{a + a_1}\right) + \frac{\pi m}{a + a_1} \cos\left(\pi m \frac{x + a_1}{a + a_1}\right) \right]}{\left(\frac{\eta}{L}\right)^2 + \left(\frac{\pi m}{a + a_1}\right)^2} \Bigg|_0^a. \quad (3.8)$$

Для получения выражения тока коллектора следует проинтегрировать (3.7) по области, занятой источниками ($\Gamma \neq 0$), что в общем случае дает

$$I_C(B) = \frac{L^3}{a_B b^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{\Phi_m(a, a_1)}{\sin\left(\pi m \frac{a_1}{a_B}\right)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F_{mn}(B)}{\Lambda_{mn}} \right], \quad (3.9)$$

где

$$F_{mn}(B) = e\pi n \int_{(1-\theta)b}^{(1+\theta)b} \int_{-a_E}^0 \Gamma(x', y') \exp\left(\eta \frac{x' + \mu_{eff}^* B y'}{L}\right) \sin\left(\pi m \frac{x' + a_1}{a_B}\right) \sin\left(\pi n \frac{y'}{2b}\right) dx' dy'. \quad (3.10)$$

С учетом модуляции инжекции ускоряющим и холловским полями, поле источников задавалось в виде

$$\bar{\Gamma}(x, y) = A \left(\exp \frac{E_0 x + E_H (b - y)}{\phi_T} - 1 \right), \quad (3.11)$$

где множитель A определялся из условия нормировки

$$\int_{(1-\theta)b}^{(1+\theta)b} \int_{-a_E}^0 \Gamma(x, y) dx dy = I_E. \quad (3.12)$$

На основании полученных выражений установлено [110], что с ростом ширины эмиттера монотонно растет вклад в эффективность

преобразования, обусловленный модуляцией инжекции, и монотонно снижается вклад, обусловленный отклонением носителей.

3.2.2. Перенос в полуограниченной базе

Результаты, полученные при использовании модели горизонтального эмиттера, справедливы для слабых ускоряющих полей, что не является типичным режимом для дрейфовых структур. Кроме того, при сильных ускоряющих полях сходимость двойного ряда ухудшается. Таким образом, случай сильных ускоряющих полей нуждается в особом рассмотрении. Эта задача решена в [111].

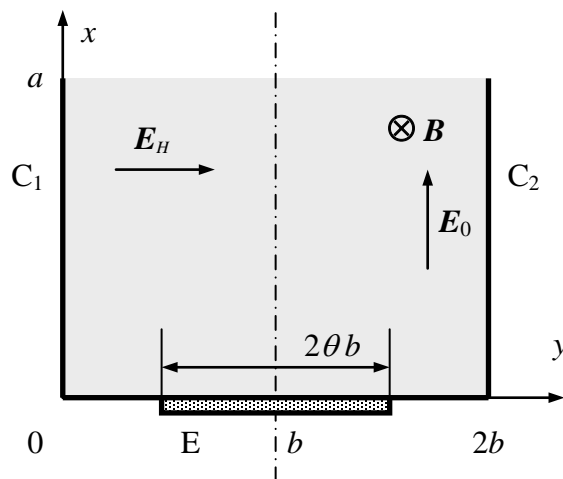


Рис. 3.3. Модель ДМТ с полуограниченной базой

Прежде всего надлежит перейти к модели вертикального эмиттера. При этом определяющее требование $\chi \gg 1$, согласно (1.36), удобно представить в равносильном виде $4\eta r_0/L \gg \ln 3$, откуда, с учетом $r_0/L < 1$, по необходимости имеем $\eta \gg 1$. В этом случае можно пренебречь диффузионной составляющей потока вдоль OX по сравнению с дрейфовой, что позволяет рассматривать вместо (1.33) уравнение параболического типа

$$L^2 \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \mp 2\eta L \frac{\partial C}{\partial x} - 2\eta L \mu_{eff}^* B \frac{\partial C}{\partial y} - C = 0 \quad (3.13, a)$$

с граничными условиями (рис. 3.3)

$$C(x, 0) = C(x, 2b) = 0 \quad (3.13, б)$$

и начальным условием, учитывающим модуляцию инжекции,

$$C(0, y) = \begin{cases} 0, & y < (1-\theta)b \\ C_0 \exp\left[\frac{E_H(y-b)}{\varphi_T}\right], & (1-\theta)b \leq y \leq (1+\theta)b, \\ 0, & (1+\theta)b < y \end{cases} \quad (3.13, в)$$

которое можно представить в виде

$$C(0, y) = C_0 * \Pi(y) * \exp[S_{RI} B(y/b - 1)], \quad (3.13, з)$$

где

$$\Pi(y) = \begin{cases} 0, & y < (1-\theta)b \\ 1, & (1-\theta)b \leq y \leq (1+\theta)b, \\ 0, & (1+\theta)b < y \end{cases} \quad (3.13, д)$$

Отметим, что в отсутствии магнитного поля или при $\mu_{mj}^* = \mu_{mn}^*$ задача (3.13) допускает точное решение разделением переменных. Для $B = 0$ получено [111]

$$C(x, y, 0) = C_0 \exp\left(-\frac{x}{2\eta L}\right) * 2 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\sin(c_k \theta)}{c_k} \exp\left[-\frac{Lx}{2\eta} \left(\frac{c_k}{b}\right)^2\right] \sin\left(c_k \frac{y}{b}\right), \quad (3.14)$$

откуда [112]

$$\begin{aligned} \alpha[(b/L)^2, q] &= \frac{I_C}{I_E} = -\frac{eD \int_0^a \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=0} dx}{2eC_0 \mu_{mn} E_0 \theta b} = \\ &= \frac{1}{\theta} \left(\frac{L}{b}\right)^2 * \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \sin(c_k \theta) \frac{1 - \exp\left\{-q \left[1 + \left(\frac{c_k L}{b}\right)^2\right]\right\}}{1 + \left(\frac{c_k L}{b}\right)^2}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

где $q \equiv \frac{a}{2\eta L} = \frac{\varphi_T}{V_0} \left(\frac{a}{L}\right)^2 = \tau_0 / \tau$, $\tau_0 = a/(\mu E_0)$ – время

пролета через базу; $V_0 = aE_0$ – напряжение на активной области базы.

Выражение (3.15) позволяет вычислять значения α с наперед заданной точностью, используя для оценки величины K -го остатка ряда соотношение

$$R_K < \frac{b}{\pi L} \operatorname{arctg} \left[\frac{b}{\pi L \left(\frac{1}{2} + K \right)} \right]. \quad (3.16)$$

Для $B \neq 0$ при условии

$$B \ll \frac{8\varphi_T}{\mu_{eff}^* b E_0}. \quad (3.17)$$

получено приближенное решение [111], на основании которого можно записать

$$S_R = S_{RD} + S_{RI}, \quad (3.18, a)$$

где S_{RD} и S_{RI} – значения S_R , полученные при учете лишь эффекта отклонения (в предположении $S_{RI} = 0$) и модуляции инжекции ($S_{RD} = \mu_{eff}^* = 0$) соответственно, причем

$$\begin{aligned} S_{RI} &= \gamma \left(\eta \mu_{eff}^* \frac{b}{L} - S_{RD} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow S_{RD} &= \eta \mu_{eff}^* \frac{b}{L} - \frac{1}{\gamma} S_{RI}, \end{aligned} \quad (3.18, в)$$

где $\gamma \equiv 2\mu_{mj}^* / \mu_{eff}^*$ – величина, характеризующая для данного материала соотношение вкладов в чувствительность от эффектов модуляции инжекции и отклонения. Отсюда, с учетом уже отмечавшейся монотонности зависимости S_{RI} и S_{RD} от θ , можно получить предельные значения [110] эффективности преобразования в зависимости от ширины эмиттера и типа материала (табл.3.1).

Таблица 3.1

Тип ДМТ	γ	
	$\theta = 0$	$\theta = 1$
$n-p-n$	2	1
$p-n-p$	2	3

3.2.3. Экспериментальная проверка теоретических зависимостей

Опытная проверка теоретических зависимостей проводилась на образцах ДМТ типа $p-n-p$, изготовленных по стандартной технологии из монокристаллического n -кремния с удельным сопротивлением $\rho \approx 100$

Ом*см. Расстояние между коллекторами составляло 190 мкм. Для исследования зависимости параметров от длины эмиттера l_E использовались три партии структур со значениями $l_E = 30, 60, 120$ мкм.

Напряжённость ускоряющего поля определялась по падению напряжения V_{BE} между выводами эмиттера и электрода B_2 за вычетом напряжения на прямо смещённом эмиттерном переходе V_j :

$$E_0 = \frac{V_{BE} - V_j}{a_2 + a + a_3} . \quad (3.19, a)$$

В расчёте принималось $\mu_n = 1440$ и $\mu_p = 480$ см²/В*с, $L = 67.2$ мкм. Последнее значение определялось на основании измерений времени жизни ($\tau = 3,76$ мкс). Значение E_0 (360 В/см) было получено в предположении $V_j = 0.7$ В. Экспериментальные значения эффективности преобразования определялись как

$$S_R = \frac{(I_{1B} - I_{2B}) - (I_{10} - I_{20})}{B(I_{10} + I_{20})} , \quad (3.19, б)$$

где I_{iB} и I_{i0} – токи i -го коллектора соответственно при наличии и отсутствии магнитного поля.

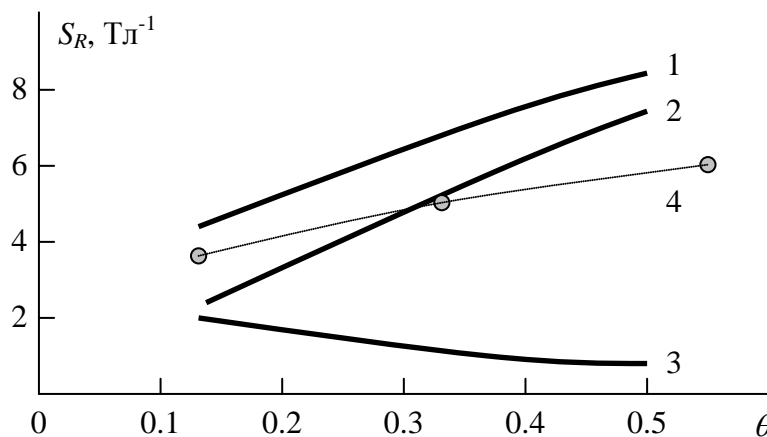


Рис. 3.4. Зависимость эффективности преобразования от длины эмиттера

1 – при учете отклонения и модуляции инжекции совокупно; 2, 3 – при учете только модуляции инжекции и отклонения соответственно; 4 – экспериментальная зависимость.

На рис.3.4 приведены теоретическая (кривая 1) и экспериментальная зависимости эффективности преобразования от длины эмиттера. Там же

показаны расчётные зависимости этой величины при учёте лишь модуляции инжекции (кривая 2) и лишь отклонения (3). Для первого случая полагалось $S_{RD} = 0$, а для второго – $S_{RI} = 0$.

Как видно из графиков, модуляция инжекции даёт в данном случае преобладающий вклад в магниточувствительность. Замедленный подъём экспериментальной зависимости по сравнению с теоретической можно объяснить двумя обстоятельствами. Во-первых, приэмиттерная область базы обладает повышенной проводимостью из-за высокой концентрации инжектированных носителей. В результате именно в этой, ответственной за эффект модуляции области холловское поле частично экранируется, что, как и следует ожидать, особенно сказывается на чувствительности структур с широким эмиттером. Во-вторых, отсутствие изолирующих стенок непосредственно вокруг активной области монокристаллической структуры обуславливает слабость холловского поля и в других участках этой области.

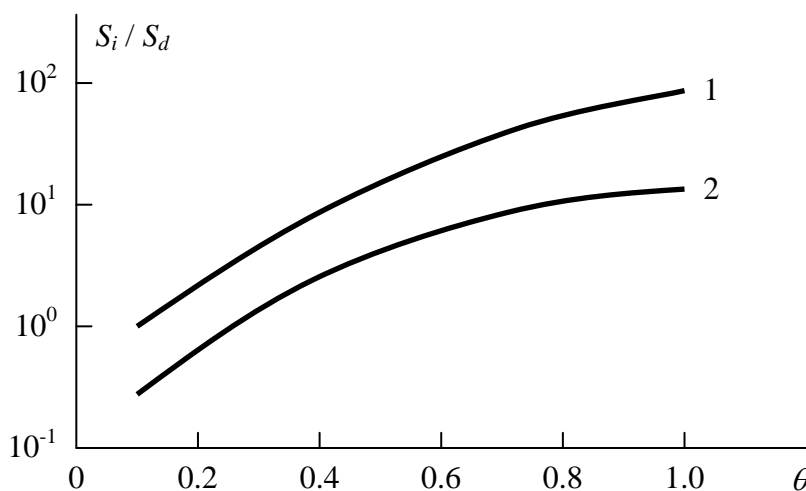


Рис. 3.5. Зависимость отношения вкладов в магниточувствительность от механизмов модуляции инжекции и отклонения

1, 2 – при отношении полуширины базы к диффузионной длине 0.25 и 0.5 соответственно.

На рис. 3.5 представлены результаты анализа, проведенного в рамках данной модели для зависимости отношения вкладов двух эффектов S_I / S_D (при учете лишь модуляции инжекции и отклонения соответственно) от

длины эмиттера и параметра исходного материала – диффузионной длины неосновных носителей L [113]. Как видно из графиков, S_I возрастает по сравнению с S_D при увеличении L . Физически это явление можно объяснить следующим образом. С ростом диффузионной длины уменьшается влияние изменения длин траекторий отклоняющихся носителей на коллекторный ток, что можно легко показать на примере одномерной транзисторной структуры. Это, очевидно, влечёт за собой уменьшение S_D . В то же время модуляция инжекции даже при $L \rightarrow \infty$ будет перераспределять поток инжектируемых с эмиттера носителей относительно оси симметрии структуры.

Эффект перераспределения потока изучался в эксперименте для типичного случая сильных ускоряющих полей. В работе [114] рассмотрена зависимость магниточувствительности ДМТ от межколлекторного расстояния и протяжённости коллекторов. Исследовались структуры с коллекторами, каждый из коллекторов которых был рассечен вдоль OX на три равные части.

Зависимость магниточувствительности ДМТ от длины эмиттера исследовалась в работе [115], где было экспериментально установлено увеличение S_R при уменьшении θ . Эксперимент ставился на образцах, сформированных в монокристалле n -Si, что исключало возможность создания изолирующих стенок для образования холловских зарядов. При этом, в отсутствии холловского поля и при низком уровне инжекции, в структуре действовал лишь механизм отклонения неосновных носителей силой Лоренца. Полученный результат позволяет, таким образом, сделать вывод о том, что уменьшение размеров эмиттера усиливает эффект отклонения.

Для исследования зависимости параметров от межколлекторного расстояния были изготовлены три партии образцов с $2b = 50; 100; 150$ и 200 мкм. Основные результаты приведены на рис. 3.6. Немонотонность кривой можно объяснить тем, что коллекторный ток уменьшается с увеличением расстояния между коллекторами вследствие увеличения вероятности рекомбинации, а эффективность преобразования – растёт. Тогда, поскольку уменьшение тока начинает существенно сказываться лишь при расстояниях между эмиттером и коллектором d_{EC} порядка

диффузионной длины, а рост – всегда примерно пропорционален этому расстоянию, появление максимума произведения этих зависимостей при $b \sim L$ оказывается естественным в силу $b \sim d_{EC}$.

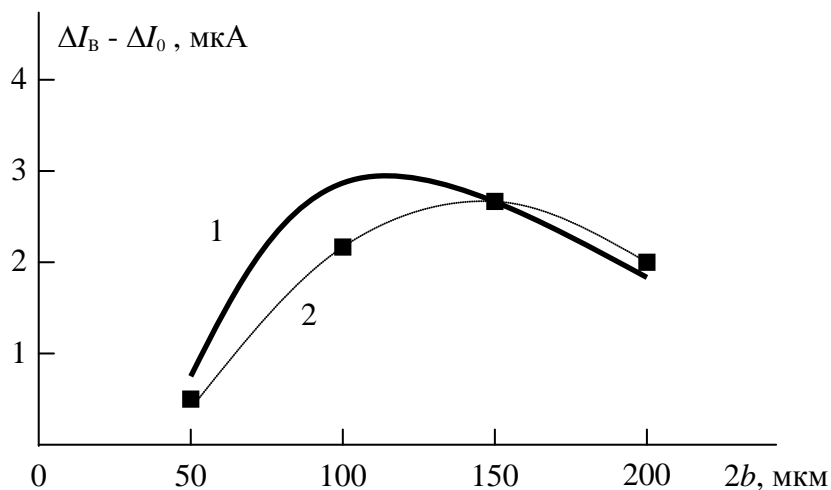


Рис. 3.6. Зависимость величины отклика на магнитное поле от межколлекторного расстояния. 1, 2 – соответственно теоретическая и экспериментальная зависимости. $B = 0.1$ Тл.

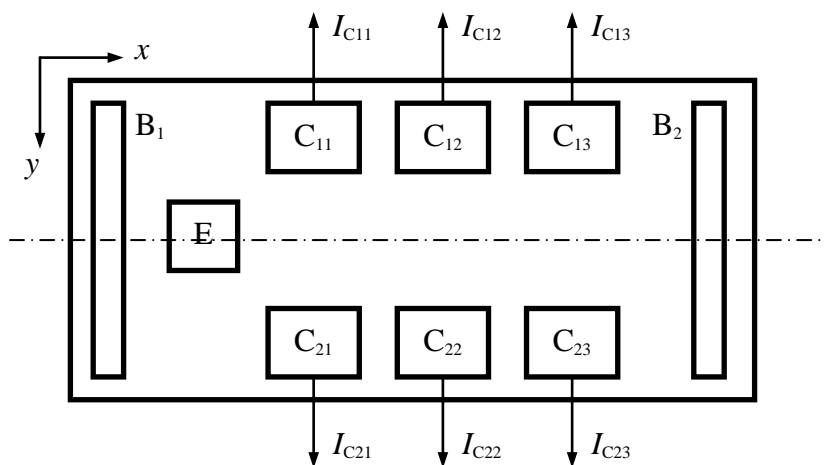


Рис. 3.7. Экспериментальная структура ДМТ для исследования зависимости магниточувствительности от протяженности коллекторов

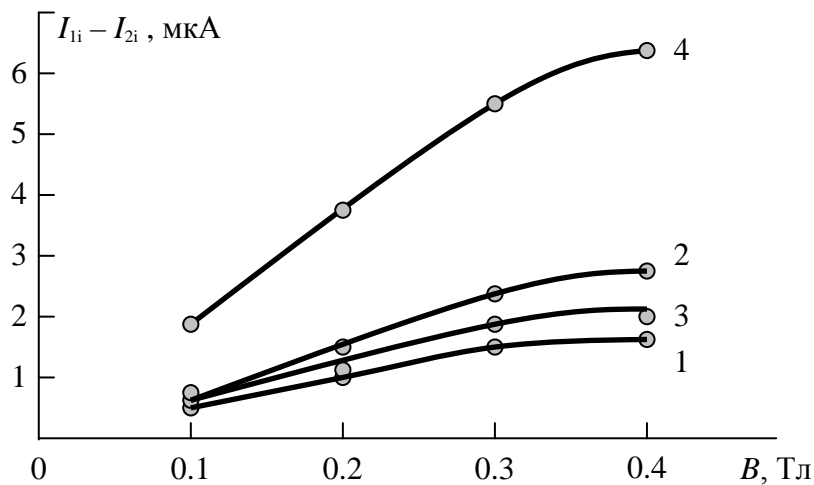


Рис. 3.8. Зависимость разности коллекторных токов от магнитной индукции для разных секций коллекторных областей

1 ...3 – для отдельных секций с соответствующими индексами i ; 4 – суммарный эффект.

Зависимость магниточувствительности от протяженности коллекторов изучалась на образцах, коллекторные области которых были специально разбиты три равноотстоящие друг от друга вдоль оси OX одинаковые секции (рис. 3.7). На рис. 3.8 показаны зависимости коллекторных токов секций от магнитной индукции. Наличие максимума абсолютной чувствительности в зависимости от удаления от эмиттера объясняется следующим образом. В непосредственной близости от эмиттера профиль распределения концентрации инжектированных носителей в плоскости YOZ имеет вид П-образной функции (3.13, δ), отличной от нуля на удалении от оси симметрии не более, чем $\pm \theta b$. При этом в приколлекторных областях секций C_{11} , C_{21} эти носители практически отсутствуют, а коллекторные токи и всякие их изменения пренебрежимо малы. То же самое имеет место и на больших расстояниях от эмиттера (секции C_{13} , C_{23}), но уже вследствие рекомбинаций в базе. Следовательно, при соответствующем выборе напряженности ускоряющего поля,

максимальная чувствительность может наблюдаться лишь в некоторой средней части коллектора (секции C_{12} , C_{22}).

3.3. Переходные процессы в базе МТС при изменении магнитного поля

Быстродействие ДМТ характеризуется постоянной времени релаксации, которая определяется временем переноса инжектированных носителей через базу и временем схемной релаксации. Постоянная времени зарядки емкостей RC в ДМТ обычно не превышает 10^{-12} с, так как величина емкостей коллекторов и эмиттера мала (структура выполнена на высокоомном кремнии и имеет малую площадь рабочей поверхности эмиттерного и коллекторного переходов, соответственно 200 и 400 мкм²). В связи с этим быстродействие ДМТ ограничивается временем переноса инжектированных носителей через базу.

