

На правах рукописи

Дробот Павел Николаевич

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАЗВИТИЯ
ВИНТОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
В КРЕМНИЕВЫХ ОСЦИЛЛИСТОРАХ**

Специальность 01.04.10. - физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

ТОМСК-2004

Работа выполнена в Томском государственном университете

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор кафедры полупроводниковой электроники радиофизического факультета Томского государственного университета Гаман В.И.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией Сибирского физико-технического института при Томском государственном университете Караваев Г.Ф.
кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Томского государственного педагогического университета Чуприков Н.Л.

Ведущая организация: Новосибирский государственный технический университет, г.Новосибирск

Защита состоится ''2'' декабря 2004 г. в 16 ч. 30 м. на заседании диссертационного совета Д212.267.07 при Томском государственном университете (634050, г. Томск, пр. Ленина, 36).

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Томского государственного университета.

Автореферат разослан '' _____ '' _____ 2004 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

И.В.Ивонин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Интерес к исследованиям винтовой неустойчивости (ВН) полупроводниковой плазмы обусловлен двумя обстоятельствами. С фундаментальной точки зрения это дает экспериментальные знания для развития теории ВН, которая еще недостаточно хорошо развита. С практической—это возможность создания на основе ВН, которую еще называют осцилляторным эффектом, новых приборов, например чувствительных элементов (ЧЭ) с частотным выходом различного назначения.

Интерес к ЧЭ с частотным выходом обусловлен их значительными преимуществами перед обычными ЧЭ. Интерес к этой тематике как отдельных разработчиков, так и крупных фирм—производителей электронных компонентов привел к созданию международной ассоциации International Frequency Sensor Association (IFSA) (www.sensorsportal.com).

ВН возникает, если полупроводниковый образец в виде стержня с квадратным сечением или цилиндра поместить во внешнее постоянное магнитное поле B , приложенное параллельно протекающему току. Начиная с определенных пороговых значений магнитной индукции B_n и напряженности электрического поля в образце $\mathcal{E}_n$ во внешней цепи возникнут колебания тока, а на боковых гранях образца — колебания потенциала. Принцип действия осцилляторного ЧЭ основан на зависимости частоты осцилляторной генерации от различных внешних факторов. Для практического применения необходимы кремниевые структуры в форме стержней, имеющие минимальное расстояние d_z между торцевыми инжектирующими контактами. Чем меньше d_z , тем меньше магнитный зазор в системе малогабаритных постоянных магнитов, в который помещается полупроводниковая структура, тем больше значение B , тем меньше пороговое значение напряжения, тем шире температурный диапазон работы осцилляторного прибора и выше значения частоты и амплитуды осцилляторной генерации при заданном напряжении на осцилляторе.

До начала наших исследований в литературе имелись немногочисленные данные о ВН в кремниевых стержнях только с величиной d_z , равной 14 и 10 мм, и при $T=77\text{K}$ [1,2]. Отсутствие данных об исследовании ВН в кремниевых стержнях с различным набором d_z в широком интервале температур и определенные практические выгоды, ожидающиеся от кремниевых приборов с ВН, делают актуальными исследования ВН в кремнии. До постановки настоящей диссертационной работы оставались совершенно не исследованными ряд проблем ВН в кремниевых структурах: 1) как будут меняться пороговые характеристики ВН при изменении d_z до минимально возможного значения; 2) каким может быть оптимальное значение d_z для возбуждения ВН и для практического применения; 3) насколько широк диапазон температур, в котором можно возбудить и исследовать ВН; 4) каково влияние на характеристики ВН температуры при изменении ее от 77 К до максимально возможного значения.

Решение обозначенных проблем могло бы несомненно стимулировать как развитие теории ВН, так и использование изученных закономерностей в современной функциональной электронике.

Целью настоящей работы является комплексное исследование электрических характеристик и параметров ВН в кремниевых стержнях ($n^+ - p - p^+$ -структуры) с широким набором расстояний d_z в диапазоне температур (77÷444) К, определение возможности практического применения полученных результатов, исследование характеристик разработанных осцилляторных приборов.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие задачи:

1. Исследовать прямые вольт-амперные характеристики (ВАХ), при отсутствии и наличии магнитного поля, приложенного параллельно протекающему току, определить состав плазмы при возбуждении ВН.