Для определения закона изменения тока каждого коллектора во времени при включении (выключении) магнитного поля решалась нестационарная задача, аналогичная рассмотренной в п.3.2.1, с добавлением в (1.33) слагаемого $\partial C/\partial t$ в уравнение непрерывности (1.33):

$$L^2 \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \mp 2\eta L \frac{\partial C}{\partial x} - 2\eta L \mu_{eff}^* B \frac{\partial C}{\partial y} - \tau \frac{\partial C}{\partial t} - C = -\Gamma \tau .$$

При дополнении граничных условия (3.5) начальными условиями для случаев ступенчатого отключения или включения магнитного поля, соответственно

$$B(t) = \begin{cases} B_0, & t < 0 \\ 0, & t \geq 0 \end{cases} \quad (3.20, a)$$

или

$$B(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ B_0, & t \geq 0 \end{cases} , \quad (3.20, б)$$

получен [116] закон временной релаксации коэффициента передачи соответственно случаям (3.20, а, б) в виде

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \frac{L^3}{a_B b^2 \theta} \left[\exp \left(\eta \frac{\mu_{eff}^* B_0 b}{L} \right) - 1 \right] * \quad (3.21, a)$$

$$\begin{aligned}
& * \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \Phi_m(a, a_1) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \sin(\pi n \theta)}{\Lambda_{mn}} \exp\left(-\Lambda_{mn} \frac{t}{\tau}\right) \right\}; \\
\alpha(t) = \alpha_B + \frac{L^3}{a_B b^2 \theta} & \left[1 - \exp\left(\eta \frac{\mu_{eff}^* B_0 b}{L}\right) \right] * \\
& * \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \Phi_m(a, a_1) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n \sin(\pi n \theta)}{\Lambda_{mn}} \exp\left(-\Lambda_{mn} \frac{t}{\tau}\right) \right\},
\end{aligned} \tag{3.21, б}$$

где через α_0 и α_B обозначены величины α при $B = 0$ и $B \neq 0$ соответственно.

Таким образом, постоянная времени релаксации ДМТ, как видно из (3.21), определяется геометрией базы и величиной ускоряющего поля и не зависит от магнитной индукции.

Для экспериментальной оценки быстродействия образец ДМТ размещался внутри катушки из нескольких витков провода, в которую электронным токовым ключом подавался П-образный импульс тока с амплитудой 16 А. Малые индуктивность и межвитковая ёмкость позволили получить при этом время нарастания тока (а значит и магнитной индукции), равное $\approx 2.4 \cdot 10^{-7}$ с. Форма импульса контролировалась осциллографом типа С1-31 по падению напряжения на участке соединительного проводника в выходной цепи ключа (при этом были приняты меры по подавлению индукционной ЭДС в измерительных цепях, что контролировалось по отсутствию выходного сигнала при разрыве цепи эмиттера ДМТ) и была близка к экспоненциальной:

$$I(t) \approx I(\infty) * [1 - \exp(-t/\tau_0)], \tag{3.22}$$

где $\tau_0 \approx 1 \cdot 10^{-7}$ с – постоянная времени нарастания тока. Поскольку же магнитная система не содержала ферромагнитных частей, предполагалось $B \sim I$. Напряжённость ускоряющего поля задавалась $E_0 = 500$ В/см.

Вызванный изменением магнитной индукции импульс коллекторного тока подавался на усилитель с полосой пропускания до 100 МГц, что соответствовало быстродействию $\approx 1 \cdot 10^{-8}$ с и позволяло пренебречь инерционностью усилителя. Время нарастания этого импульса до значения 0.9 от установившегося значения составило около $5 \cdot 10^{-7}$ с.

Поскольку постоянная времени входного воздействия сравнима со временем изменения выходного сигнала, непосредственная оценка инерционности ДМТ не представляется возможной. Для восстановления переходной характеристики магнитотранзистора в этой связи был использован метод интеграла Дюамеля. Обозначив эту характеристику (реакцию выходного тока ДМТ на ступенчатое изменение магнитной индукции в момент $t = 0$) через $h(t)$, для выходного напряжения усилителя получаем

$$V(t) \approx K \int_0^t h(t-\xi) I'(\xi) d\xi, \quad (3.23)$$

где $K = V(\infty) / I(\infty)$ – коэффициент передачи системы "катушка-ДМТ-усилитель"; $V(\infty)$ и $I(\infty)$ – установившиеся значения выходного напряжения усилителя и тока в катушке соответственно; I' – производная по времени этого тока согласно (3.22). Аппроксимируя передаточную функцию устройства, которая при учёте пренебрежения инерционностью усилителя является функцией лишь от параметров ДМТ, обычной экспоненциальной зависимостью

$$h(t) \approx 1 - \exp(-t/\tau_R) \quad (3.24)$$

где τ_R – время релаксации ДМТ, после подстановки (3.22) и (3.24) в (3.23) получаем

$$\frac{V(t)}{V(\infty)} = 1 - \exp(-t/\tau_0) - \tau_R \frac{\exp(-t/\tau_0) - \exp(-t/\tau_R)}{\tau_0 - \tau_R}, \quad (3.25)$$

где $V(t)$ – текущее значение выходного напряжения. Используя приведенные выше экспериментальные данные, имеем $V(5 \cdot 10^{-7}) = 0.9 V(\infty)$, что после решения (3.25) численными методами даёт

$$\tau_R = 1.6 \cdot 10^{-7} \text{ с}. \quad (3.26)$$

На рис. 3.9 показаны упомянутые временные зависимости (3.22), (3.24) и (3.25) (кривые 1, 3, 4 соответственно). Расхождение между экспериментальной кривой 2 и теоретической 3 объясняется приближенностью выбора вида функции (3.24).

Сравним величину (3.26) с временем пролёта инжектированных носителей через межколлекторное пространство t_{tr} . Имея $\mu = 480 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $E_0 = 500 \text{ В/см}$ и $a = 0.02 \text{ см}$, получаем $t_{tr} = a / (\mu E_0) \approx 0.8 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Полученный результат согласуется с утверждением Балтеса и Поповича о

том, что быстродействие дрейфовых магнитотранзисторов имеет порядок t_{tr} [1]. Несоответствие с (3.26) можно объяснить тем, что в приповерхностной области, где главным образом происходит перенос неосновных носителей в ДМТ, подвижность снижается из-за повышенной концентрации рассеивающих центров, тогда как для оценки t_{tr} использовалось объёмное значение этой величины [102].

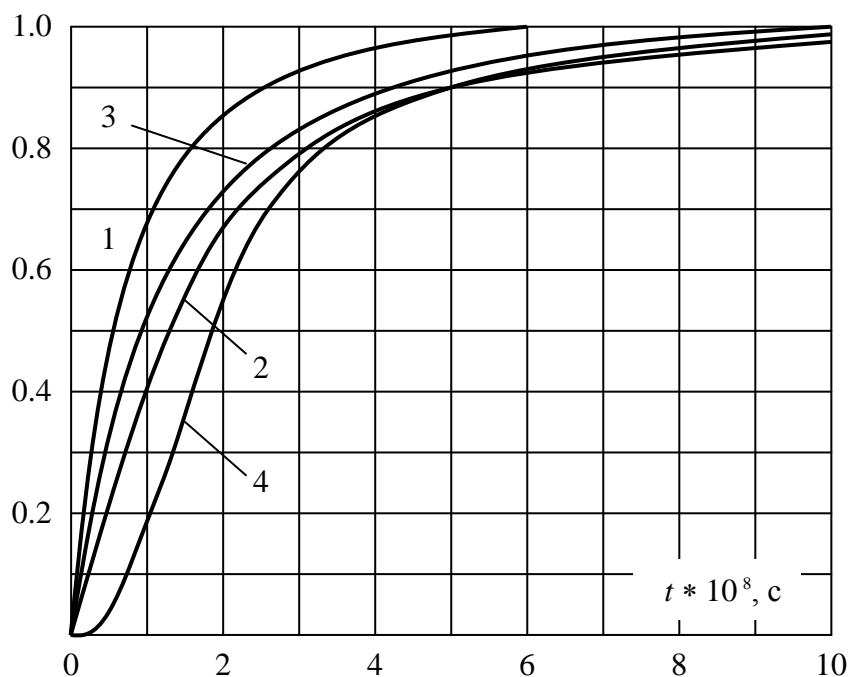


Рис. 3.9. Переходные процессы в ДМТ

Экспериментальные временные зависимости тока катушки (магнитной индукции, кривая 1) и коллекторного тока (2); аппроксимация передаточной функции (3) и полученная на ее основании расчетная кривая релаксации тока коллектора (4) для $\tau_R = 1.6 * 10^{-7}$ с. Все величины отнесены к стационарным значениям.

4. ЭЛЕМЕНТЫ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ НА ОСНОВЕ ДВУХКОЛЛЕКТОРНЫХ МАГНИТОТРАНЗИСТОРОВ

4.1. Магнитотиристоры

4.1.1. Магнитотиристоры с продольной магнитной осью

На высокую чувствительность тиристоров к магнитному полю впервые было указано Стафеевым [15]. Их магниточувствительность связывают с тем, что ВАХ полностью определяется коэффициентами передачи тока составляющих транзисторов α , которые зависят от магнитного поля. В работах [117, 118] описан магнитотиристор планарной конструкции, чувствительность которого обусловлена уменьшением подвижности инжектированных носителей и магниторекомбинационным эффектом в одной из баз. Это приводит к изменению α горизонтального транзистора с длинной базой и тем самым - к изменению напряжения включения тиристора. Недостатком такой структуры является плохая воспроизводимость параметров областей с высокой скоростью поверхностной рекомбинации.

Указанный недостаток устранён в магнитотиристоре [119], где роль области с высокой скоростью поверхностной рекомбинации играет управляющий электрод базы горизонтального транзистора (рис.4.1, а). В рассматриваемой структуре α горизонтального транзистора в магнитном поле $+B$ уменьшается в отличие от структуры [118], где α при этом увеличивается. На основании [120] можно записать

$$\alpha \approx \frac{\mu E_0 \tau}{W_0} * \left(1 - \frac{1}{2} \mu^* B^2\right) * \left(1 - \mu^* B \frac{W_0}{l_c}\right) \quad (4.1)$$

Здесь l_c - глубина залегания коллекторного перехода, W_0 - длина базы горизонтального транзистора. Второй множитель в правой части определяет изменение α вследствие уменьшения подвижности, третий - вследствие отклонения.

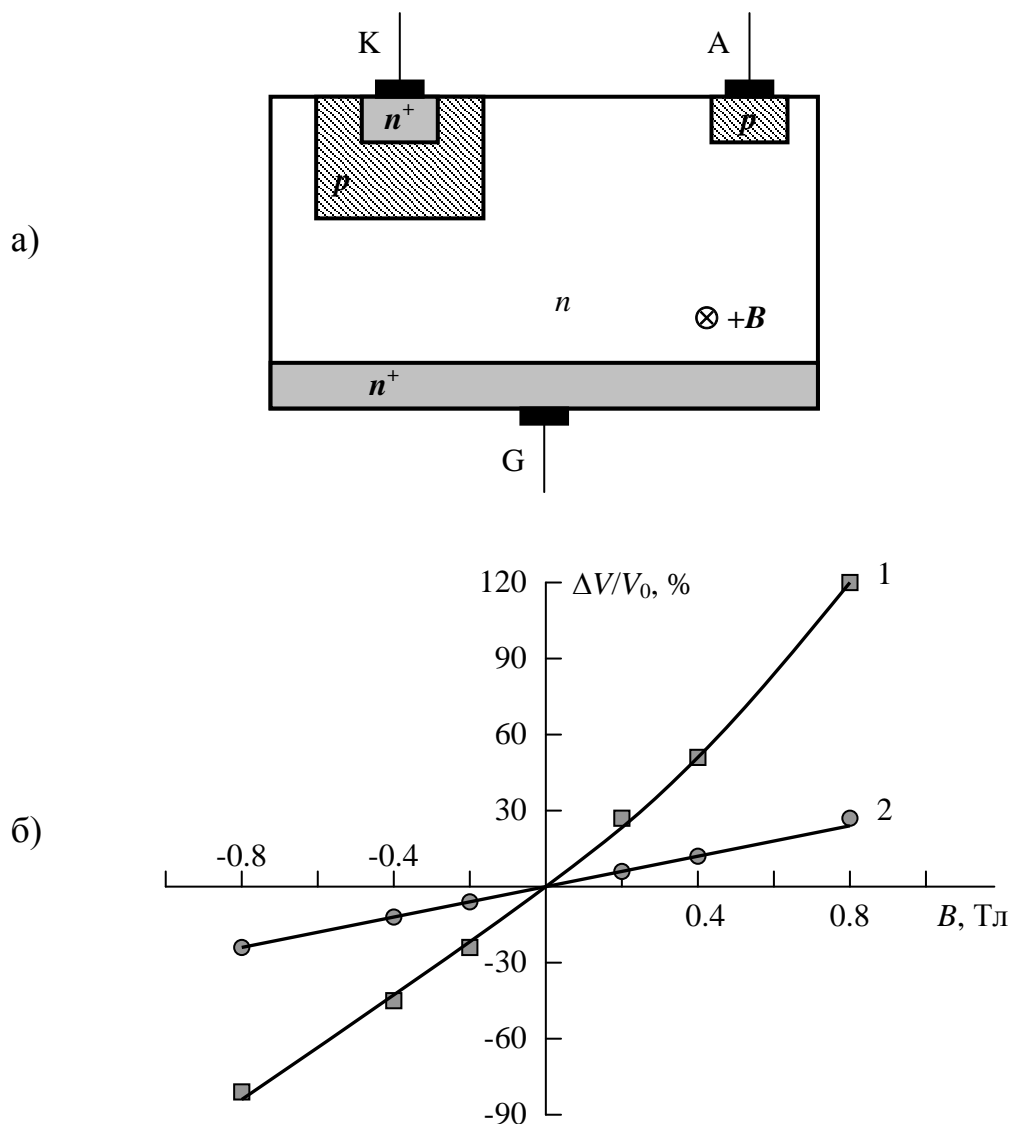


Рис. 4.1. Магнитотистор с рекомбинацией на управляющем электроде

а – структура тиристора (А, К, G - анод, катод и управляющий электрод соответственно); б –изменение напряжения включения в структуре с управляющим электродом в «длинной» (1) и «тонкой» (2) базе.

Отклонённые магнитным полем от поверхности кристалла инжектированные носители рекомбинируют на базовом контакте горизонтального транзистора, который, как уже указывалось, играет роль области с большой скоростью поверхностной рекомбинации, но

расположенной внизу. Кроме того, в данной структуре анод, n -база с омическим n^+ -контактом к ней представляют собой длинный диод. Вследствие магнитодиодного эффекта происходит уменьшение инжекции из анода, что равносильно уменьшению тока управляющего электрода. Всё это ведёт к дополнительному уменьшению α и увеличению напряжения включения.

При обратной полярности магнитного поля (-В) α растёт вследствие отклонения к коллектору инжектированных вниз носителей и увеличения эффективного времени жизни при отклонении к поверхности Si-SiO₂ с малой скоростью поверхностной рекомбинации [121], что уменьшает напряжение включения.

На рис. 4.1, б показаны экспериментальные результаты исследования образцов магнитотиристоров на основе кремния n -типа с $\rho = 200 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (толщина пластины 200 мкм, глубина диффузии - 3 мкм, расстояние между p -областями - 100 мкм). Видно, что при использовании "тонкой" базы в качестве управляющего электрода относительное изменение напряжения включения менее значительно, поскольку определяется лишь эффектами уменьшения подвижности и отклонения, но без магнитодиодного эффекта.

4.1.2. Магнитотиристоры с поперечной магнитной осью

Формирование в коллекторных областях двухколлекторного магнитотранзистора областей противоположного типа проводимости приводит к созданию структур нового типа – двухкатодных (двуханодных) дрейфовых магнитотиристоров [122, 123].

Двухкатодный дрейфовый магнитотиристор (рис. 4.2, а) содержит на общей базе n -типа B_n общий анод А (эмиттер ДМТ) и две p -базы (коллекторы ДМТ), B_{p1} и B_{p2} , в каждой из которых сформировано по катоду n^{++} -типа (K_1 и K_2).

Для напряжения включения V_{on} каждой из тиристорных структур – T_1 (А - B_n - B_{p1} - K_1) или T_1 (А - B_n - B_{p2} - K_2) - справедливо [120, 124]:

$$V_i \approx V_\alpha \left[1 - \alpha_0 - \alpha_i - \sqrt{\alpha_0 - I_E \frac{\partial \alpha}{\partial I}} \right]^{1/c} \quad (4.2)$$

где V_α - напряжение пробоя pn -перехода; α_0 - коэффициент передачи тока транзисторной pnp -структуры ($A - B_n - B_{pi}$); $i = 1, 2$; α_i - то же для pnp -структуры ($B_n - B_{pi} - K_i$); I_E - эквивалент управляющего тока; c - константа материала ($c = 2 \dots 6$).

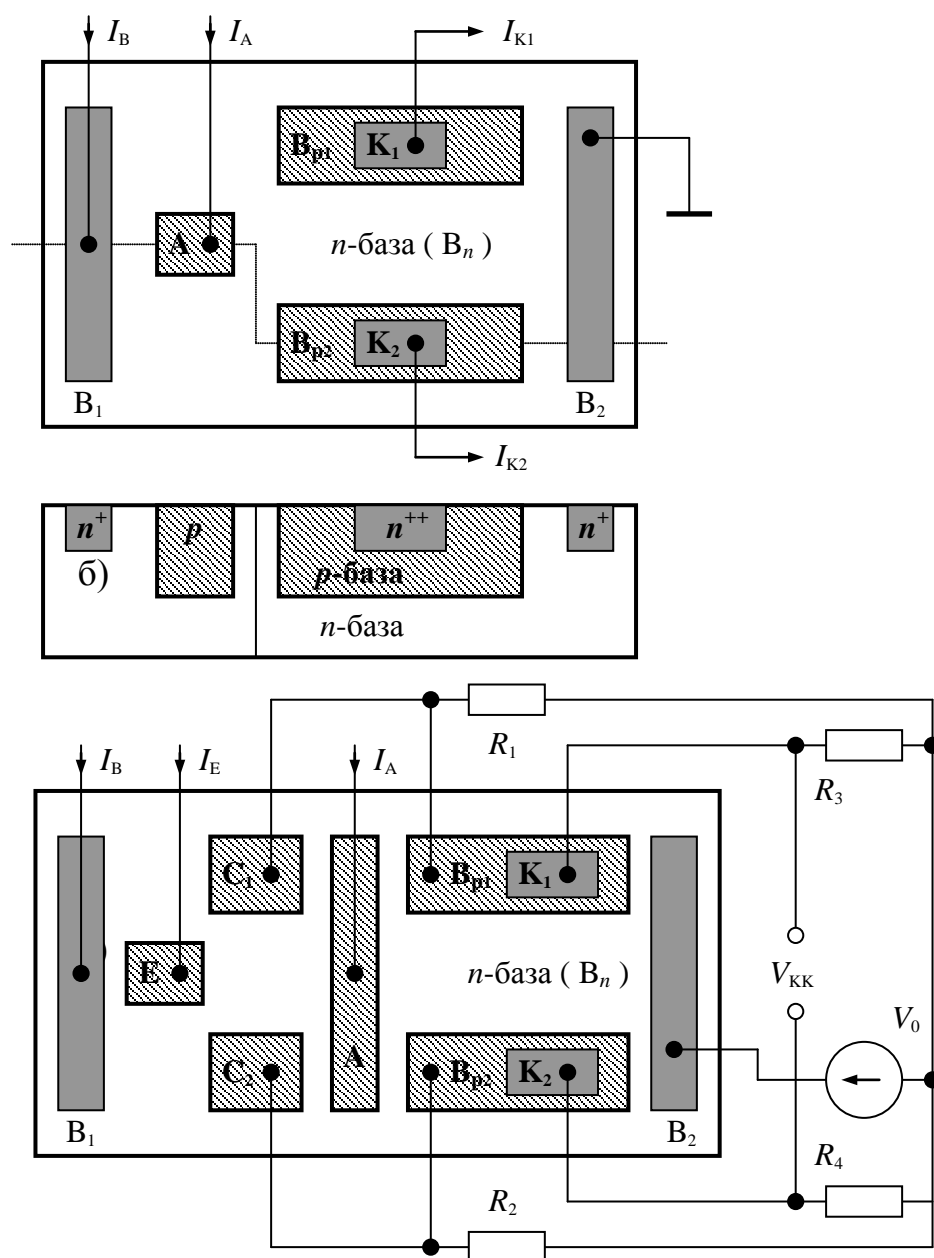


Рис. 4.2. Планарный магнитотристор с поперечной магнитной осью
а – вид сверху базовой структуры; б – ее сечение по штриховой
ломаной; в – структура с уменьшенным гистерезисом

Очевидно, что в силу зависимости α_0 от магнитного поля имеет место такая же зависимость и для V_{on} .

Свойственный всем тиристорным структурам гистерезис на практике зачастую оказывается нежелательным явлением. Его удаётся значительно ослабить в магнитотиристоре [125] (рис. 4.2, в). Полезный эффект достигается интегрированием на одном кристалле ДМТ (эмиттер Е, коллекторы C_1 и C_2) и магнитотистора, где каждый из коллекторов ДМТ гальванически связан с соответствующей p -базой тистора, и состоит в следующем. В отсутствии магнитного поля оба плеча магнитотистора находятся в выключенном состоянии. Потенциалы их катодов близки к нулю, а величины сопротивлений R_1 и R_2 таковы, что выделяемое на них коллекторными токами ДМТ напряжения недостаточны для включения тисторов. При достижении магнитной индукцией порогового значения один из тисторов (например, T_1) начинает включаться и потенциал катода K_1 растёт. Наличие резистора R_1 мало влияет на этот процесс, так как одновременно на нём возрастает напряжение, выделяемое увеличивающимся током коллектора C_1 . Следовательно, включение структур [122] и [125] протекает одинаково. При уменьшении магнитного поля структура [122] сохраняет включенное состояние плеча вплоть до $B = 0$, тогда как в [125] при высоком потенциале катода K_1 снижается потенциал базы B_1 за счёт возвращения коллекторных токов ДМТ к исходным значениям. В этом случае отвод через R_1 тока, экстрагируемого из активной базы в B_1 , ведёт к запираанию T_1 .

В работе [126] исследовались зависимости параметров магнитотисторов [122] от магнитного поля и электрического режима, а также влияние одной части тисторной структуры на другую.

Наличие базового контакта B_2 обуславливает шунтирование эмиттера - эффект, заключающийся в ослаблении внутренней обратной связи за счёт того, что значительная часть экстрагируемых из p -базы (например, из B_{p1}) в B_n электронов уходит в этот контакт. По этой причине при питании анода от источника тока результатом экстракции оказывается не накопление в B_n избытка основных носителей, зарядом которых, как в обычных тисторах, дополнительно открывается

эмиттерный переход $A-B_n$, а протекание омического тока от данной p -базы к электроду B_1 . При этом в B_n возникает дополнительное электрическое поле, обладающее направленной от B_2 к B_1 компонентой. На подвижные заряды такое поле действует аналогично холловскому, что подтверждается результатами эксперимента.

Поскольку главным параметром тиристорных структур вообще является напряжение включения, будем считать зависимость V_{on} от магнитного поля главной характеристикой магнитотиристора. Изменение напряжения включения ΔV_{on} , обусловленное магнитным полем, обнаружило в эксперименте [126] немонотонную зависимость от ускоряющего поля с одним максимумом при E_{0m} . Происхождение максимума становится понятным при учёте того, что с ростом E_0 наряду с увеличением силы Лоренца уменьшается количество инжектированных носителей, успевающих за время дрейфа продиффундировать к p -базам.

На рис.4.3 показаны зависимости параметров двухкатодного магнитотиристора от магнитного поля при $E_0 = E_{0m}$. Поведение кривых 1..4 вполне согласуется с приведенным выше описанием влияния состояния одного тиристора на процессы в другом.

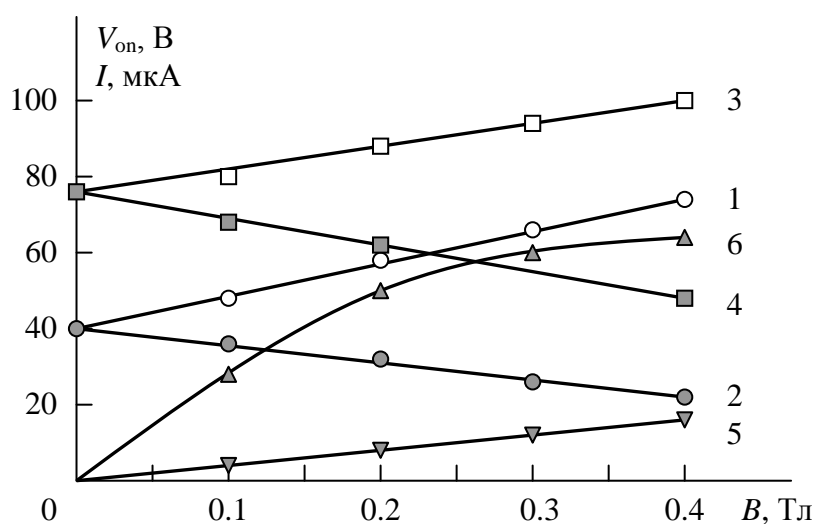


Рис. 4.3. Зависимость напряжения включения Т2 при выключенном (1, 2) и включенном (3, 4) Т1, выходных токов ДМТ (5) и двухкатодного магнитотиристора (6) от магнитного поля

Ослабление внутренней обратной связи эффектом шунтирования ведёт к расширению области токов, при которых ещё не наступает переключение тиристоров. В результате появляется возможность использования тиристорной структуры в качестве линейного преобразователя магнитной индукции с повышенной чувствительностью, что уже обсуждалось [127, 128] и подтверждается сравнением зависимости от магнитного поля разности катодных токов тиристора и коллекторных токов ДМТ (кривые 5 и 6 на рис. 4.3). В последнем случае выходными электродами являлись контакты к p -базам, а выводы катодов не использовались. Повышенная по сравнению с ДМТ нелинейность магнитотиристора в сильных полях может быть объяснена зависимостью α_i от тока инжекции из переходов $K_i - B_i$.

В работе [129] исследовался эффект выключения ранее открытого плеча магнитотиристора сменой полярности магнитного поля. Эффект наблюдался лишь в образцах с минимальной длиной эмиттера. При значительной (сравнимой с межколлекторным расстоянием) протяжённости эмиттера смена полярности приводила к включению второго плеча без выключения первого. Наблюдаемое явление объясняется тем, что при длинном эмиттере расстояние от него до p -баз невелико, α_0 для каждого из плеч имеет сравнительно большие значения и для его уменьшения до уровня, обеспечивающего отключение тиристора, требуются значительно более сильные, не достигнутые в эксперименте магнитные поля.

4.2. Инжекционно-инверсионные магниточувствительные структуры (ИИМС)

4.2.1. Конструкция и принцип действия ИИМС

Одной из очевидных возможностей улучшения параметров и расширения функциональных возможностей магниточувствительных структур при их практическом использовании является искусственное комбинирование в структуре различных электронных эффектов

технологическим путём. Наиболее известны такого рода структуры на основе датчиков Холла, где вместо холловских электродов используются управляемые холловским полем усилительные транзисторы. Тем самым получают сходные с ДМТ по электрическим параметрам датчики с сигналом в виде тока, обладающие высоким выходным сопротивлением.

При использовании биполярных транзисторов (вертикальных [82] или горизонтальных [130]) их базами являются участки холловской пластинки, а эмиттеры соединяются между собой. При этом холловская разность потенциалов, модулируя напряжение между базами, вызывает различные по знаку приращения коллекторных токов.

Известно использование с той же целью полевых транзисторов – типа МДП [131] или с pn -переходом в качестве затвора [132] – с соединёнными между собой истоками. В первом случае холловская пластинка является подложкой транзисторов, а затворы могут быть использованы для задания электрического режима транзисторов либо для балансировки с помощью внешнего напряжения. Введение в структуру [131] эмиттера позволяет ожидать, что изменение распределения концентрации инжектированных носителей в базовой области под действием магнитного поля приведёт к модуляции проводимости каналов МДП-транзисторов и усилит тем самым магниточувствительный эффект, который в [131] обуславливается лишь влиянием холловской э.д.с. на потенциалы их подложек.

Сходство таких структур с ДМТ (обе – балансные токовые МЧС с горизонтальным дрейфовым токопереносом и поперечной магнитной осью) обуславливает интерес к сравнению их преобразовательных возможностей и к созданию новых структур, совмещающих свойственные этим приборам механизмы магниточувствительности. В этой связи была предпринята попытка использования в структуре [131] двух дополнительных факторов, способных повысить её чувствительность. Первым из них является использование холловского потенциала для управления МДП-транзисторами по затвору, что при прочих равных условиях должно было бы в несколько раз повысить их крутизну по сравнению с управлением по подложке. В качестве второго фактора было выбрано то обстоятельство, что концентрация носителей в инверсном слое МДП-структуры зависит от концентрации неосновных носителей в объёме

полупроводника. При этом имелось в виду, что изменение концентрации последних в области пластины, окружающей МДП-транзистор, будет управлять его стоковым током.

На рис. 4.4 показана конструкция такой инверсионно-инжекционной магниточувствительной структуры (ИИМС) [133]. Подобно ДМТ, она содержит пару базовых омических контактов B_1 , B_2 и эмиттер E . Коллекторные области заменены парой МДП-транзисторов, подложкой которых является базовый кристалл структуры (D_1 и D_2 - стоки, S_1 и S_2 - истоки, G_1 и G_2 - затворы). Затворы МДП-транзисторов подключены к холловским электродам HE_1 и HE_2 . Назначение электрода AG (дополнительный затвор) описано ниже. Базовый кристалл (база ДМТ) имеет в нашем случае n -тип проводимости, а МДП-транзисторы являются, таким образом, p -канальными. Области базы, непосредственно примыкающие к областям объёмного заряда стоков, истоков и затворов, назовём подложками МДП-транзисторов.

В отсутствии магнитного поля инжектированные эмиттером дырки увлекаются ускоряющим электрическим полем, создаваемым между базовыми контактами, и одновременно диффундируют к подложкам МДП-транзисторов. Разность потенциалов, создаваемая этим полем между подложками и холловскими электродами (а значит, между подложками и затворами) используется для индуцирования каналов МДП-транзисторов. Повышение в одинаковой мере концентрации дырок в подложках приводит к приблизительно равному увеличению проводимости каналов МДП-транзисторов и, как следствие, - к увеличению стоковых токов. При включении магнитного поля происходит перераспределение концентрации дырок в базе, что ведёт для одного транзистора к увеличению, а для другого - к уменьшению проводимости канала. Одновременно, как и в [131], происходит смещение потенциалов подложек МДП-транзисторов потенциалом холловского поля.

В нашем случае, благодаря гальванической связи между электродами HE_1 и G_1 (HE_2 и G_2) этим потенциалом смещаются также затворы МДП-транзисторов. В результате совместного действия всех трёх названных факторов возникает разность выходных (стоковых) токов, которая, как и в случае с ДМТ, несёт информацию о величине и знаке магнитного поля.

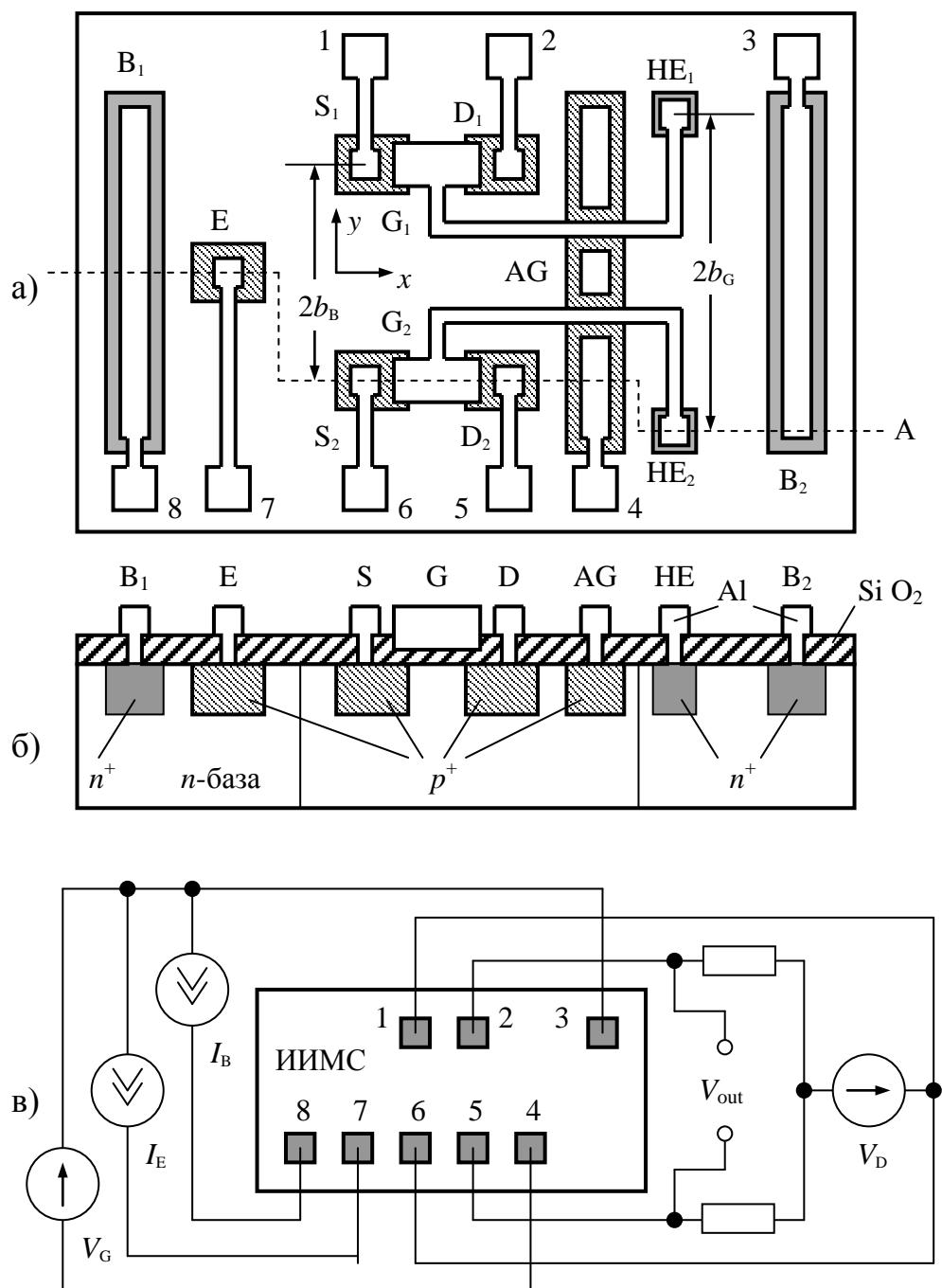


Рис. 4.4. Инжекционно-инверсионная магниточувствительная структура

Вид сверху (а); сечение по АА (б) и схема включения (в)

В описанном варианте ИИМС отсутствует возможность регулировки степени инверсии в канале независимо от прочих параметров, поскольку напряжение на затворе оказывается в прямой зависимости одновременно как от базового тока, так и от сопротивления базы, которое может изменяться инжектированным зарядом. Тем самым затрудняется реализация желаемого электрического режима структуры. Кроме того, повышение концентрации неосновных носителей вследствие инжекции приводит к определённому снижению холловской ЭДС, что влечёт за собой снижение магниточувствительности. Оба этих недостатка устраняются введением в структуру дополнительного затвора AG в виде обратно смещённого *pn*-перехода согласно [134]. При изготовлении структуры в слое, нанесенном на изоляционную подложку, под электродом AG образуется канал, подобный каналу полевого транзистора с управляющим *pn*-переходом. Меняя напряжение источника V_G (рис. 4.4, в), можно менять сопротивление участка базы между МДП-транзисторами и холловскими электродами, устанавливая при любом базовом токе необходимое смещение затворов этих транзисторов. Одновременно этот обратно смещённый переход AG экстрагирует инжектированные дырки, отсутствие которых в пространстве между холловскими электродами позволяет получить максимальную чувствительность при управлении МДП-транзисторами по затвору.

4.2.2. Технология изготовления и экспериментальное исследование ИИМС

ИИМС изготавливались из монокристаллического кремния *n*-типа, легированного фосфором, с плоскостью ориентации кристалла (100). Удельное сопротивление кристаллов при комнатной температуре составляло $3,5 \div 4,0 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, плотность дислокаций – от 10^3 до 10^4 см^{-2} .

С целью геттерирования и удаления неконтролируемой примеси на границе раздела Si-SiO₂ первично выращенный термический окисел толщиной $0,3 \div 0,5 \text{ мкм}$ стравливался, после чего проводилось повторное окисление для создания бездефектного маскирующего слоя SiO₂ толщиной

0.6 ÷ 0.8 мкм. Нерабочая сторона пластин подвергалась шлифовке и травлению стандартным травителем по кремнию для создания условий геттера дефектов на нерабочей стороне структур.

Химические и фотолитографические операции, а также процесс напыления Al проводились согласно типовой технологии в следующем порядке: диффузия бора – диффузия фосфора – создание подзатворного окисла – напыление алюминия – травление алюминия – пиролитическое окисление – удаление окисла с контактных площадок. Локальное легирование фосфором (глубина $1,5 \pm 0,5$ мкм) и бором ($4 \pm 0,5$ мкм) использовалось для формирования омических контактов к базовой пластине и областей стоков/истоков соответственно.

Подзатворный диэлектрик создавался окислением поверхности Si в парах HCl, что, как известно, обеспечивает зарядовую стабильность при минимальной величине суммарной плотности заряда. Так, присутствие хлора позволяет устранять возникающие при термическом окислении дефекты упаковки, а также понижать дефектность границы раздела Si-SiO₂, уменьшая плотность поверхностных электронных состояний. Кроме того, хлор, связывая подвижные ионы щелочных металлов, устраняет один из основных источников электрической нестабильности. Толщина подзатворного окисла, полученного таким способом при температуре $T = 1150^\circ \text{C}$, составила 0.14 ± 0.02 мкм.

Полевой электрод формировался путём магнетронного напыления Al толщиной 1.2 мкм с последующим термоотжигом в среде H₂ при температуре 450° C.

Для защиты подзатворного окисла от пробоя зарядом статического электричества в структуре была сформирована пара вспомогательных МДП-транзисторов (на рис. 4.4 не показаны) - по одному на каждый из основных. Истоковая область *p*-типа каждого из вспомогательных транзисторов имеет омический контакт с базовой пластиной (*n*-тип), а стоковая область *p*-типа соединена с дорожкой металлизации, соединяющей затвор соответствующего основного МДП-транзистора с соответствующим холловским электродом. Одновременно эта дорожка служит затвором вспомогательного транзистора, канал которого за счёт большей, чем в основном транзисторе, толщины подзатворного окисла

индуцируется при более высоком отрицательном потенциале затвора ($60 \div 70$ В). В результате появляется гальваническая связь между дорожкой металлизации и базовой областью, что ведёт к стеканию заряда с затвора.

Для экспериментальной проверки работоспособности описанных ИИМС (без электрода AG) была изготовлена опытная партия образцов, сформированных на монокристаллах *n*-кремния с удельным сопротивлением 4 Ом*см размером 1.5*2 мм. Размеры омических контактов B_1 и B_2 составляли (по фотошаблону) 40*920 мкм, эмиттера – 40*40 мкм, областей стока, истока и затвора – по 60*60 мкм; холловских электродов – 30*30 мкм. Координаты центров симметрии элементов структуры (начало координат – в центре электрода B_1) приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1

Название	X, мкм	Y, мкм
Базовые контакты	1320	0
Холловские электроды	960	± 350
МДП-транзисторы	530	± 180
Эмиттер	360	0

Для сравнения характеристик ИИМС и ДМТ испытываемая структура первоначально включалась согласно рис. 4.4, в (режим "ИИМС"), после чего истоки МДП-транзисторов отключались друг от друга и от источника напряжения V_D и каждый из них подключался к соответствующему стоку, а положительный полюс источника соединялся с электродом B_2 (режим "ДМТ"). Очевидно, что в последнем случае структура представляла собой ДМТ, каждый коллектор которого образован соединёнными между собой стоковой и истоковой областями соответствующего МДП-транзистора. Результаты измерений показали, что отношение эффективности преобразования в режиме "ИИМС" к той же величине в режиме "ДМТ" уменьшается с увеличением тока эмиттера и стокового тока транзисторов. Наибольшие зарегистрированные в эксперименте значения этого отношения превышали 2, в связи с чем возник интерес к теоретическим

исследованиям для выявления предельных преобразовательных возможностей рассматриваемой структуры.

4.2.3. Моделирование механизмов чувствительности ИИМС

Теоретическое исследование ИИМС будем проводить в предположении, что холловские электроды и МДП-транзисторы удалены от оси симметрии на одинаковые расстояния b . Важно отметить, что, как видно из рис. 4.4, цепь питания базы (источники тока I_B и I_E) может электрически сообщаться с цепью питания МДП-транзисторов (источник напряжения V_D) лишь через слой объёмного заряда в подложке. Тем самым исключается токоперенос из подложки в канал или в сток, что позволяет считать канал находящимся в квазиравновесии с подложкой и рассматривать процессы в канале и в подложке независимо друг от друга. В частности, появляется возможность пренебречь присутствием МДП-транзисторов при расчёте поля концентраций в базе, используя для этого соотношения из п. 3.2.2. Одновременно задача упрощается отсутствием в стоковом токе компоненты, обусловленной экстракцией инжектированных в базу дырок.