2. Изучить пороговые характеристики осцилляторных устройств и установить возможность их описания с помощью имеющихся теорий ВН на пороге возбуждения.
3. Изучить характеристики осцилляторных устройств при выходе за порог возбуждения по напряженности электрического поля $\mathcal{E}$ или индукции магнитного поля B и сопоставить полученные результаты с предсказаниями нелинейной теории ВН.
4. Установить оптимальное для практического применения значение d_z $n^+-\pi-p^+$ -структуры и исследовать варианты практического использования осцилляторных приборов на ее основе.
5. Изучить характеристики разработанных осцилляторных приборов.

Научная новизна работы заключается в том, что впервые удалось возбудить ВН и исследовать ее закономерности в кремниевых стержнях с широким набором длин от 0.06 до 0.54 см при $T > 77$ К, вплоть до 368 К. Новизну основных результатов работы, полученных впервые, можно сформулировать в виде следующих пунктов:

- 1) Исследованы зависимости пороговых параметров ВН в кремниевых стержнях (напряжения U_n , силы тока I_n , напряженности электрического поля $\mathcal{E}_n$, потребляемой мощности P_n , частоты ω_n) от d_z и дано объяснение этих зависимостей на основе линейной теории объемной винтовой неустойчивости (ОВН) полупроводниковой плазмы.
- 2) В широком интервале температур (77÷368) К установлены температурные зависимости пороговых параметров ВН и дана их трактовка на основе линейной теории ОВН.
- 3) В том же интервале температур и $d_z = (0.06 \div 1.23)$ см исследованы надпороговые характеристики (амплитуда, частота колебаний тока ($I_{\sim}$, ω) и потенциала на боковых гранях ($\phi_{\sim}$, ω_{ϕ})) при значительном выходе за порог возбуждения ВН по $\mathcal{E}$ и/или B . Показано, что режим возбуждения ВН мягкий как при $T = 77$ К, так и при $T = 300$ К.
- 4) При $\Delta_{\mathcal{E}} = \text{const}$ и $\Delta_B = \text{const}$ экспериментально исследованы температурные зависимости $I_{\sim}(T)$ и $\omega(T)$, которые при низких температурах соответствуют сильному магнитному полю, а при $T > 250$ К – слабому магнитному полю. Проведен анализ зависимости $I_{\sim}(T)$ на основе выражений для инкремента ВН в слабых и в сильных магнитных полях. Установлено качественное соответствие экспериментальной и теоретической зависимостей $I_{\sim}(T)$. Показано, что ход зависимостей $\omega_n(T)$ и $\omega(T)$ приблизительно одинаков.
- 5) Изучена зависимость $I_{\sim}(d_z)$. Показано, что в сильных магнитных полях эта зависимость точно соответствует теоретической, а в слабых магнитных полях выполняется качественное соответствие теории и эксперимента.

Практическая ценность работы. Показано, что оптимальным для разработки осцилляторных приборов на основе изученных кремниевых $p^+-\pi-n^+$ -структур является значение $d_z = 0.085$ см, поскольку ему соответствуют минимальные значения I_n и P_n при $B = \text{const}$. Для структур с $d_z = 0.085$ см установлена возможность работы в непрерывном режиме в интервале температур (77÷160) К ($B = 1$ Тл) при питании постоянным напряжением от химических элементов типа «Корунд» или «Крона». Показана возможность использования структур с $d_z = 0.085$ см в качестве магнито-, термо- и резистивночувствительных элементов с частотным выходом, термочувствительного элемента порогового срабатывания и генератора ВЧ колебаний. Изучены их характеристики.

На защиту выносятся следующие положения:

1. В кремниевых стержневых $n^+-\pi-p^+$ -структурах при высоком уровне инжекции зависимости плотности прямого тока от поданного напряжения и расстояния между торцевыми инжектирующими контактами d_z подчиняются закономерностям, которые следуют из теории двойной инжекции носителей заряда в полупроводник в чисто дрейфовом приближении, либо с учетом диффузионных поправок, либо с учетом как дрейфовой, так и диффузионной составляющих тока (в зависимости от величины d_z).
2. ВН полупроводниковой плазмы в исследованных осцилляторах возбуждается при высоком уровне инжекции носителей заряда в π -область. Зависимости пороговых

характеристик от температуры и d_z в области слабых магнитных полей хорошо описываются линейной теорией ОВН, развитой для осциллятора конечной длины при наличии градиента плотности плазмы произвольной величины в направлении, перпендикулярном векторам напряженности электрического поля $\mathcal{E}$ и магнитной индукции B .