Известно, что ток стока МДП-транзистора I_D является функцией от напряжений исток-затвор V_G , исток-подложка V_B и исток-сток V_D , (под V_G , V_B и V_D будем понимать модули соответствующих величин, на самом деле отрицательных) а также от концентрации неосновных носителей в подложке p_B :

$$I_D = I_D(V_G, V_B, V_D, p_B). \quad (4.3)$$

Для сравнительного анализа эффективности каждого из указанных выше механизмов магниточувствительности определим эффективность преобразования при управлении проводимостью канала по подложке как

$$S_B = I_D^{-1} * \frac{\partial I_D}{\partial V_B} * \frac{dV_B}{dB} \Big|_{B=0}, \quad (4.4)$$

при управлении по затвору – как

$$S_G = I_D^{-1} * \frac{\partial I_D}{\partial V_G} * \frac{dV_G}{dB} \Big|_{B=0}, \quad (4.5)$$

и при управлении перераспределением концентрации – как

$$S_p = I_D^{-1} * \frac{\partial I_D}{\partial p_B} * \frac{dp_B}{dB} \Big|_{B=0}. \quad (4.6)$$

Частные производные в (4.4)...(4.5) определим на основе модели заряженных слоёв для длинноканальных МДП-транзисторов [135]. Согласно этой модели, с учётом потенциала подложки [136], для тока стока имеем

$$\begin{aligned} I_D = \Omega * \{ & (\beta V_G + 1) * (\beta \varphi_{sL} - \beta \varphi_{s0}) - \frac{1}{2} [(\beta \varphi_{sL})^2 - (\beta \varphi_{s0})^2] - \\ & - A * \frac{2}{3} [(\beta \varphi_{sL} - \beta V_B - 1)^{3/2} - (\beta \varphi_{s0} - \beta V_B - 1)^{3/2}] + \\ & + A * [(\beta \varphi_{sL} - \beta V_B - 1)^{1/2} - (\beta \varphi_{s0} - \beta V_B - 1)^{1/2}] \}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

где $\Omega = (h_c / L_c) * (\mu_c C_{ox} / \beta^2)$; h_c и L_c – соответственно ширина и длина канала МДП-транзистора; μ_c – эффективная подвижность дырок в канале, C_{ox} – удельная (рассчитанная на единицу поверхности) ёмкость диэлектрика; $\beta \equiv \varphi_T^{-1}$ – обратный температурный потенциал; φ_{s0} и φ_{sL} – абсолютные величины поверхностных потенциалов на истоковом и стоковом концах канала соответственно (следует помнить, что сами эти величины отрицательны); $A = \sqrt{2} * eN\beta L_n / C_{ox}$ – константа МДП-структуры; N – концентрация легирующей примеси в подложке; $L_n = (\varepsilon \varepsilon_0 / eN\beta)^{1/2}$ – дебаевская длина для объёма подложки; ε_0 – электрическая постоянная; ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

При использовании выражения (4.7) следует иметь в виду отмеченные в [135] трудности, связанные с установлением связи между φ_{sL} и V_D . Поэтому здесь ограничимся лишь практически важным случаем больших значений V_D , обеспечивающих насыщение стокового тока. При этом можно принять $\varphi_{sL} = \varphi_{sat}$, где φ_{sat} определяется выражением [135]

$$\beta V_G - \beta \varphi_{sat} = A * (\beta \varphi_{sat} - 1)^{1/2}. \quad (4.8)$$

Если в (4.4) частная производная определяется непосредственным дифференцированием выражения (4.7) по V_B , приводя к результату

$$\begin{aligned} S_B = A \{ & (\beta \varphi_{sL} - 1)^{1/2} - (\beta \varphi_{s0} - 1)^{1/2} - \\ & - \frac{1}{2} [(\beta \varphi_{sL} - 1)^{-1/2} - (\beta \varphi_{s0} - 1)^{-1/2}] \} * \frac{dV_B}{dB} \Big|_{B=0}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

то в остальных случаях следует определить зависимость I_D от концентрации неравновесных носителей в подложке.

Согласно [135], концентрация носителей в подложке входит в выражение для φ_{s0} , которое в приближении плавного канала получается из решения одномерного уравнения Пуассона. Решая это уравнение для избыточной концентрации дырок в подложке p_B при условии электронейтральности в объёме, получаем аналог формулы (12) из [135]:

$$\beta V_G - \beta \varphi_{s0} = A * \Phi(\beta \varphi_{s0}, \zeta), \quad (4.10, a)$$

где

$$\Phi(\beta \varphi_{s0}, \zeta) = \left\{ (1 + \zeta) * [\exp(-\beta \varphi_{s0}) - 1] + \left[\left(\frac{n_i}{N} \right)^2 + \zeta \right] * [\exp(\beta \varphi_{s0}) - 1] + \beta \varphi_{s0} \right\}; \quad (4.10, б)$$

$\zeta \equiv p_B / N$; n_i – собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике.

Исключив теперь из рассмотрения потенциал подложки и представив (4.3) с учётом (4.7), (4.8), (4.10) в виде

$$I_D = I_D [V_G, \varphi_{s0}(V_G), \varphi_{sat}(V_G)],$$

вместо (4.5) получаем

$$S_G = I_D^{-1} * \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_G} + \frac{\partial I_D}{\partial \varphi_{s0}} * \frac{\partial \varphi_{s0}}{\partial V_G} + \frac{\partial I_D}{\partial \varphi_{sat}} * \frac{\partial \varphi_{sat}}{\partial V_G} \right) * \frac{dV_G}{dB} \Big|_{B=0}, \quad (4.11)$$

Дифференцирование (4.10) как неявной функции от V_G и φ_{s0} , а (4.8) – от V_G и φ_{sat} , даёт

$$\frac{\partial \varphi_{s0}}{\partial V_G} = \left\{ 1 + \frac{A}{2} * \frac{\left[\left(\frac{n_i}{N} \right)^2 + \zeta \right] * \exp(\beta \varphi_{s0}) - (1 + \zeta) * \exp(-\beta \varphi_{s0}) + 1}{\Phi(\beta \varphi_{s0}, \zeta)} \right\}^{-1} \quad (4.12)$$

и

$$\frac{\partial \varphi_{sat}}{\partial V_G} = 1 - \left[\frac{4}{A^2} (\beta V_G - 1) + 1 \right]^{-1/2}. \quad (4.13)$$

После непосредственного дифференцирования (4.9) имеем

$$\frac{\partial I_D}{\partial V_G} = \Omega \beta * (\beta \varphi_{sat} - \beta \varphi_{s0}); \quad (4.14, a)$$

$$\frac{\partial I_D}{\partial \varphi_{s0}} = -\Omega \beta \Psi(\beta \varphi_{s0}) ; \quad (4.14, \text{б})$$

$$\frac{\partial I_D}{\partial \varphi_{sat}} = \Omega \beta \Psi(\beta \varphi_{sat}), \quad (4.14, \text{в})$$

где

$$\Psi(u) = \beta V_G + 1 - u + A \left[\frac{1}{2} (u-1)^{-1/2} - (u-1)^{1/2} \right]. \quad (4.14, \text{г})$$

Учитывая, наконец, что

$$\left. \frac{dV_G}{dB} \right|_{B=0} = \mu_n^* E_0 b_G ; \quad (4.15, \text{а})$$

$$\left. \frac{dV_B}{dB} \right|_{B=0} = \mu_n^* E_0 b_B , \quad (4.15, \text{б})$$

получаем возможность определения S_B и S_G согласно (4.9), (4.11).

Для получения S_p учтём, что в (4.3) от p_B зависит лишь φ_{s0} . Тогда, выражение (4.6) можно представить в виде

$$S_p = I_D^{-1} * \frac{\partial I_D}{\partial \varphi_{s0}} * \frac{\partial \varphi_{s0}}{\partial p_B} * p_B \left(p_B^{-1} \left. \frac{dp_B}{dB} \right|_{B=0} \right). \quad (4.16)$$

Второй сомножитель в правой части (4.16) определяем в соответствии с (4.14, б), а третий – дифференцированием (4.10, б) как неявной функции от φ_{s0} и p_B при $V_G = \text{const}$. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{s0}}{\partial p_B} &= \frac{1}{N} * \\ &* \frac{ch(\beta \varphi_{s0}) - 1}{\Phi(\beta \varphi_{s0}, \zeta) + \frac{A}{2} * \left\{ \left[\left(\frac{n_i}{N} \right)^2 + \zeta \right] * \exp(\beta \varphi_{s0}) - (1 + \zeta) * \exp(-\beta \varphi_{s0}) + 1 \right\}}. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Как показывают результаты вычислений [137], выполненных на основании (4.4)..(4.6) с учётом (4.8)..(4.17), доминирующий вклад в магниточувствительность даёт S_p . Однако особый интерес для нас представляет сравнение значений S_B , S_G и S_p с эффективностью преобразования магнитотранзистора S_R . В этой связи определим отношения эффективностей рассматриваемых механизмов чувствительности к S_R :

$$S_{BR} = S_B / S_R ; \quad S_{GR} = S_G / S_R ; \quad S_{pR} = S_p / S_R . \quad (4.18)$$

Сразу отметим, что выражение в круглых скобках (4.16) уже по определению равно S_R , причём вне зависимости от каких-либо особенностей структуры. Далее отметим, что в выражениях (4.18) правые части равенств можно переписать как S_R / β , если под S_R понимать эффективность ДМТ с предельно широким эмиттером. Именно этот случай мы и будем рассматривать, помня, однако, что для ДМТ с узким эмиттером значение S_R следует выбирать несколько (не более, чем в γ раз, см. п. 3.2.2) меньшим. Таким образом, выражения для S_{BR} и S_{GR} получаются простой заменой в (4.9) и (4.11) производных по индукции на величину $1/\beta$, а для S_{pR} – отбрасыванием в (4.16) сомножителя в круглых скобках.

Важно помнить, что используемые формулы, полученные на основании (4.7), для малых затворных напряжений становятся непригодными для практических расчётов: поскольку в области слабой инверсии имеет место $\varphi_{s0} \approx \varphi_{sat}$ [135], разности в квадратных скобках выражения (4.7) не поддаются непосредственному вычислению с удовлетворительной точностью. Ток стока в предпороговом режиме описывается выражением [135, 136], которому можно придать вид

$$I_D = \Omega * \frac{Ap_B}{2N} * \frac{\exp(\beta\varphi_{sat})}{\sqrt{\beta\varphi_{sat} - \beta V_G - 1}} * [1 - \exp(-\beta V_G)]. \quad (4.19)$$

Тогда, подобно вышеизложенному, для режима насыщения получаем [138]:

$$S_{BR} = \left[1 - \frac{1}{2(\beta\varphi_{sat} - 1)} \right] * \frac{2}{\sqrt{\beta\varphi_{sat} - 1} + A} + \frac{1}{2(\beta\varphi_{sat} - 1)}; \quad (4.20, a)$$

$$S_{GR} = \left[1 - \frac{1}{2(\beta\varphi_{sat} - 1)} \right] * \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\beta\varphi_{sat} - 1} + A} \right); \quad (4.20, б)$$

$$S_{pR} = 1. \quad (4.20, в)$$

Результаты вычислений по формулам (4.7)...(4.18) и (4.20) иллюстрируются графиками на рис. 4.5. Кривые изображают зависимости S_{BR} , S_{GR} и S_{pR} от напряжения затвор-исток для различных концентраций инжектированных носителей в подложках МДП-транзисторов.

Обращает на себя внимание тот факт, что во всех режимах S_{pR} имеет наибольшее значение. Сопоставление теоретически рассчитанных значений величины $S_{BR} + S_{GR} + S_{pR}$ с экспериментальными обнаружило соответствие результатов с точностью до 8% (при погрешности

эксперимента около 3%) для $\zeta \leq 0.1$. При $\zeta > 0.1$ экспериментальные данные в сравнении с теоретическими оказались заниженными, что представляется естественным при учёте модуляции сопротивления базы инжектированным зарядом.

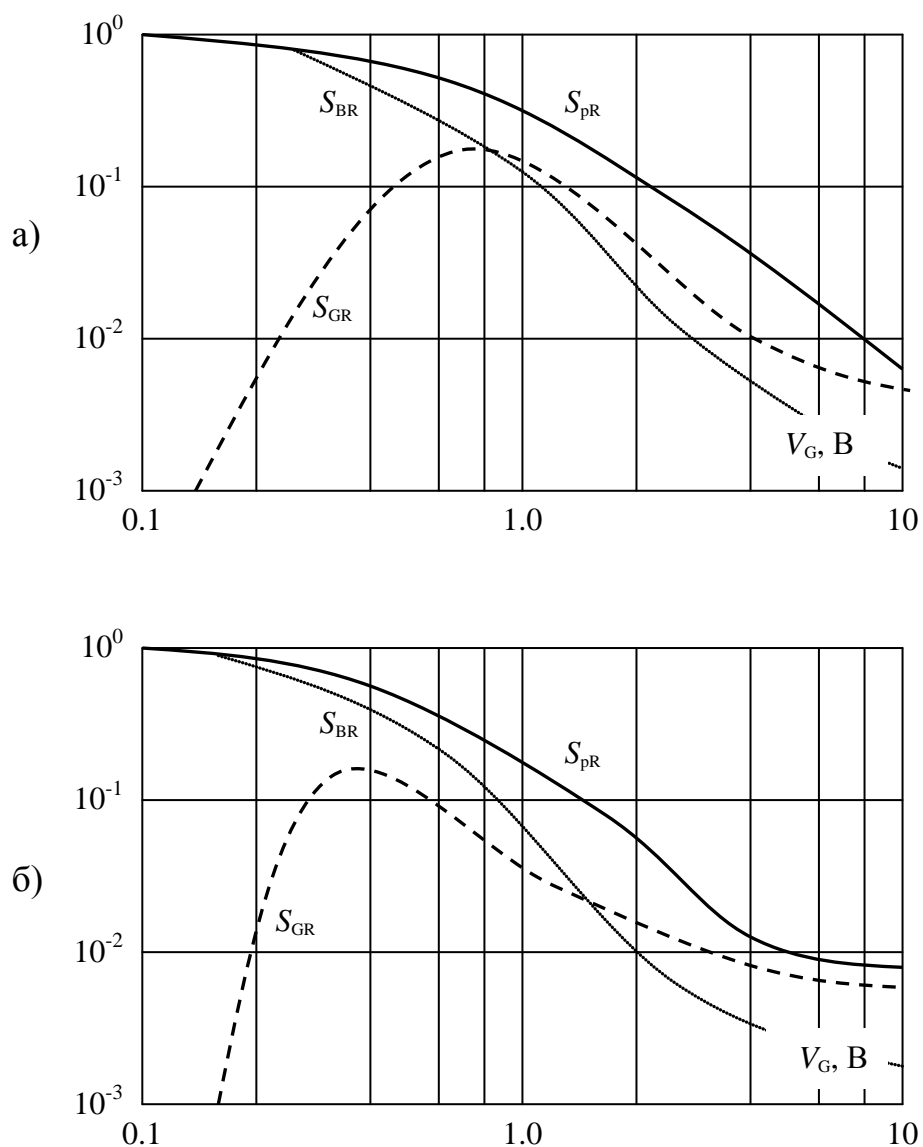


Рис. 4.5. Зависимость составляющих магниточувствительности ИИМС от напряжения на затворе
 $a - \zeta = 10^{-8}$; $б - \zeta = 10^{-1}$

На рис. 4.6 показаны расчётные температурные зависимости абсолютной чувствительности ИИМС

$$S_A \equiv \left. \frac{\partial I_D}{\partial B} \right|_{B=0} = (S_{pR} + S_{pR} + S_{pR}) * S_R I_D ,$$

значения которой отнесены к S_A , рассчитанной для $T = 293\text{K}$.

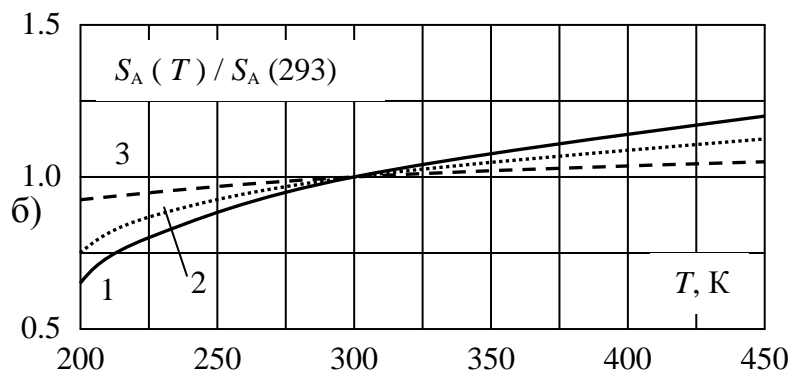
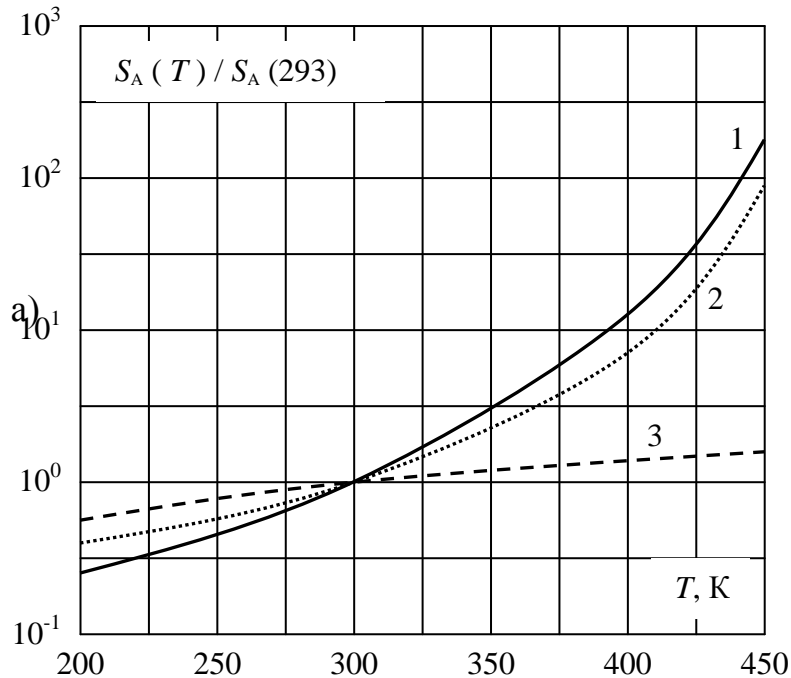


Рис. 4.6. Температурные зависимости абсолютной чувствительности ИИМС для различных концентраций инжектированных носителей в подложке

$a - V_G = 0.4 \text{ В}; \quad б - V_G = 0.4 \text{ В}; \quad 1 - \zeta = 10^{-8}; \quad 2 - \zeta = 3 \cdot 10^{-5}; \quad 3 - \zeta = 0.1$

Предполагалось, что $I_B, I_E = \text{const}$, и что $I_D \propto \mu_p, V_G \propto \mu_n^{-1}$. Последняя зависимость обусловлена тем, что V_G создаётся за счёт падения напряжения на участке базы между холловскими электродами и МДП-транзисторами. Это падение напряжения при питании постоянным током пропорционально сопротивлению указанного участка, которое, в свою

очередь, обратно пропорционально подвижности носителей. В расчёте было принято $\mu_p \propto T^{-2.20}$; $\mu_n \propto T^{-2.42}$ [102]. Видно, что для ИИМС характерен положительный температурный коэффициент чувствительности в самых различных режимах работы.

Очевидной специфической особенностью ИИМС как БМС является существенное, вообще говоря, влияние приповерхностных дефектов на параметры переноса носителей в канале. Как видно из предыдущего, важнейшим из таких параметров у нас является подвижность носителей. При исследовании процесса рассеяния носителей зарядов от границы раздела диоксид кремния-кремний установлено, что расстояния, на которых происходят процессы рассеяния от границы, намного меньше, чем толщины области разупорядоченного кремния и области дислокационных сеток [159]. В этом случае, процессами рассеяния носителей зарядов от границы раздела по сравнению с процессами фононного рассеяния и рассеяния от дислокаций обнаруженной плотности можно пренебречь.

Анализируя выражения для эффективности преобразования (4.4)...(4.6), можно отметить, что h_c , L_c и C_{ox} определяются геометрическими размерами структуры и хорошо контролируются и воспроизводятся, а влияние точечных и структурных дефектов сводится, в основном, к изменению результирующей подвижности носителей зарядов в канале МОП-транзистора и градиента dp_B / dB .

Применяя приведенный анализ по изучению влияния дефектов на вольтамперные характеристики МОП-систем к магниточувствительным системам с управляющими МОП-транзисторами можно сделать вывод, что дефекты дислокационного типа при определенной концентрации, преципитированные, в основном, кислородом, влияют на результирующую подвижность и не влияют на распределения легирующей примеси по поверхности и по глубине пластины, а значит на dp_B / dB [160]. На эту зависимость влияет слоистая структура пластины, которая волнообразно распределяет легирующую примесь по поверхности пластины и макродефекты, которые создают для легирующей примеси эффективные противодиффузионные барьеры.

Анализ влияния дефектов на вольт-амперные характеристики МОП-систем [160] показал, что отклонение экспериментальных

характеристик от теоретически рассчитанных характеристик обусловлено присутствием дислокационных сеток, находящихся в приповерхностной области кремния, и состоящих из преципитированных кислородом 60° дислокаций с увеличенной электрической активностью. Ширина области сильно разупорядоченного кремния намного меньше, чем ширина области, содержащая дислокационные сетки и поэтому проводимость и токоперенос через область разупорядоченного кремния не учитывались. В общем случае, когда ширины области разупорядоченного кремния и областей, содержащих дислокационные сетки соизмеримы и проводимости указанных областей соизмеримы, возникает необходимость моделировать процесс токопереноса в полевых кремниевых МОП-системах, учитывая реальную структуру приповерхностной области кремния, в которой осуществляется токоперенос.

5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МТС В СОСТАВЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

5.1. Возможные области и особенности применения МТС

Отмечавшиеся выше достоинства МТС обусловили широкий практический интерес к ним как к первичным преобразователям магнитного поля в устройствах различного функционального назначения [139...143]. Имеются сведения о налаженном производстве устройств на основе МТС для промышленных (<http://www.introsco.ru/working1.html>, <http://www.introsco.ru/working2.html>) и даже для учебных (<http://www.rosuchpribor.ru/russian/school/phys-school/phys-dem/dem-eldin/indukc.html>) целей.

Технические устройства, работающие на основе полупроводниковых преобразователей магнитного поля, будем, следуя [144], классифицировать по назначению преобразователя в этих устройствах и в соответствии с этим по режиму его работы. Классификация позволяет унифицировать преобразователи и определять рациональный минимум их номенклатуры в условиях серийного выпуска. По такой классификации все устройства разбиваются на три группы.

Назначением преобразователя устройств первой группы является индикация магнитной индукции. Управляющий ток i_1 (для униполярных структур; для МТС – ток базы $I_{ВВ}$ или, что по существу то же, напряженность ускоряющего поля) в этом случае неизменен, причем в общем случае он может быть как постоянным, так и переменным. Как правило, i_1 имеет максимальное значение, ограничиваемое условиями допустимого нагрева прибора. Функция преобразователя может быть нелинейной, однако чувствительность к магнитному полю должна быть по возможности более высокой. В данной группе устройств принято использовать преобразователь Холла, магниторезистор, магнитодиод и ГМР-преобразователь, причем нельзя однозначно сказать, какой из них является более предпочтительным. Вопрос выбора вида преобразователя

решается на основании сопоставления функционального назначения устройства, конструктивных, технологических, экономических и других факторов.

К первой группе устройств относятся: бесконтактные двигатели постоянного тока [145...147]; бесконтактные реле; индикаторы положения перемещающихся предметов [105, 149]; устройства для измерения давления и силы [150]; бесконтактные клавиши для ручного ввода информации [151, 109]; преобразователи угла поворота типа «вал-цифра» [144]; считывающие элементы в твердотельных запоминающих, переключающих и логических устройствах, использующих цилиндрические магнитные домены, бесконтактные коммутаторы и др. [152]. Отметим, что во всех перечисленных устройствах холловские преобразователи находят применение в первую очередь.

Ко второй группе относятся устройства, в которых преобразователи магнитного поля служат для измерения магнитной индукции, воздействующей на них. В этом случае через преобразователь должен проходить ток i_1 постоянного значения, а выходной сигнал должен быть прямо пропорционален значению магнитной индукции. Последнее требует линейности функции преобразования. Исходя из свойств преобразователей, наиболее предпочтительным является использование преобразователей Холла из полупроводниковых материалов, имеющих слабую зависимость постоянной Холла от магнитной индукции, хотя в некоторых случаях используют ГМР-преобразователи и магниторезисторы [144].

К этой группе относятся [62, 144, 153, 154] измерители напряженности магнитных полей; измерители электрических токов и сопротивлений; измерители очень малых перемещений; сельсины; устройства для магнитодефектоскопии; воспроизводящие магнитофонные головки; головки для считывания информации, записанной на магнитных носителях и др.

К третьей группе относятся устройства, в которых используется свойство преобразователей магнитного поля служить аналоговым перемножителем двух подаваемых на его вход электрических сигналов. Выходное напряжение u_2 пропорционально произведению управляющего

тока i_1 на индукцию B (в случае ДМТ первым двум величинам соответствуют ΔI_C и E_0), которая, в свою очередь, пропорциональна току через катушку электромагнита

$$u_2 = k_1 i_1 B ,$$

где k_1 – коэффициент преобразования. Очевидно, что в случае ДМТ записанному соотношению соответствует

$$\Delta I_C = S_R \propto I_E B = k_1 E_0 B , \quad (5.1, a)$$

где

$$k_1 = \mu_{eff}^* \propto I_E b / \varphi_T . \quad (5.1, б)$$

Таким образом, входные сигналы i_1 и B (E_0 и B) могут изменяться, а коэффициент преобразования должен сохраняться по возможности постоянным в заданном динамическом диапазоне.

Перемножительные свойства преобразователей магнитного поля эффективно используются при построении аналоговых математических блоков, реализующих помимо операции перемножения двух величин также операции возведения в степень, извлечения корня, деления. К этой же группе относятся измерители электрической мощности и энергии; измерители механической мощности; измерители электромагнитной мощности электрических машин; смесители и преобразователи частот; анализаторы периодических и случайных процессов и др. [155, 156, 157, 62].

Из приведенного рассмотрения видно, что *все* технические задачи, связанные с применением гальваномагнитных преобразователей, наиболее эффективно решаются при использовании именно датчиков Холла в качестве таких преобразователей [158].

Очевидно, что наиболее близкими конструктивными аналогами датчиков Холла, способными заменить их почти во всех областях применений, среди МТС являются дрейфовые ДМТ с поперечной магнитной осью. Единственным частичным ограничением в отношении такой замены является использование ДМТ в аналоговых перемножителях. Как следует из (5.1), при перемножении величин E_0 и B возникают две проблемы:

- необходимость обеспечения постоянства коэффициента преобразования, пропорционального коэффициента передачи, который, вообще говоря, зависит от E_0 ;
- необходимость сохранения знака самой величины E_0 .

Первая проблема снимается при использовании «длинных» структур и слабых ускоряющих полей, когда выполняется условие (3.54) и магниточувствительность определяется механизмом модуляции эффективной длины базы. Вторая же, существенная физически, принципиально ограничивает использование ДМТ в перемножителях условием знакопостоянства величины E_0 .

Таким образом, с учетом сделанной оговорки, ДМТ с поперечной осью могут использоваться во всех перечисленных выше устройствах. При этом, благодаря физической специфике ДМТ как экстракционных структур, без существенных конструктивно-технологических усложнений (а зачастую – с одновременным упрощением) удастся, с одной стороны, расширить функциональные возможности таких устройств, а с другой – достичь улучшения их эксплуатационных характеристик. Одним из явных преимуществ ДМТ в смысле таких улучшений является высокий выходной импеданс, повышающий, как уже отмечалось, помехоустойчивость преобразовательной системы при необходимости размещения чувствительного элемента вдали от схемы обработки сигнала.

Еще одно важное преимущество ДМТ состоит в технологической простоте создания структур с несколькими выходами. Это свойство оказывается весьма полезным при регистрации механических перемещений ферромагнитных тел, когда полезное возмущение магнитного поля ΔB мало по сравнению с его фоновым значением B_0 . Например, при вращении зубчатых колес для этих величин характерны значения соответственно 100 и $1500 \div 3500$ Гс, что для уверенного разрешения требует применения дифференциальных пар датчиков в интегральном исполнении [105]. Если в случае холловских датчиков для этого требуется специальная технология, что связано с необходимостью электрической развязки элементов, то при использовании ДМТ такая задача решается лишь соответствующим выбором геометрии.

5.2. Реализация функциональных устройств на основе МТС

5.2.1. Бесконтактное реле тока

В настоящее время широкий практический интерес привлекают лишь интегральные (совмещённые со схемой обработки сигнала на едином чипе) датчики. Тем не менее, одной из необходимых стадий разработки таких датчиков является исследование их аналогов, выполненных на дискретных элементах. В этой связи рассмотрим ряд магниточувствительных устройств различного функционального назначения с ДМТ в качестве базового элемента.

На рис. 5.1 показаны устройство и электронная схема бесконтактного реле тока [161]. Реле состоит из индуктора магнитного поля, ДМТ и усилителя (см. рис. 5.1, *а*). Индуктор представляет собой ферритовое (марка 2000) кольцо с намотанными на него 1000 витков провода $\varnothing 0.1$ мм и с зазором 2 мм, в котором размещается ДМТ. В обмотку индуктора подводится ток возбуждения I_x . Эмиттерный ток магнитотранзистора задаётся источником VT_1 , R_1 (рис. 5.1, *б*), а базовый - как разность между током источника VT_2 , R_2 и эмиттерным. Кроме того, цепочкой VT_2 , R_2 устанавливается положительный потенциал базы, обеспечивающий необходимое обратное смещение коллекторных переходов. Нагрузочные сопротивления (транзисторы микросборки A_1 в совокупности с резисторами R_3 и R_1) имеют существенно нелинейную (бареттерного типа) ВАХ, что обеспечивает для дифференциального усилителя напряжения $VT_3 \dots VT_6$, R_5 , R_6 режим, близкий к компараторному. Помехоустойчивость схемы повышается заданием порога срабатывания в окончательном каскаде (стабилитрон VD_1). Поскольку быстродействие ДМТ имеет порядок $10^{-7} \div 10^{-6}$ с [116], а резонансная частота индуктора с приведенными данными оказалась равной 53 кГц, то очевидно, что быстродействие всего устройства определяется именно последней величиной и составляет, таким образом, приблизительно 20 мкс. при сопротивлении обмотки индуктора 150 Ом ток срабатывания составил 20 мА.

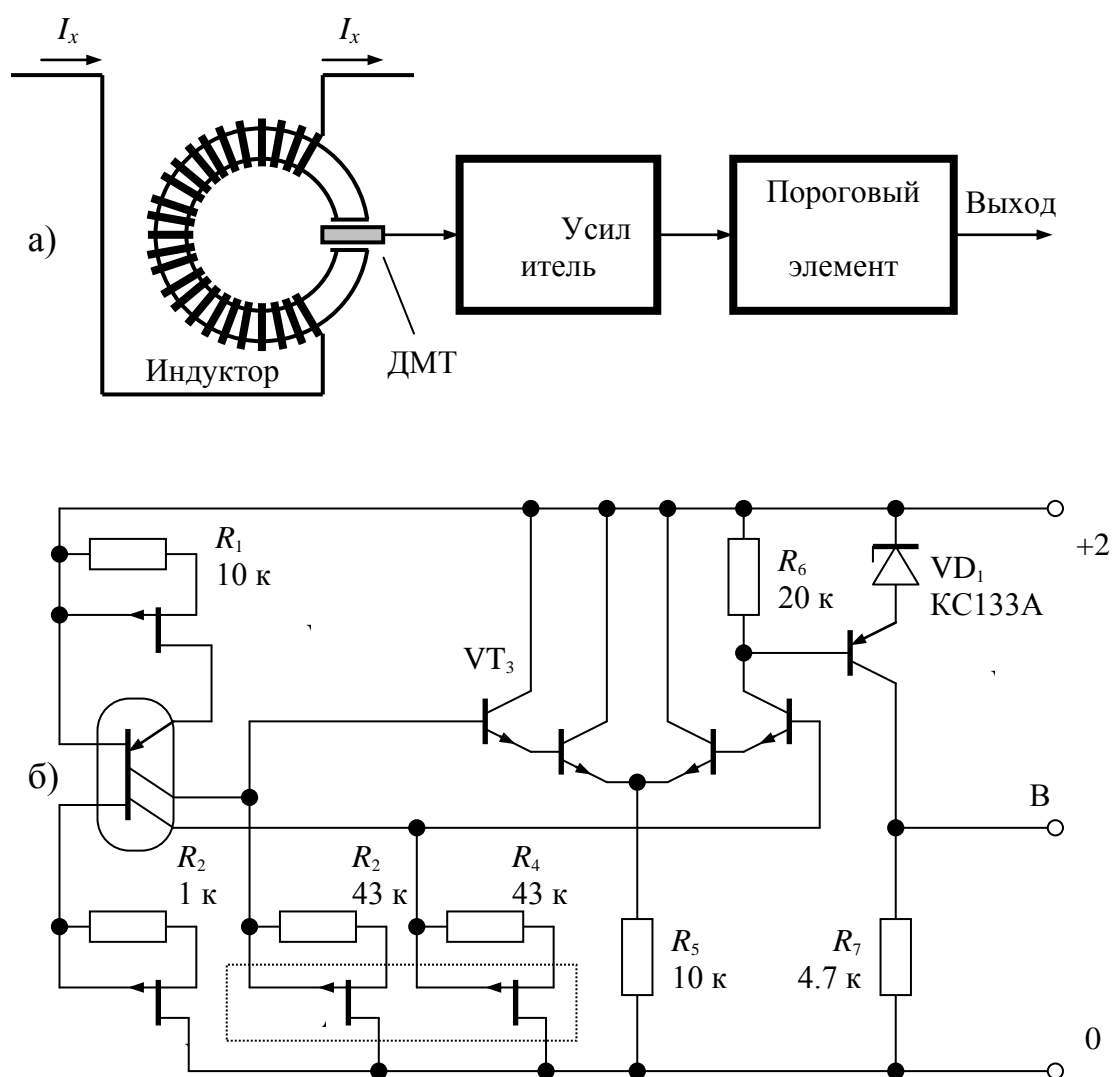


Рис. 5.1. Бесконтактное реле тока

а – схема взаимодействия узлов; б – схема принципиальная электрическая

Таким образом, такое бесконтактное реле имеет параметры управления не худшие, чем традиционные электромагнитные, но значительно выигрывает по сравнению с последними по быстродействию и надёжности. Очевидно также, что при заглублении порога срабатывания появляется возможность повышения быстродействия за счёт снижения индуктивности индуктора. Так, предельное быстродействие (порядка 10^{-6} с) достигается при срабатывании от линейного тока силой 20 А,

пропускаемого сквозь кольцо индуктора (условие минимума индуктивности).

5.2.2. Аналоговые устройства на основе ДМТ

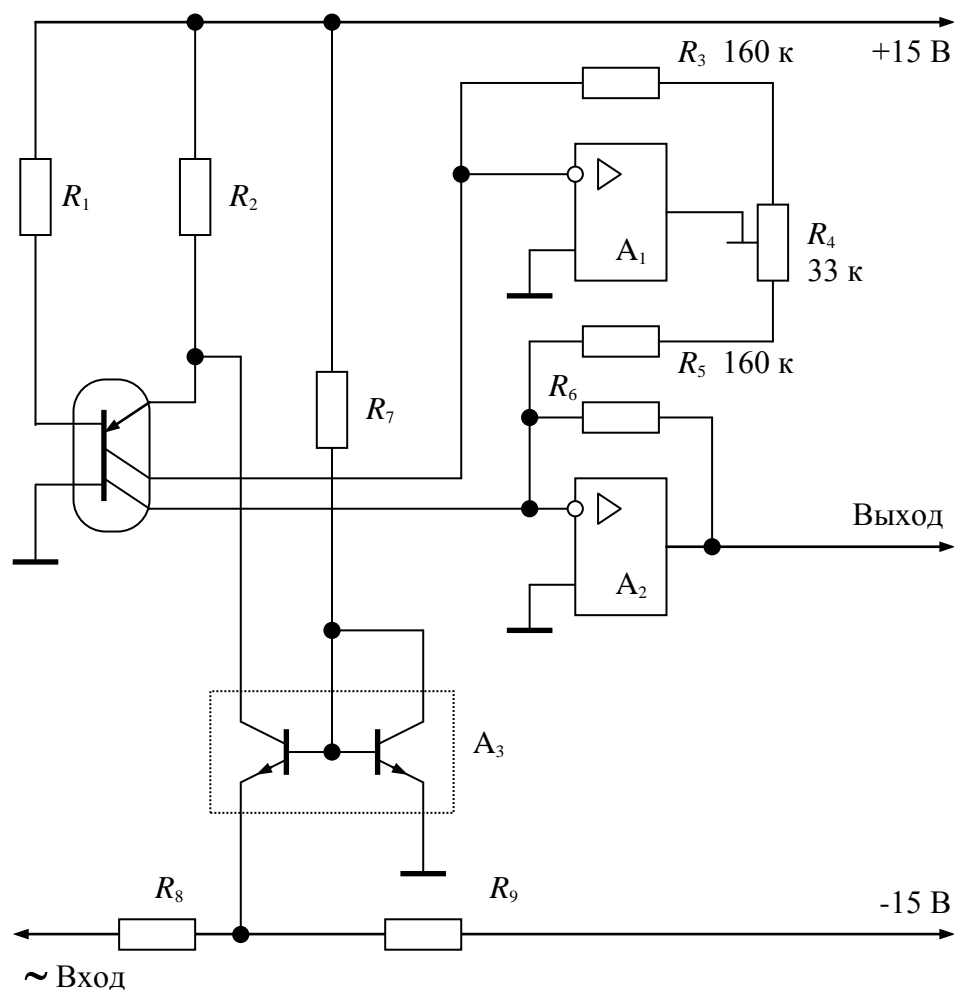


Рис. 5.2. Линейный преобразователь магнитной индукции

В [162] описано устройство магнетометра - линейного преобразователя магнитной индукции в напряжение (см. рис. 5.2). Резисторами $R_1 = 5.1$ и $R_2 = 15$ кОм задаются базовый (2 мА) и эмиттерный (0.8 мА) токи ДМТ. Операционный усилитель A_1 в совокупности с резисторами R_3 , R_4 , R_5 образует инвертор тока и, таким образом, на инверсном входе усилителя A_2 выделяется разность коллекторных токов магнитотранзистора. Регулировка R_4 позволяет

компенсировать остаточный сигнал ДМТ. A_2 с резистором R_6 образуют масштабный усилитель тока, причём величина этого резистора (здесь $R_6 = 10 \text{ МОм}$) определяет чувствительность магнетометра, которая при указанных на схеме номиналах составляет 35 мВ/Гс; эквивалентное магнитное поле, соответствующее температурному дрейфу в диапазоне от 0 до +50° С составило 10 Гс; верхний предел измерения, ограниченный 2% нелинейности, оказался равным 0.6 Тл. При установке ДМТ в зазор концентратора магнитной индукции, выполненного из двух заострённых на концах пермалловых стержней длиной по 70 мм и сечением 6*6 мм, чувствительность возрастает до 1.5 В/Гс. Если условия применения магнетометра допускают наличие на его выходе определённого постоянного уровня в отсутствии магнитного поля, усилитель целесообразно выполнять по схеме 5.3, в. Очевидно, что схема 5.6 за счёт подачи на нулевого потенциала на неинвертирующие входы усилителей A_1 , A_2 тоже обеспечивает фиксацию потенциалов на коллекторах ДМТ. В [162] описан также тахометр, регистрирующий скорость вращения диска по количеству проходов закреплённого на диске постоянного магнита мимо магнитотранзистора. Тахометр реализуется подачей сигнала с выхода схемы на триггер Шмитта и далее – на частотомер. Прохождение постоянного магнита, выполненного в виде куба со стороной 3 мм, уверенно регистрируется с расстояния 20 мм.

В [163] приведено описание электронного магнитоуправляемого регулятора амплитуды, получаемого введением в магнетометр [162] модулятора эмиттерного тока ДМТ (блок, состоящий из микросборки A_3 и резисторов $R_7 \dots R_9$ на рис. 5.2). Ток входного сигнала, поступающий через резистор R_8 , вместе с постоянной составляющей I_0 (ток через R_9) поступает на вход каскада с общей базой (эмиттер левого транзистора A_3) и оттуда - в эмиттерную цепь магнитотранзистора. Ввиду того, что здесь из эмиттерного тока ДМТ вычитается I_0 , для восстановления прежнего режима магнетометра величина R_2 уменьшена до 7.5 кОм. Цепочка, состоящая из R_7 и правого транзистора A_3 , служит для компенсации постоянного уровня входной цепи - падения напряжения на эмиттерном переходе левого транзистора A_3 . В отсутствии магнитного поля переменные составляющие коллекторных токов равны между собой и

сигнал на выходе схемы отсутствует. При включении магнитного поля амплитуды этих составляющих получают различные по знаку приращения и на выходе появляется переменное напряжение $V_{out} = k V_{in}$, где V_{in} - амплитуда входного напряжения; $k = (R_6 / R_8) * (\alpha_1 - \alpha_2)$ - коэффициент передачи устройства; α_1 и α_2 - зависящие от индукции внешнего магнитного поля коэффициенты передачи тока в коллекторы ДМТ. Очевидно, что смена направления магнитного поля приведёт лишь к перевороту фазы выходного сигнала. Для $R_6 = 1$ МОм показанная на рис. 5.2 схема обеспечивает изменение k по модулю от 0 до 1 в полях от 0 до 0.05 Тл при входном сопротивлении 10 кОм и выходном - не более 1 Ом.

Весьма перспективно применение твердотельных датчиков магнитного поля в технике магнитной записи [164] – в качестве чувствительного элемента воспроизводящей магнитной головки. Чувствительный элемент при этом обычно располагается в заднем зазоре магнитопровода головки ([154, 165], рис. 5.3, а). Широко применяемые для этой цели датчики Холла в силу малого выходного сопротивления оказываются чувствительными к индукционной э.д.с., наводимой в холловской пластинке быстропеременными магнитными полями. Тем самым нарушается равномерность их амплитудно- и фазочастотных характеристик в области верхних частот. Так, легко показать, что отношение полезного сигнала (э.д.с. Холла) $V_H = \mu^* B E_0 b$ к индукционной наводке $V_i = S * \partial B / \partial t$, где S - площадь датчика, становится равным единице на частоте

$$f_0 = \frac{\mu^* E_0}{2\pi l_C}, \quad (5.2)$$

где l_C - длина кристалла (здесь принято, что напряжение наводки между холловскими электродами равно половине от циркуляции вихревого электрического поля по периметру датчика). Задаваясь значениями $\mu^* = 10^3 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$, $E_0 = 500 \text{ В/см}$ и $l_C = 0.1 \text{ см}$, имеем $f_0 = 800 \text{ кГц}$. Полученный результат свидетельствует о трудностях использования датчиков Холла в видеоголовках. ДМТ, обладая высоким выходным сопротивлением ($\sim 10^6 \text{ Ом}$), лишены указанного недостатка.