3. В области слабых магнитных полей зависимости пороговой частоты ω_n от $\mathcal{E}$, B , d_z и температуры хорошо описываются выражением, полученным в линейной теории ОВН.

4. Результаты исследований надпороговых характеристик кремниевых осцилляторов с различным расстоянием d_z , как при $T=77$ К, так и при комнатной температуре, свидетельствуют о мягком режиме возбуждения ОВН. Температурную зависимость амплитуды колебаний тока можно качественно описать, проводя анализ зависимости инкремента неустойчивости от температуры в области слабых и сильных магнитных полей.

5. Кремниевые осцилляторы, имеющие форму стержня с оптимальным для практического применения значением d_z , могут быть использованы для создания магнито-, термо-, и резистивночувствительных элементов с частотным выходом, термочувствительного элемента порогового срабатывания и генераторов ВЧ диапазона.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях: Региональная научно-техническая конференция «Радиотехнические и информационные системы и устройства», 12-13 мая 1994 г, г.Томск, 1995 г.; II Международная конференция «Датчики электрических и неэлектрических величин», г.Барнаул, 1995 г.; IV Международная научно-техническая конференция «Актуальные проблемы электронного приборостроения» АПЭП-1998, г.Новосибирск, 23-26 сентября 1998 г.; V Международная научно-техническая конференция «Актуальные проблемы электронного приборостроения» АПЭП-2000, г.Новосибирск, 26-29 сентября 2000 г.; Международная конференция «Современные проблемы физики и высокие технологии», посвященная 125-летию ТГУ, 75-летию СФТИ и 50-летию РФФ ТГУ, г. Томск, 29 сентября - 4 октября 2003 г.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 10 работ, включая патент и свидетельство на полезную модель. Список работ приведен в конце автореферата.

Структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка использованной литературы из 106 наименований и содержит 175 страниц машинописного текста, 50 рисунков, 18 таблиц.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, сформулирована цель работы и основные защищаемые положения, кратко изложено содержание работы, ее научная новизна и практическая ценность.

Первая глава носит обзорный характер и посвящена изложению основных закономерностей ВН. Анализируются экспериментальные результаты в основном для образцов, изготовленных из германия, а также немногочисленные данные по осцилляторному эффекту в кремниевых образцах. Рассмотрены различные приближения линейной теории ВН и основы нелинейной теории, соответствующей надпороговой области. Показано, что в случае объемно-винтовой неустойчивости нелинейную задачу решить очень сложно, так как неоднородность стационарной плазмы не позволяет точно решить даже линейную задачу. Рассмотрены возможности практического использования ВН. В конце главы дается подробная постановка задачи, формулируется цель диссертационной работы и основные этапы исследования.

Во второй главе описаны методики экспериментального исследования и технология изготовления образцов (n^+-p^- и p^+-p^+ -структур) из монокристаллического высокочистого p -Si, легированного бором, марки КВД-2Ба. В соответствии с паспортными данными, удельное сопротивление кремния ρ при комнатной температуре составляло $(2 \div 2.8) \cdot 10^3$ Ом·см, а время жизни – $(1.4 \div 2.1) \cdot 10^3$ мкс. Изготовленные об