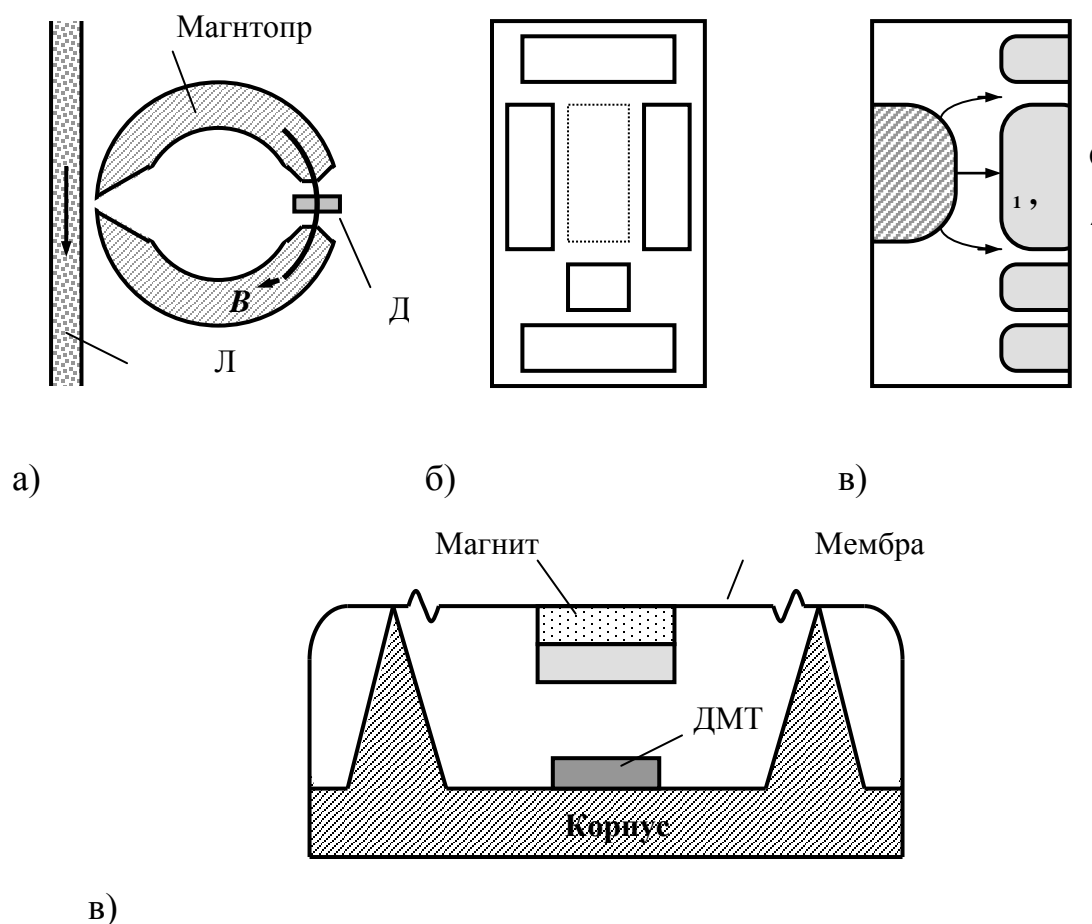


Рис. 5.3. Использование ДМТ в качестве чувствительного элемента магнитной головки и преобразователя давления

а – конструкция магнитной головки; б, в – вид сверху и проекция на боковую грань элементов ДМТ с концентратором М; г – конструкция измерительного преобразователя давления

В таблице 5.1 дано сравнение экспериментально полученных значений параметров ДМТ при нагружении коллекторов на сопротивления по 10 кОм с известными данными по датчикам Холла [165]. Из таблицы видно, что при практически равных значениях пороговой чувствительности ДМТ выигрывает перед датчиком Холла по потреблению тока и по размерам. Последнее обстоятельство особенно существенно при считывании многодорожечной магнитной записи.

Таблица 5.1.

Параметр	ДМТ	Датчик Холла [165]
Размеры, мм	$1 * 1 * 0.15$	$6 * 3 * 0.18$
Рабочий ток, мА	2.5	8.0
Чувствительность, В/Тл	0.8	1.16
Эквивалентный уровень шумов в полосе $0 \div 300$ кГц, Тл	$4 * 10^{-2}$	$4.3 * 10^{-6}$

Значительное снижение эквивалентного уровня шумов при использовании ДМТ для считывания магнитных записей достигается путём уменьшения зазора в магнитопроводе за счёт заполнения нерабочей части кристалла структуры ферромагнитным материалом [166]. С этой целью в донной поверхности кристалла посредством анизотропного травления создаётся U-канавка (тем самым предопределяется [167] ориентация подложки: $\langle 100 \rangle$), которая заполняется пастой из ферромагнитного порошка со связывающим материалом (рис. 5.3, б, в).

Замена датчика Холла магнитотранзистором позволила нам [168] повысить чувствительность известного датчика давления [169]. Работа такого датчика (рис. 5.3, г) основана на перемещении относительно ДМТ источника неоднородного магнитного поля (постоянный магнит), закреплённого на упругой мембране, под действием давления окружающей среды.

Широкое техническое применение датчики магнитного поля находят в качестве бесконтактных регистраторов линейных и угловых перемещений [147, 149]. Магнитная головка и преобразователь давления представляют собой, по сути, датчики линейного перемещения. Недостатком первого из них в этой роли является сложность магнитной системы, а второго - малый диапазон регистрируемых перемещений и нелинейность преобразования. Обоих недостатков лишён датчик линейных перемещений на основе матрицы из МЧС. Известен такой датчик, где в качестве МЧС используются магниторезисторы [170]. Однако в силу значительных размеров магниторезисторов пространственное разрешение такого датчика мало. Значительно лучшие результаты показывает матрица на основе ДМТ [171], поскольку, как уже упоминалось [25],

принципиальные ограничения на уменьшение размеров ДМТ отсутствуют. Датчик построен следующим образом. Постоянный магнит 1 перемещается вдоль кристалла 2 (рис. 5.4, а), на котором сформирована матрица из ДМТ (коллекторы 3, 5, 7, 9 и базы 4, 6, 8 на вскрытом участке).

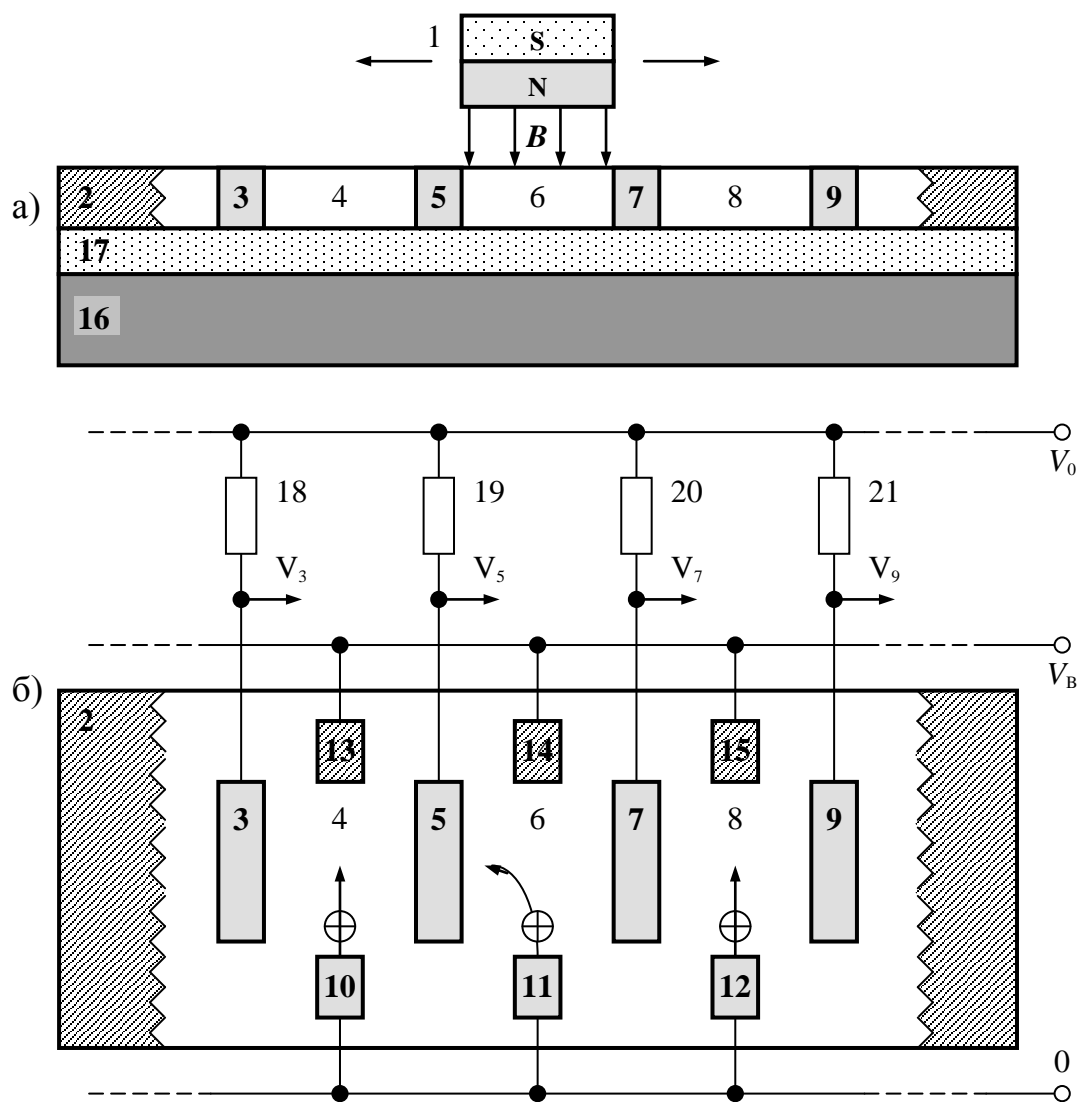


Рис. 5.4. Датчик линейного перемещения на основе матрицы из ДМТ
а – вид конструкции сбоку; б – вид кристалла сверху и схема включения

Показанные ДМТ содержат эмиттеры 10..12 и базовые контакты 13..15 (рис. 5.4, б), для упрощения показанные запитанными от одного

источника V_B . Кристалл размещается на магнитопроводе 16 и изолирован от него диэлектриком 17. Коллекторы через нагрузочные сопротивления 18..21 величиной R запитаны источником V_0 . Для каждого из выходных напряжений V_i ($i = 3, 5, 7, 9$) справедливо

$$V_i = V_{C0} + RS_A (B_R - B_L),$$

где V_{C0} - значение V_i при $B = 0$, а B_R и B_L - средние значения магнитной индукции в базах, расположенных соответственно справа и слева от данного коллектора. Информацию о перемещении магнита несёт величина $V_i - V_{C0}$, экстремальная в областях наибольшей неоднородности поля магнита 1. Очевидно, что такой способ отображения координаты магнита весьма однозначен и в принципе пригоден для регистрации перемещений любой величины, а конструкция магнитомеханической системы здесь предельно проста.

Условия применения датчиков часто требуют модуляции выходного сигнала - преобразования постоянного или квазистатического выходного уровня в переменное напряжение или ток, амплитуда которых должна быть пропорциональна величине этого уровня. Такая мера необходима для устранения остаточного сигнала последующего усилителя. Использование ДМТ в качестве первичного преобразователя позволило нам решить эту задачу наиболее простыми средствами [172]. Полезный эффект здесь достигается благодаря тому, что цепь $B_1 - E - B_2$ магнитотранзистора работает как однопереходный транзистор в автоколебательном режиме. При этом ток каждого из коллекторов пульсирует с амплитудой, пропорциональной индукции внешнего магнитного поля. В качестве полезного сигнала здесь, как и в статическом случае, используется разность текущих значений коллекторных токов.

5.2.3. Особенности применения магнитотириستоров и ИИМС

Наличие на ВАХ магнитотиристора участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением предопределяет использование этих датчиков в качестве магнитоуправляемых переключателей (МУП) [173]. МУП на основе ДМТ содержат, кроме самого ДМТ, специальную схему

усиления и формирования сигнала. По этой причине процент выхода годных МУП такого типа в интегральном исполнении сравнительно невысок, что делает магнитотристоры весьма перспективными базовыми структурами в данной области применений. Предельная простота конструкции таких интегральных переключателей сочетается с возможностью коммутации больших токов, величина которых ограничивается по сути лишь электрической прочностью выводов [174]. В работе [175] описан МУП на основе магнитотристора с эмиттером малого размера, обеспечивающий выключение ранее включенного плеча при смене направления магнитного поля. В случаях, когда условия применения требуют нечувствительности МУП к изменению этого направления, целесообразно использование магнитотристорных с соединёнными между собой катодами [176]. Все рассмотренные варианты магнитотристорных переключателей весьма технологичны, так как единственным дополнительным элементом таких МУП в интегральном исполнении является токоограничивающий резистор, допускающий широкий диапазон отклонений от номинала.

Наличие дополнительного фактора управления выходными токами в ИИМС (посредством одновременного или пораздельного изменения V) открывает новые функциональные возможности, реализуемые при отключении затворов МДП-транзисторов от холловских электродов и подключении их ко внешним электрическим цепям. При этом, естественно, эффективность преобразования ИИМС несколько снижается и в пределе может лишь незначительно превышать эффективность ДМТ, поскольку выводится из действия механизм управления по затвору. В простейшем случае указанная мера позволяет осуществлять балансировку выходных токов путём относительного изменения напряжений на затворах. Изменение напряжения на обоих затворах одновременно позволяет регулировать абсолютную чувствительность ИИМС, что, в свою очередь, открывает простую возможность для создания датчиков с электрически регулируемой чувствительностью.

5.3. Интегральный магнитоуправляемый переключатель на основе ДМТ

Магнитотиристоры, как уже указывалось, являются оптимальными базовыми структурами для магнитоуправляемых переключателей. Тем не менее технологический разброс их параметров (пороги включения и выключения) трудно контролируется, что ограничивает возможности их применения. Значительно лучшие в этом смысле результаты показывает интегральный магнитоуправляемый переключатель на основе ДМТ.

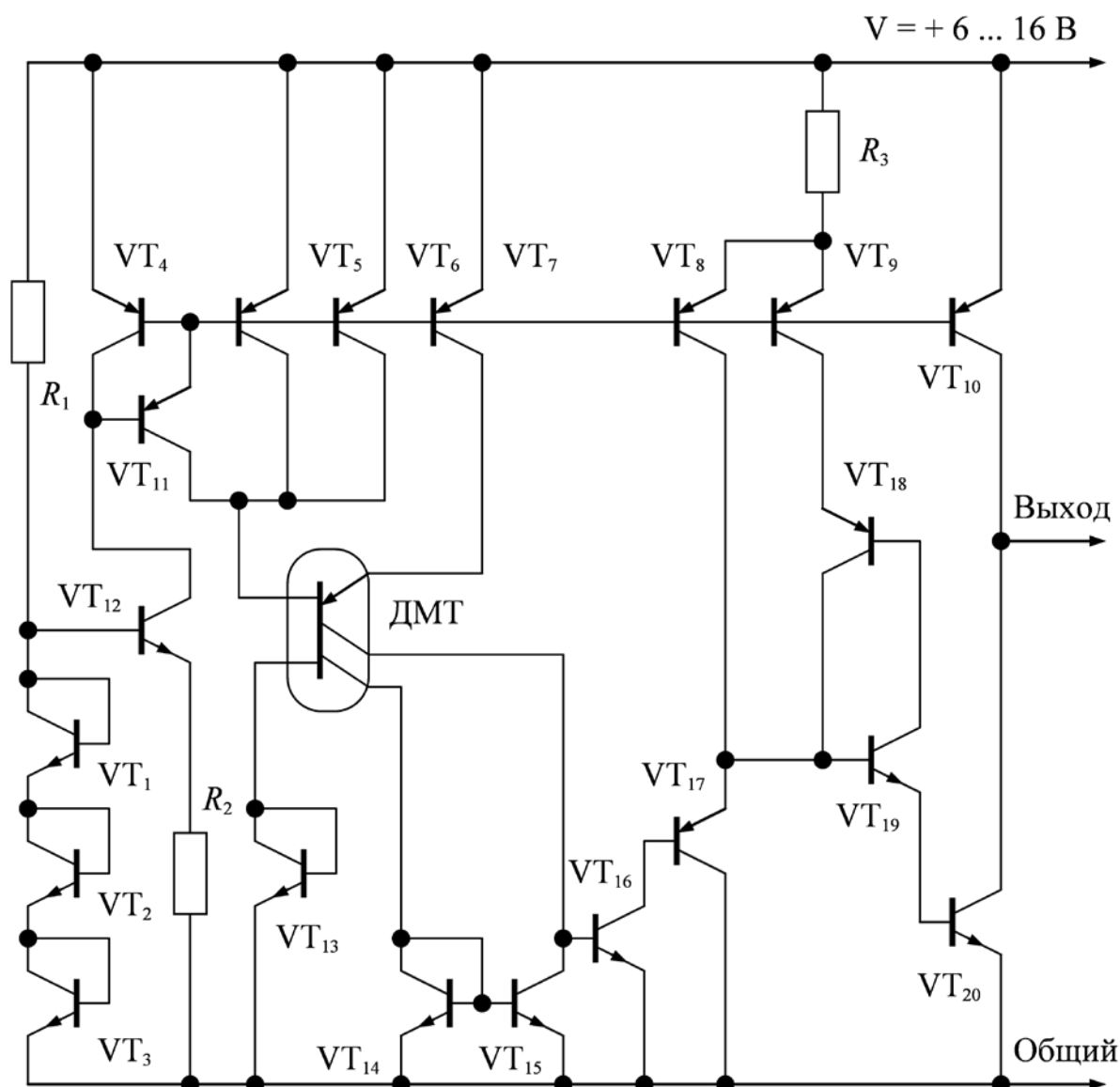


Рис. 5.5. Интегральная переключающая магниточувствительная схема

На рис. 5.5 показана принципиальная схема интегрального магнитоуправляемого переключателя на основе магнитотранзистора [177]. При её проектировании [178] в качестве основных ставилась две задачи. Первая обусловлена той особенностью ДМТ, что его питание должно осуществляться от источников тока и что сам он является источником тока по отношению к схеме обработки сигнала. Тем самым предопределялось, что входными и выходными физическими величинами функционально обособленных блоков должны быть токи. Вторая задача продиктована более высокой технологичностью биполярных транзисторов по сравнению с резисторами, что требует минимально возможного использования последних. Поскольку же эти транзисторы, как и ДМТ, являются источниками тока, представляется естественным использовать именно ток в качестве физической величины, обрабатываемой элементами функциональных блоков. Таким образом, обе задачи - оптимизации схемы по отношению как к электрическим, так и к технологическим особенностям базового элемента (ДМТ), решаются выбором тока в качестве обрабатываемой этой схемой физической величины.

Цепочка из резистора R_1 и транзисторов $VT_1 \dots VT_3$ в диодном включении является источником опорного напряжения, которое служит для получения опорного тока I_0 (около 0,5 мА) с помощью цепочки VT_{12} , R_2 . На транзисторах $VT_4 \dots VT_{10}$, включенных по схеме "зеркало тока", построен источник рабочих токов схемы. Поскольку для нормальной работы "зеркала тока" требуются транзисторы с $h_{21E} \gg 1$, а изготовленные в виде вертикальных структур $VT_4 \dots VT_{10}$ имеют $h_{21E} \approx 5$, базовые цепи этих транзисторов включены через повторитель VT_{11} . Можно показать, что при этом в базу ДМТ поступает ток $\approx 3I_0$, а в эмиттер - около I_0 . Коллекторы ДМТ нагружены на схему вычитания тока и, поскольку при этом их потенциал поднимается на величину V_j , потенциал базы ДМТ поднят на ту же величину с помощью T_{13} во избежание насыщения. Разность коллекторных токов ДМТ усиливается составным транзистором VT_{16} , VT_{17} и поступает на вход переключающего элемента - составного тиристора VT_{18} , VT_{19} .

Пусть транзисторы VT_{16} , VT_{17} первоначально закрыты. Тогда тиристор будет находиться во включенном состоянии благодаря подаче в

базу VT₁₉ тока $2I_T$ (I_T - величина коллекторного тока каждого из транзисторов VT₈, VT₉). Тиристор выключится, когда этот ток ответвится в эмиттер транзистора VT₁₇ вследствие его открывания при изменении (для определённости - при возрастании) магнитного поля. Таким образом, выключение тиристора произойдёт при превышении током через VT₁₇ (I_{C17}) значения $2I_T$. Ясно, что при уменьшении магнитного поля тиристор включится тогда, когда этот ток станет меньше, чем I_T . Поскольку $I_{C17} = S_A B \beta$, где β - коэффициент передачи тока составного транзистора VT₁₆, VT₁₇, получаем выражение для гистерезиса в единицах магнитной индукции:

$$B_G = \frac{I_{T17}}{\beta S_A}. \quad (5.3)$$

Транзисторы VT₁₀, VT₂₀ образуют выходной каскад.

Естественно, что в силу неконтролируемости остаточного сигнала ДМТ при отсутствии магнитного поля тиристор одной части изготовленных приборов находится во включенном состоянии, а другой части - в выключенном. Таким образом, каждая партия содержит приборы двух типов. В экспериментальной партии магнитоуправляемых переключателей среднее значение индукции срабатывания составило 37 мТл, а индукции отпускания - 30 мТл. Преимущество описанных переключателей перед магнито-тиристорами состоит также и в возможности управления величиной гистерезиса электрическими средствами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучены влияние магнитного поля на основные физические процессы, протекающие в транзисторных структурах (инжекция, перенос и экстракция неосновных носителей), и возможности создания на базе таких структур преобразователей магнитного поля с различными свойствами. Определены основные механизмы чувствительности и построены физические и математические модели таких структур. Показана правомочность единого методологического подхода к моделированию структур вне зависимости от конструктивных различий и доминирующего механизма чувствительности. Установлена зависимость их электрофизических параметров от геометрии структуры, свойств материала и режима. Исследованы магниточувствительные элементы функциональной электроники, обладающие, за счет сочетания базового эффекта перераспределения концентрации инжектированных носителей под действием магнитного поля с другими электронными эффектами, рядом специальных свойств (переключательная реакция на магнитное поле, положительный температурный коэффициент магниточувствительности). Показаны возможности практического использования магнитотранзисторных структур в качестве базовых элементов магниточувствительных устройств различного функционального назначения.

Литература

1. Балтес Г.П., Попович Р.С. Интегральные полупроводниковые датчики магнитного поля // ТИИЭР. - 1986. - Т.74, No.8. - С. 60-90
2. Викулин И.М., Викулина Л.Ф., Стафеев В.И. Магниточувствительные транзисторы. Обзор // Физика и техника полупроводников. - 2001. - Т. 35, No.1. - С. 3-10
3. Roumenin Ch.S. Bipolar magnetotransistor sensors // Sensors and Actuators. - 1990. - Vol.A24, No.2. - P. 83-105.
4. Vikulin I.M, Glauberman M.A, Yegorov V.V. Semiconductor Magnetosensitive Structure and Magnetic-Controlled Integral Circuit // IV-th NEXUSPAN Workshop on Sensors for Control of Irradiation, 30-31 May 1997, Odessa, Techn. Dig. - Odessa, 1997. - P. 5.
5. Webster W.M. On the variation of junction-transistor current-amplification factor with emitter current // Proceedings of IRE. - 1954. - Vol.42, June. - P. 914-920.
6. Пожела Ю.К., Сашук А.П. Магнитоконцентрационные эффекты. - Вильнюс: Институт физики полупроводников АН Лит. ССР, 1983. - 44 с.
7. Пожела Ю.К., Сашук А.П., Шилальникас В.И. Исследование гальваномагниторекомбинационного эффекта в кремнии с различным легированием // Литовский физический сборник. - 1984. - Т.24, No.4. - С. 40-45.
8. Рагаускас А.В., Шлитерис Л.З. Кремниевая магнитотранзисторная структура на основе магнитоконцентрационного эффекта // Научные труды вузов ЛитССР. - 1986. - Т.22, No.3. - С. 93-97.
9. Suhl H., Shockley W. Concentrating holes and electrons by magnetic field // Physics Review. - 1949. - Vol.75. - P. 1617- 1618.
10. Новый тип системы с выпрямляющими ВАХ на основе магнитоконцентрационного эффекта в неоднородном магнитном поле / А.П.Медвидь, А.П.Кривич, Ю.В.Литауниекс, В.Э.Прудентс // Оптоэлектроника и полупроводниковая электроника. - 1987. - No.11. - С. 17-20.

11. Пат. 2.862.184 США. Semiconductor translating device / R.L.Longini (США); Westinghouse Electric Corporation (США). - No.458.899; Заявлено 28.09.54; Опубликовано 25.11.58; НКИ 324-142. - 5 с., 1 л. ил.
12. Каракушан Э.И., Стафеев В.И. Магнитодиоды // Физика твердого тела. - 1961. - Т.3, No.3. - С. 677-686.
13. Физические основы работы и характеристики новых магнитных полупроводниковых микродатчиков / ВЦП. - No. И-34422. - М., 15.11.84. - 21 с.: ил. Пер. ст. Chovet A., Cristoloveanu S. из журн.: Revue de Physique Applique - Т.19, No.2. - Р. 69-76. - Библиогр.: с. 19-21.
14. Воробьев Л.Е., Каракушан Э.И., Стафеев В.И. Влияние магнитного поля на распределение носителей в толще магнитодиода // Физика твердого тела. - 1963. - Т.5, No.4. - С. 982-989.
15. Стафеев В.И., Каракушан Э.И. Магнитодиоды. - М.: Наука, 1975. - 216 с.
16. Каракушан Э.И., Стафеев В.И., Штагер А.П. Двухбазовый магнитодиод // Радиотехника и электроника. - 1964. - Т.9, No.6. - С. 1034-1039.
17. Effect of magnetic field on the electrical parameters of the junction transistors with theoretical explanation / M.M.Rahman, A.Hassan, M.Imamuddin, I.S.M.Azharul // Indian Journal of Pure & Applied Physics. - 1987. - Vol.25, Nos 5&6. - P. 231-234.
18. Kordic S. Integrated silicon magnetic-field sensors // Sensors and Actuators. - 1986. - Vol.10, Nos 3&4. - P. 347-378.
19. Викулин И.М., Глауберман М.А. Двухколлекторные горизонтальные магнитотранзисторы // Электронная техника. Сер.2, Полупроводниковые приборы. - 1986. - Вып.3. - С. 25-35.
20. Huijsing J.H. Signal conditioning on the sensor chip. // Sensors and Actuators. - 1986. - Vol.10, Nos 3&4. - P. 219-237.
21. Козлов А.В., Тихонов Р.Д. Отрицательная чувствительность по току биполярного магнитотранзистора. // Нано-и микросистемная техника. - 2004, No.11. - С.19-22
22. Козлов А.В., Парменов Ю.А. Влияние скорости поверхностной рекомбинации на относительную чувствительность биполярного магнитотранзистора // Известия вузов. Электроника. - 2006, No.3. - С.27-31

23. Тихонов Р.Д. Эффект структурной зависимости знака чувствительности биполярного магнитотранзистора // Микроэлектроника. - 2008. - Т. 37, No.5. - С.383-397
24. Тихонов Р.Д. Магнитоконцентрационный эффект на рп-переходе база-подложка биполярного магнитотранзистора // Измерительная техника. - 2009, No.12. - С.41-45
25. О датчиках Холла малых размеров / В.И.Васильев, В.В.Лонгинов, А.К.Соловьев, Н.А.Чарыков // Радиотехника и электроника. - 1978. - Т.23, No.2. - С. 375-384.
26. Buehler M.G., Pensak L. Minority Carrier Hall Mobility // Solid-State Electronics. - 1964. - Vol.7. - P.431-438.
27. Lateral transistor structure optimization with respect to current gain / Lj.Ristic, H.P.Baltes, I.Filanovsky et al. // Journal Canadien de Physique. - 1987. - Т.65, No.8. - P. 991-994.
28. Пат. 3.389.230 США. Semiconductor magnetic transducer / E.C.Hudson Jr. (США); Hudson Magiston Corporation (США). - No.600154; Заявлено 06.01.67; Опубликовано 18.06.68; НКИ 317/235, 307/309, 307/303, - 7 с., 2 л. ил.
29. Пат. 3.585.462 США, МКИ H01L 11/00. Semiconductive magnetic transducer / K.Lehovec (США); Sprague Electric Company (США); No.775240; Заявлено 13.11.68; Опубликовано 15.06.71; НКИ 317/235, 307/309, 307/303. - 7 с., 1 л. ил.
30. Flynn J.B. Silicon depletion layer magnetometer // Journal of Applied Physics. 1970. - Vol.41, No.6. - P. 2750-2751.
31. Zieren V. A new silicon micro-transducer for the measurement of the magnitude and direction of a magnetic-field vector // Int. Electron. Devices Meet., Washington, D.C., Dec., 1980. Dig. Techn. Papers. - New York, N.Y., 1980. - P. 669-672.
32. Влияние геометрии на магниточувствительные свойства биполярных транзисторов / И.М.Викулин, Н.А.Канищева, М.А.Глауберман, Л.Ф.Викулина // Физика и техника полупроводников. - 1975. - Т.9, No.8. - С. 1534-1538.
33. Киреев П.С. Физика полупроводников. М.: "Высшая школа", 1969. - 592 с.

34. Zieren V., Duyndam B.P.M. Magnetic-field-sensitive multicollector n-p-n transistors // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1982. - Vol.ED-29, No.1. - P. 83-90.
35. Andreou A.G., Westgate C.R. The magnetotransistor effect // Electronics Letters. - 1984. - Vol.20, No.17. - P. 699-701.
36. Huizer A.M.J., Baltes H.P. Numerical modeling of vertical Hall-effect devices // IEEE Electron Device Letters. - 1984. - Vol.EDL-5, No.11. - P. 482-484.
37. A saturation velocity magnetic sensor / T.Yoshito, K.Miyauchi, K.Tsuruta, K.Tsuboi // IEEE Solid-State Circuits Conf. Dig. Techn. Pap. 18, February, 1981. - New York, 1981. - P. 42-43.
38. Operating principles of magnetotransistors / F.Nathan, K.Maenaka, W.Allegretto et al. // Helvetica Physica Acta. - 1988. - Vol.61, No.6. - P. 877-880.
39. Kordic S. Sensitivity of the silicon high-resolution 3 - dimensional magnetic-field sensor // Int. Electron Device Meet., Los Angeles, Calif., Dec. 7 - 10, 1986, Techn.Dig. - New York, 1986. - P. 188-191.
40. Zieren V. Geometrical analysis of the offset in buriedcollector vertical magnetotransistor // Sensors and Actuators. - 1984. - Vol.5, No.3. - P. 199-206.
41. Kordic S., Zieren V., Middelhoek S. A magnetic-fieldsensitive multicollector transistor with low offset // Int. Electron. Devices Meet., Washington, D.C., 5 - 7 Dec., 1983. Techn. Dig. - New York, N.Y., 1983. - P. 631-634.
42. Kordic S., van der Jagt P.C.M. Theory and practice of electronic implementation of the sensitivity-variation offsetreduction method // Sensors and Actuators. - 1985. - Vol.8, No. - P. 197-217.
43. Kordic S., van der Jagt P.C.M. Electronic implementation of the sensitivity-variation offset-reduction method // IEEE Transducers'85: Int. Conf. Solid-State Sens. and Actuat. 1985. Dig. Techn. Pap. - New York, N.Y., 1985. - P. 320-323.
44. The Hall effect in integrated magnetotransistors / A.Nathan, K.Maenaka, W.Allegretto, H.P.Baltes, T.Nakamura // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1989. - Vol.36, No.1. - P. 108- 117.

45. An experimental investigation of the operating principles of vertical magnetotransistors / K.Maenaka, T.Ohsakama, M.Ishida, T.Nakamura // Sensors and Actuators. - 1989. - Vol.16, Nos.1&2. - P. 101-108.
46. А.с. 354373 СССР, МКИ G01R 33/02. Датчик для измерения магнитных полей / Т.В.Персиянов, Г.И.Рекалова. - No.1632439; Заявлено 10.03.71; Опубликовано 03.12.72. - 2 с., 1 л. ил.
47. Исследование характеристик кремниевых боковых магнитотранзисторов с двумя измерительными электродами / И.М.Митникова, Т.В.Персиянов, Г.И.Рекалова, Г.Штюбнер // Физика и техника полупроводников. - 1978. - Т.12, No.1. - С. 48-51.
48. Численный двумерный анализ распределения неосновных носителей заряда в базе многоколлекторных магнитотранзисторов / Т.В.Персиянов, И.Н.Барабич, Д.К.Парсамян, Д.А.Таирова // Математическое моделирование и экспериментальные исследования электрической релаксации в элементах микросхем. М., 1986. - С. 66-72.
49. Ristic Lj., Doan M.T., Paranjape M. 2-D integrated magnetic field sensor in CMOS technology // Proc. 32th Midwest Symp. Circuits and Syst., Champaign, Ill., Aug. 14-16, 1989, Vol.2. - New York (N.Y.), 1990. - P. 701-704.
50. Popovic R.S., Baltes H.P. Dual-collector magnetotransistor optimized with respect to injection modulation // Sensors and Actuators. - 1983. - Vol.4, No.2. - P. 155-163.
51. Popovic R.S, Baltes H.P. Enhancement of sensitivity of lateral magnetotransistor // Fall Meet. Swiss Physical Society, Besel October 7-8, 1982. - P. 48.
52. Викулина Л.Ф., Кладива Э. Магниточувствительные свойства латеральных магнитотранзисторов // Радиотехника и электроника. - 1985. - Т.30, No.8. - С. 1668-1670.
53. Popovic R.S., Baltes H.P. An investigation of the sensitivity of lateral magnetotransistors // IEEE Electron Device Letters. - 1983. - Vol.EDL-4, No.3. - P. 51-53.
54. Popovic R.S., Widmer R. Magnetotransistor in CMOS technology // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1986. - Vol.ED-33, No.9. - P. 1334-1340.

55. A CMOS Bipolar Transistor with a Locally Doped Base in the Proximity of the Emitter as a Magnetic Field Sensor / Lj.Ristic, T.Smy, H.P.Baltes, I.Filanovsky // IEEE 1988 Bipolar Circuits & Technology Meeting, Minneapolis, Minnesota, September 12-13, 1988. - New York. - P. 199-201.

56. Ristic Lj., Smy T., Baltes H.P. A lateral magnetotransistor structure with a linear response to the magnetic field // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1989. - Vol.36, No.6. - P. 1076-1086.

57. Smy T., Ristic Lj., Baltes H.P. An analytical model of a new magnetotransistor: the SSIMT // Int. Electron Devices Meet., Washington, D.C., Dec. 6 - 9, 1987, Techn. Dig. - New York, N.Y., 1987. - P. 286-289.

58. Roumenin Ch.S., Kostov P.T. Optimized emitter-injection modulation magnetotransistor // Sensors and Actuators. - 1984. - Vol.6, No.1. - P. 19-33.

59. Roumenin Ch.S. The Role of the Hall Effect in Lateral Bipolar Magnetotransistor // Доклады Болгарской академии наук. - 1988. - Т.41, No.11. - P. 49-52.

60. Руменин Ч., Божков Б. Градивни биполярни елементи за магнитно поле // Годишник на Висшите Учебни Заведения. Техническа Физика. - 1985. - Т.22, Кн.2. - С. 33-48.

61. Huang D., Pei W. A two dimensional magnetic field vector sensitive device // IEEE/CHMT'89: Proc. Japan IEMT Symposium., Nara, Apr. 26-28, 1989. - New York (N.Y.), 1989. - P. 185-191.

62. Вайсс Г. Физика гальваномагнитных полупроводниковых приборов и их применение. Пер. с нем. / Под ред. О.К.Хомерики. - М.: Энергия, 1974. - 384 с.

63. Применение концентраторов для повышения чувствительности датчиков Холла / Гаджиев Г.А., Хидиров А.Ш., Юрьева Г.А. и др. // НПО Космических исследований. Препринт No.48. - Баку, 1987. - С. 2 -9.

64. Андрало Л.А., Прокошин В.И., Ярмолович В.А. Датчики Холла с плоскими концентраторами магнитного потока // Тез. докл. 7 Всес. научно-техн. конф. "Проблемы магнитных измерений и магнитоизмерительной аппаратуры". Ленинград, 24-26 октября 1989 г. Ч.2. - Ленинград, 1989. - С. 3-4.

65. Иофан А.А., Сапунов В.Н., Персиянов Т.В. Кремниевый ферромагнитотранзисторный преобразователь М2АПК0552 // Приборы и системы управления. - 1988. - No.3. - С. 17-18.
66. Руменин Ч., Костов П. Високочувствителен латерален магнитотранзистор // Годишник на Висшите Учебни Заведения. Техническа Физика. - 1985. - Т.22, Кн.3. - С. 9-18.
67. Davies L.W., Wells M.S. Magneto-transistor incorporated in an integrated circuit. // Proceedings I.R.E.E. Australia. - 1971. - June. - P. 235-238.
68. А.с. 1402205 СССР, МКИ4 H01L 29/82. Магниточувствительный транзистор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Л.Ф.Викулина, Ю.А.Запорожченко. - No.2017884; Заявлено 22.04.74; Опубликовано 08.02.88. - 2 с., 1 л. ил.
69. Roumenin Ch.S. Influence of collector voltage on the magnetosensitivity of planar two-collector magnetotransistor // Доклады Болгарской академии наук. - 1987. - Т.40, No.5. - P. 57-60.
70. Vinal A.W., Masnary N.A. Bipolar magnetic sensor // Int. Electron Devices Meet., San-Francisco, CA, Dec. 1982, Techn. Dig. - New York, 1982. - P. 308-311.
71. Zieren V., Kordic S., Middelhoek S. Comment on "Magnetic transistor behaviour explained by modulation of emitter injection, not carrier deflection" // IEEE Electron Device Letters. - 1982. - Vol.EDL-3, No.12. - P. 394-395.
72. Vinal A.W., Masnary N.A. Responce to "Comment on 'Magnetic transistor behaviour explained by modulation of emitter injection, not carrier deflection'" // IEEE Electron Device Letters. - 1982. - Vol.EDL-3, No.12. - P. 396-397.
73. Викулин И.М., Глауберман М.А., Викулина Л.Ф., Запорожченко Ю.А. Исследование характеристик двухколлекторного магнитотранзистора // Физика и техника полупроводников. - 1974. - Т.8, No.3. - С. 580-583.
74. Викулин И.М., Канищева Н.А., Глауберман М.А. Влияние ЭДС Холла на чувствительность двухколлекторного магнитотранзистора / Физика и техника полупроводников. - 1977. - Т.11, No.3. - С. 587- 588.
75. Викулин И.М., Глауберман М.А., Козел В.В. Магниточувствительные свойства кремниевых многослойных структур //

Материалы конференции "Датчики на основе технологии микроэлектроники". - Москва, 1986. - С. 92.

76. Викулин И.М., Глауберман М.А., Викулина Л.Ф. Датчик магнитного поля на основе двухколлекторного магнитотранзистора // Приборы и техника эксперимента. - 1974. - No.5. - С. 181-182.

77. Пат. 4.516.144 США, МКИЗ H01L 27/22, H03K 17/90. Columnated and trimmed magnetically sensitive semiconductor / S.V.Jaskovski, H.P.Shutten, G.B.Spellman, J.K.Sedivy, M.W.Jensen (США); Eaton Corporation (США). - No.421942; Заявлено 23.09.82; Опубликовано 07.05.85; НКИ 357/27, 307/309. - 4 с., 1 л. ил.

78. Руменин Ч.С. Роль шнурования тока в магниточувствительности планарных магнитотранзисторов // Физика и техника полупроводников. - 1988. - Т.22, No.9. - С. 1647-1650.

79. Викулин И.М., Глауберман М.А., Канищева Н.А. К вопросу о распределении потока неосновных носителей заряда в базе двухколлекторного магнитотранзистора // Физика и техника полупроводников. - 1977. - Т.11, No.4. - С. 645-650.

80. Allegretto W., Nathan A., Baltes H.P. Two-dimensional numerical analysis of silicon bipolar magnetotransistors // NACECODE V: Proc. 5th Int. Conf. Numer. Anal. Semiconductor Devices and Integr. Circuit, Dublin, 7 - 9 June 1987. - Dublin, 1987. - P. 87-92.

81. Викулина Л.Ф., Козел В.В. Чувствительность двухколлекторных магнитотранзисторов // Радиотехника и электроника. - 1985. - Т. 30, No.4. - С. 824-826.

82. Takamija S., Fudjikawa K. Differential amplification magnetic sensors // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1972. - Vol.ED-19, No.10. - P. 1085-1090.

83. А.с. 1521185 СССР, МКИ4 H01L 29/85. Интегральный магниточувствительный прибор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.В.Козел, А.Н.Марченко, Л.Ю.Станкова. - No.4280814; Заявлено 19.10.87; Опубликовано 08.07.89. - 2 с., 1 л. ил.

84. К вопросу о природе токовой магниточувствительности двухколлекторных планарных магнитотранзисторов / Д.М.Козлов,

Г.И.Рекалова, И.М.Митникова, Д.А.Таирова, А.А.Шахов // Физика и техника полупроводников. - 1979. - Т.13, No.11. - С. 2160-2163.

85. Руменин Ч.С. Двухколлекторный планарный магнитотранзистор с повышенной магниточувствительностью // Физика и техника полупроводников. - 1986. - Т.20, No.8. - С. 1410-1412.

86. Roumenin Ch.S. Optimized parallel-field magnetotransistor sensor // Sensors and Actuators. - 1988. - Vol.14, No.2. - P. 177-190.

87. Экспериментальная оценка влияния диффузионной и дрейфовой составляющих потока инжектированных носителей заряда на магниточувствительность двухколлекторных планарных магнитотранзисторов / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Г.А.Егиазарян, Н.А.Канищева, Ю.С.Манвелян, И.П.Шнайдер // Физика и техника полупроводников. - 1981. - Т.15, No.3. - С. 479-483.

88. А.с. 1797416 СССР, МКИ H01L 29/82. Магнитотранзистор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Л.Ф.Викулина, В.А.Прохоров, П.П.Мальцев. - No.7874396; Заявлено 16.10.90; Опубликовано 08.10.92. - 2 с., ил.

89. Comparison of noise properties of different magneticfield semiconductor integrated sensors / A.Chovet, Ch.S.Roumenin, G.Dimopoulos, N.Mathieu // Sensors and Actuators. - 1990. - Vol.A22, Nos.1-3. - P. 790-794.

90. Ван дер Зил А. Единое представление шумов типа $1/f$ в электронных приборах: Фундаментальные источники // ТИИЭР. - 1988. - Т.76, No.3. - С. 28-57.

91. Nathan A., Baltes H.P. Integrated silicon magnetotransistors: High sensitivity or high resolution? // Sensors and Actuators. - 1990. - Vol.A22, Nos.1-3. - P. 780-785.

92. Noise correlation in dual-collector magnetotransistors / A.Nathan, H.P.Baltes, D.R.Briglio, T.Doan // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1989. - Vol.36, No.6. - P. 1073-1075.

93. Castagnetti R., Baltes H. Noise correlation and operating conditions of dual-collector magnetotransistors // Sensors and Actuators. - 1991. - Vol.A26, Nos.1-3. - P. 363-367.

94. Шумовые свойства двухколлекторного магнитотранзистора / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева // Радиотехника и электроника. - 1992. - Т.37, No.4. - С. 760-762.
95. Chovet A., Mathcey N. Noise and Resolution of Semiconductor Integrated Magnetic Sensors // Sensors and Actuators A. - 1992. - V.32, Nos 1-3. - P. 682-687.
96. Popovic R.S., Widmer R. Sensitivity and noise of a lateral bipolar magnetotransistor in CMOS technology // Int. Electron. Dev. Meet., San Francisco, Calif., Dec. 9-12, 1984. Techn. Dig. - New York, N.Y., 1984. - P. 568-571.
97. Guvenc M.G. Finite-element analysis of magnetotransistor action // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1988. - Vol.35, No.11. - P. 1851-1860.
98. Fulkerson D.E. A Two-Dimensional Model for the Calculation of Common-Emitter Current Gains of Lateral p-n-p Transistors // Solid-State Electronics. - 1968. - Vol.11, No.9. - P. 821-826.
99. Jos H.F.F. Bipolar Trnsistor: Two-Dimensional Effects jn Current Gain and Base Trnsit Time // Solid-State Electronics. - 1988. - Vol.31, No.12. - P. 1715-1724.
100. Особенности двумерного моделирования дрейфовых инжекционных магниточувствительных структур / М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.В.Козел // Журнал технической физики. - 1997. - Т.67, No.7. - С. 39-41.
101. Dobrovolsky V.N. The planar photomagnetic effect in SOI structure and magnetosensor based on it // Microelectronic Engineering. - 1997. - V.36. - P. 133-135.
102. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. / Под ред. Р.А.Сурица. - М.: Мир, 1984. - Т.1, 456 с.
103. Гуменюк С.В. Магниточувствительность горизонтальных магниточувствительных структур как элементов интегральных датчиков магнитного поля // Материалы научно-техн. конф. "Датчики на основе технологии микроэлектроники". Москва, 21-23 марта 1989 г. - Москва 1989. - С. 85-87.

104. Magnetic-field effect in MOS transistor with injecting source / V.S.Lysenko, R.N.Litovskii, Ch.S.Roumenin, N.D.Smirnov // *Revue de Physique Applique*. - 1983. - T.18, No.2. - P. 87-92.

105. Optimization of Semiconductor Magnetic Field Sensors Using Finite Element Analysis / W.Allegretto, Y.S.Mun, A.Nathan, H.P.Baltes // *NACECODE IV: Proc. 4th Int. Conf. Numer. Anal. Semiconductor Devices and Integr. Circuits*, Dublin, 19 - 21 June 1985. - Dublin, 1985. - P. 129-133.

106. Разработка структуры и технологии изготовления инжекционно-полевых магнитотранзисторов в качестве элементной базы магниточувствительных К-МОП ИС / Д.М.Козлов, Н.Н.Кузьмина, Т.В.Персиянов, Д.А.Таирова, А.А.Шахов, А.Н.Сахаров // *Отчет о научно-исследовательской работе*, No. госрегистрации 0186.0050291. - Л., 1988. - 92 с.

107. Механізм магніточутливості транзисторних структур з дифузійним переносом інжекттованих носіїв / М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.В.Козел // *Фундаментальні та прикладні проблеми сучасної фізики. Матеріали II Міжнародного Смакулового симпозіуму*. - Тернопіль: ТДТУ, Джура, 2000. - С. 143 - 144.

108. Nussbaum A. Boundary Conditions for the Space-Charge Region of a P-N-Junction // *Solid-State Electronics*. - 1969. - Vol.12, No.3. - P. 177-183.

109. Викулина Л.Ф., Глауберман М.А. Фізика сенсорів температури і магнітного поля. - Одеса: Маяк, 2000. - 244 с.

110. Альтернативы конструктивно-технологической оптимизации дрейфовых магнитотранзисторов/ М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.В.Козел // *Міжнародна науково-технічна конференція "Сенсорна електроніка і мікросистемні технології" СЕМСТ-1*. Одеса, 1-5 червня 2004 р. Тези доповідей. - Одеса, 2004. - С. 94.

111. Викулин И.М., Глауберман М.А., Егоров В.В. Расчет чувствительности двухколлекторных магнитотранзисторов // *Электронная техника. Сер.2, Полупроводниковые приборы*. - 1990. - Вып.1 (204). - С. 9-14.

112. Эквивалентная схема магнитотранзистора / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, В.В.Козел, И.П.Шнайдер // *Метрология*. - 1991. - No.7. - С. 27-35.

113. Физическая природа магниточувствительности планарных транзисторных структур / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, В.В.Козел // Тезисы докладов 1 Всесоюзной конференции по физическим основам твердотельной электроники. Ленинград, 25-29 сентября 1989г. - Ленинград, 1989. С. 253-254.

114. Влияние межэлектродных соотношений на электрофизические параметры двухколлекторных магнитотранзисторов / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Н.А.Канищева, Г.А.Егиазарян, Ю.С.Манвелян // Физика и техника полупроводников. - 1981. - Т.15, No.2. - С. 399-403.

115. Глауберман М.А., Канищева Н.А., Козел В.В. О путях повышения магниточувствительности двухколлекторного магнитотранзистора // Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума "Полупроводниковые магнитоуправляемые элементы и их применение". - Абовян, 22-24 мая 1985г. - Абовян, 1985. - С. 43.

116. Исследование переходных процессов в базе двухколлекторного магнитотранзистора / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, А.Ю.Черский // Радиотехника и электроника. - 1989. - Т.34, No.8. - С. 1743-1747.

117. Чарыков Н.А., Лебедев В.К., Соловьев А.К. Исследование влияния магнитного поля на ВАХ четырехслойных р-п-р-п структур // Труды МЭИ. - 1972. - Вып.142. - С. 123-131.

118. Тиристор, управляемый магнитным полем / И.М.Викулин, Ю.А.Запорожченко, В.В.Гаршенин, Ю.Ф.Купцов // Физика и техника полупроводников. - 1975. - Т.9, No.12. - С. 2360-2362.

119. Викулин И.М., Глауберман М.А., Канищева Н.А. Магнитотиристор с рекомбинацией носителей заряда на управляющем электроде // Физика и техника полупроводников. - 1978. - Т.12, No.8. С. 1609 -1611.

120. Кузьмин В.А. Тиристоры малой и средней мощности. М.: 1971. - 184 с.

121. Chou S. An investigation of lateral transistors - D.C. characteristics // Solid-State Electronics. - 1971. - Vol.14, No.9 - P. 811-826.

122. А.с. 710419 СССР, МКИ H01L 29/82. Магнитотиристор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Г.А.Егиазарян, Н.А.Канищева,

Ю.С.Манвелян, И.П.Шнайдер. - No.2634194; Заявлено 26.06.78; Опубликовано 21.09.79. - 6 с., 1 л. ил.

123. Магнитотристоры / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Н.А.Канищева, В.В.Козел и др. // Приборы и системы управления. - 1981. - No.7. - С.

124. Челноков В.Е., Евсеев Ю.А. Физические основы работы силовых полупроводниковых приборов. М.: 1973. - 280 с.

125. А.с. 1547634 СССР, МКИ5 H01L 29/82. Магнитотристор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, А.И.Манюшин, В.В.Папу, И.П.Шнайдер. - No.4492361; Заявлено 18.07.88; Опубликовано 01.11.89. - 3 с., 1 л. ил.

126. Исследование двухколлекторных магнитотристоров / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Козел, Н.А.Канищева // Физика и техника полупроводников. - 1984. - Т.18, No.3. - С. 547-550.

127. Интегральная магниточувствительная схема / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Н.А.Канищева, В.В.Козел, Ю.С.Манвелян // Тез. докл. Всесоюзной научн.-техн. конференции по микроэлектронике МВССО АН СССР. Казань, 14-17 октября 1980 г. - Казань, 1980. - С. 87.

128. Викулин И.М., Глауберман М.А., Канищева Н.А. Исследование магниточувствительных свойств элементов интегральных схем с инжекционным питанием // Радиотехника и электроника. - 1982. - Т.27, No.11. - С. 2230-2234.

129. Тристор, переключаемый магнитным полем / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Н.А.Канищева, В.В.Козел // Физика и техника полупроводников. - 1990. - Т.24, No.11. - С. 1959-1962.

130. А.с. 1464828 СССР, МКИ4 H01L 29/82. Магниточувствительный прибор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, В.В.Коновалов, Л.С.Симонян, Г.А.Сулин. - No.4280814; Заявлено 08.07.87; Опубликовано 08.11.88. - 2 с., 1 л. ил.

131. А.с. 847843 СССР, МКИ2 H01L 29/82. Датчик Холла / В.Н.Борщев, Н.П.Гилецкий, Ю.М.Спалек, М.Ю.Тихомиров, К.Ю.Харченко, А.Г.Харыбин. - No.2766586; Заявлено 09.04.79; Опубликовано 15.07.81. - 5 с., 1 л. ил.

132. А.с. 1042540 СССР, МКИ H01L 29/82. Магниточувствительный прибор / И.М.Викулин, Л.Ф.Викулина, М.А.Глауберман, Г.А.Егiazарян, К.М.Миразизян. - No.3379309; Заявлено 07.01.82; Опубликовано 16.05.83. - 6 с., 1 л. ил.
133. А.с. 1385950 СССР, МКИ4 H01L 29/82. Интегральный магниточувствительный прибор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Л.Н.Новиков. - No.3912484; Заявлено 18.06.85; Опубликовано 01.12.87. - 2 с., 1 л. ил.
134. А.с. 1602295 СССР, МКИ5 H01L 29/82. Интегральный магниточувствительный прибор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров. - No.4480012/31; Заявлено 06.09.88; Опубликовано 22.06.90. - 3 с., 1 л. ил.
135. Brews J.R. A charge-sheet model of MOSFET // Solid-State Electronics. - 1978. - Vol.21, No.2. - P.345-355.
136. Van de Wiele F. A long-channel MOSFET model // SolidState Electronics. - 1979. - Vol.22, No.12. - P. 991-997.
137. Викулин И.М., Глауберман М.А., Егоров В.В. Инжекционная магниточувствительная МДП-структура // Тезисы докладов V Республиканской конференции "Физические проблемы МДП-электроники". Дрогобыч, 11-14 мая 1987 г. - Киев, 1987. - С. 36-37.
138. Vikulin I.M., Glauberman M.A., Yegorov V.V. Injection - inversion magnetosensitive structure // Sensors and Actuators. - 1991. - Vol.A28, No.3. - P. 185-190.
139. Нихтянов СТ., Илиев Т. Магнитно галванично развързване на аналогови схеми с магнитотранзистор // Втора национална научно-приложна конференция с международно участие "Електронна техника ET'93". Сборник доклади. Созопол, 29-1.10.1993. - София, 1993. - Т.1. - С.145-150
140. Тодоров П., Александров А. Изследване на характеристики и параметри на магниточувствителна интегрална схема // Втора национална научно-приложна конференция с международно участие "Електронна техника ET'93". Сборник доклади. Созопол, 29-1.10.1993. - София, 1993. - Т.1. - С.139-144

141. Викулина Л.Ф. Измеритель направления магнитного поля // Приборы и техника эксперимента. - 2000, No.2. - С.145-146
142. Амеличев В.В., Амеличева Н.Л., Чаплыгин Ю.А. Интегральный датчик тока на основе биполярного магнитотранзистора // Труды седьмой международной научно-технической конф. "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники". Часть 2.. Дивноморское, Россия, 17-22.9.2000. - Таганрог, 2000. - С.
143. Димитров К.В., Лозанова С.В., Руменин Ч. В кн. Изобретения Технологии Иновации Срещат Националния Бизнес. - София: Център за иновационни стратегии, информация и обучение в ИУСИ-БАН, 2008
144. Хомерики О.К. Полупроводниковые преобразователи магнитного поля. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 136 с.
145. Hall effect devices. Chips that switch with magnetic fields // Canadian Electronics Engineering. - 1987. - Vol.31, No.9, P. 25-27.
146. Датчики Холла для бесколлекторных двигателей постоянного тока / Т.Г.Касимов, Г.А.Гаджиев, Г.А.Юрьева и др. // Сообщения НПО космических исследований. - Баку, 1987. - С. 166-171.
147. Бесконтактные двигатели постоянного тока для звуко- и видеоаппаратуры / В.А.Маркелов, А.М.Петров, В.А.Тейерман, А.Б.Тимочкин. М.: Изд-во ЦНИИ "Электроника", Сер.6, Материалы. - 1987. - Вып.5 (1288). - 84 с. (Обзоры по электронной технике).
148. Wood T. An Introduction to the Use of Hall Effect Devices // Measurement+Control. - 1988. - Vol.21, No.4. - P. 109-111.
149. Hirschmann G. Non-contacting position detection with Hall sensors // Siemens Components. - 1986. - Vol.21, No.2. - P. 46-48.
150. Bica A.V.D., Clayton C.R.I. Hall effect instrumentation for stress and force measurements // J. Phys. E.: Sci. Instrum. - 1989. - Vol.22, No.8. - P.548-551.
151. Константинов К.С., Гусев В.И. Применение преобразователей Холла в измерительной технике и автоматике. - М.: Изд-во ЦНИИ "Электроника", Сер.5, Радиодетали и компоненты. - 1984. - Вып.5 (1071). - 39 с. (Обзоры по электронной технике).
152. Хомерики О.К., Чихладзе Г.Л. Технические средства управления на основе полупроводниковых преобразователей, чувствительных к

магнитному полю. - В кн.: Технические средства систем управления и вопросы надежности. М.: Наука, 1982. - с. 103-114.

153. Кобус А., Тушинский Я. Датчики Холла и магниторезисторы. Пер. с польского / Под ред. О.К.Хомерики. - М.: Энергия, 1971. - 351 с.

154. Новейшие тенденции использования эффекта Холла в странах Западной Европы / ВЦП. - No. М-14283. - М., 1986. - 25 с.: ил. - Пер. ст. Когэн Э. из журн.: Дэнси дзайре. - 1973. - Т.12, No.12. - С. 17-28.

155. Жузе В.П., Регель А.Р. Техническое применение эффекта Холла. - Л.: ЛДНТП, вып.11. - 91 с.

156. Богомолов В.Н. Устройства с датчиками Холла и магнитосопротивления. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. - 167 с.

157. Хомерики О.К. Применение гальваномагнитных датчиков в устройствах автоматики и измерений. - М.: Энергия, 1971. - 112 с.

158. "Siemens" - Sensoren - Sensortechnik // Industrial Handling Revue. - 1986. - No.1. - Р. 4-6.

159. Кулинич О.А. Вплив структурних дефектів у приповерхневих шарах кремнію на рухливість носіїв заряду в каналі МОН-транзисторів та порогову напругу / О.А. Кулинич, М.А. Глауберман, Н.Н. Садова // УФЖ. - 2002. - т. 47, № 8. - С. 779 - 783..

160. Вплив структурних дефектів у приповерхневих шарах кремнію на перетворювальні властивості інжекційно-інверсійної магніточутливої структури / М.А. Глауберман, О.А. Кулініч, В.В. Єгоров та ін. //Фізика і хімія твердого тіла. - 2004. - т. 5, № 1. - С. 38 - 43..

161. Бесконтактное реле тока / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.Б.Баранов, В.В.Егоров // Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума "Полупроводниковые магнитоуправляемые элементы и их применение". - Абовян, 22-24 мая 1985г. - Абовян, 1985. - С. 83.

162. Регистраторы магнитного поля / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.Б.Баранов, А.Ю.Черский // Тезисы докладов Всесоюзного научно-технического семинара "Микроэлектронные датчики". Ульяновск, 23-25 ноября 1988г. - Ульяновск, 1988. - С. 204-205.

163. Электронный магнитоуправляемый регулятор амплитуды / М.А.Глауберман, В.В.Егоров, В.Б.Баранов, В.В.Козел // Тезисы докладов

Всесоюзного научно-технического семинара "Микроэлектронные датчики". Ульяновск, 23-25 ноября 1988г. - Ульяновск, 1988. - С. 202-203.

164. Vinal A.W. Consideration for the applying solid state sensors to high density magnetic recording // Dig. INTERMAG'84: Int. Magn. Conf., Hamburg, 10-13 Apr., 1984. - New York, N.Y., 1984. - P. 2.

165. Василевский Ю.А. Применение датчиков Холла в магнитных головках // Автоматика и телемеханика. - 1960. - Т.21, No.3. - С. 402-408.

166. А.с. 1677716 СССР, МКИ5 G11B 5/37. Магнитная головка / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, В.В.Козел, Н.В.Воронов, А.Г.Харыбин. - No.4694422/24-10; Заявлено 22.05.89; Опубликовано 15.09.91., Бюл.34. - 2 с., 1 л. ил.

167. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. / Под ред. Р.А.Сурица. - М.: Мир, 1984. - Т.2, 456 с.

168. А.с. 586346 СССР, МКИ G01L 9/14, 11/00. Измерительный преобразователь давления / И.М.Викулин, Л.Ф.Викулина, М.А.Глауберман, В.И.Петрищев, И.П.Шнайдер. - No.2417001; Заявлено 09.11.76; Опубликовано 30.12.77. - 3 с., 1 л. ил.

169. А.с. 310145 СССР, МКИ G01C 19/00. Бесконтактный сигнализатор перепада давления / В.И.Погодин, А.М.Медведенко, С.А.Зайцев, Г.С.Гутнер. - No.1347169; Заявлено 09.07.69; Опубликовано 15.11.71. - 5 с., 2 л. ил.

170. Марченко А.Н., Ивин Н.А. Магниторезистивная матрица // Электронная техника. Сер.2. Полупроводниковые приборы. - 1986. - Вып.3. - С. 79-82.

171. А.с. 1773153 СССР, МКИ5 G01B 7/00. Датчик перемещения / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, М.А.Виноградов, Л.Ф.Викулина, Л.М.Смеркло. - No.4843198; Заявлено 28.06.90; Опубликовано 01.07.92.

172. Интегральный магниточувствительный прибор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Н.А.Канищева, Л.Ф.Викулина // Приборы и техника эксперимента. - 1981. - No.3. - С. 250.

173. Магниточувствительный многослойный полупроводниковый прибор / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Н.А.Канищева, В.В.Козел // Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума "Полупроводниковые

магнитоуправляемые элементы и их применение". - Абовян, 22-24 мая 1985г. - Абовян, 1985. - С. 25.

174. Магнитоуправляемые переключатели / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Н.А.Канищева, В.В.Козел, И.П.Шнайдер, В.В.Баранов // Тезисы докладов Всесоюзного научно-технического семинара "Микроэлектронные датчики". Ульяновск, 23-25 ноября 1988 г. - Ульяновск, 1988. С. 200-201.

175. Тиристор, переключаемый магнитным полем / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.В.Козел, И.П.Шнайдер // Микроэлектронные датчики в машиностроении. Тезисы докладов Всесоюзной конференции. Ульяновск, 20-22 ноября 1990г. - Ульяновск, 1990. - С. 122.

176. Высокотехнологичный магнитоуправляемый переключатель / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.В.Козел, И.П.Шнайдер // Выборочные материалы IV конференции "Электронные датчики. Сенсор 91". Ленинград, 10-12 июля 1991 г. - Ленинград, 1991. - С. 100-101.

177. А.с. 1598826 СССР, МКИ5 Н03К 17/80. Магнитоуправляемый переключатель / В.В.Баранов, И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, А.И.Манюшин, В.В.Папу, И.П.Шнайдер. - No.4699293/24; Заявлено 11.04.89; Опубликовано 08.06.90. - 5 с., 1 л. ил.

178. Інтегральна порогова магніточутлива схема / М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Л.М.Смеркло, В.В.Невзоров // Тез. доп. науково - технічної конференції "Приладобудування-95". Львів, 12-15 вересня 1995 р. - С. 67.