разцы имели форму параллелепипеда с почти квадратным сечением граней, на которых формировались n^+ - и p^+ -области. Расстояние d_z между этими гранями составляло 0.025, 0.05, 0.06, 0.08, 0.085, 0.238, 0.43, 0.54 и 1.23 см. В $n^+-\pi-p^+$ -структурах формирование p^+ - и n^+ - областей проводилось путем одновременного сплавления навесок Al и Au+Sb соответственно при температуре (750÷770)°C, $p^+-\pi-p^+$ -структуры изготавливались путем отжига напыленных пленок Al при температуре 600 °C. Описаны методики измерения ВАХ, пороговых и надпороговых параметров ВН (напряжения, магнитной индукции, частоты, амплитуды колебаний тока и потенциала) как в импульсном режиме, так и на постоянном напряжении. Измерения прямой ветви ВАХ проводились в статическом режиме до мощности, выделяемой на образце, порядка $(5 \cdot 10^{-3} \div 0.3)$ Вт. При мощности, выделяемой на образце, больше 0.3 Вт измерения прямой ветви ВАХ проводились в импульсном режиме при длительности прямоугольных импульсов напряжения (60÷300) мкс и частоте повторения (30÷150) Гц, либо импульсы были одиночными. Описаны две использовавшихся методики измерения эффективного времени жизни τ , неравновесных носителей заряда в $n^+-\pi-p^+$ -структурах в режиме двойной инжекции. Первая методика основана на исследовании модуляции проводимости базы диода в режиме постоянства мощности на выходе генератора сдвоенных прямоугольных импульсов. Вторая методика основана на исследовании переходного процесса, возникающего в результате резкого увеличения приложенного к структуре прямого напряжения от некоторого значения U_n до значения U_k , соответствующих квадратичному участку ВАХ. В конце главы приведены оценки погрешностей измерений.

В третьей главе рассмотрены результаты, полученные при исследовании прямых ВАХ $n^+-\pi-p^+$ - структур с широким набором значений d_z от 0.025 до 1.23 см. Анализируются температурные зависимости удельной электрической проводимости, концентрации носителей заряда, уровня Ферми, а также механизмы переноса заряда в $n^+-\pi-p^+$ - структурах. В исследованных структурах электронно-дырочная плазма формируется за счет двойной инжекции из торцевых контактов. Показано, что если толщина π -области d_z меньше или равна трем амбиполярным диффузионным длинам L_a , то при высоком уровне инжекции ВАХ описывается теорией В.И.Стафеева, которая учитывает наличие как дрейфовой, так и диффузионной составляющей тока. При плотности тока J , превышающей (3–50) А/см² для разных температур, ВАХ подчиняется закономерности, характерной для случая, когда рекомбинация носителей заряда в n^+ - и p^+ -областях преобладает над рекомбинацией в π -области. При $J > 630$ А/см² проявляется влияние на вид ВАХ взаимного рассеяния электронов и дырок. Если $d_z/L_a \geq 7$ ($T \approx 300$ К, $d_z \geq 0.145$ см), то при высоком уровне инжекции ВАХ описывается теорией двойной инжекции носителей заряда в полупроводник в чисто дрейфовом приближении, либо с учетом диффузионных поправок. В области температур ниже (200–276) К на ВАХ всех образцов после линейной зависимости J проявляется участок, соответствующий предельному заполнению инжектированными в π -область электронами рекомбинационных уровней, роль которых, вероятно, выполняют донорные уровни Fe или Au.

В четвертой главе анализируются результаты экспериментального исследования линейных и нелинейных свойств ВН в кремниевых $n^+-\pi-p^+$ -структурах различной длины. В таблице 1 приведены размеры образцов, для которых наиболее детально исследованы параметры ВН (обозначения: d_x и d_y —длины боковых граней).

Пороговые характеристики ВН. Анализ пороговых кривых, изображающих зависимости $\mathcal{E}_n(B)$, совместно с ВАХ показывает, что при всех температурах во всех образцах осцилляторный эффект возникает в квазинейтральной плазме при высоком уровне инжекции. При этом за счет высокой скорости поверхностной рекомбинации S

создается большой перепад концентрации плазмы в направлении, перпендикулярном оси Oz , вдоль которой направлены векторы $\mathcal{E}$ и B . Этот факт позволил предположить, что в исследованных осциллисторах возбуждается ОВН электронно-дырочной плазмы. С учетом этого анализ экспериментальных пороговых характеристик проведен на основе теории ОВН, разработанной для образцов конечной длины в случае слабого магнитного поля и не имеющей ограничений на величину поперечного градиента плотности плазмы и соотношение подвижностей носителей заряда [3,4].

Таблица 1. Размеры исследованных структур (образцов)

№	$d_z, \text{см}$	$d_x, \text{см}$	$d_y, \text{см}$
1	1.23	0.165	0.155
3	0.43	0.165	0.155
4	0.54	0.165	0.155
5	0.238	0.118	0.1
7	0.145	0.11	0.0925
10	0.085	0.168	0.0925
11	0.085	0.083	0.133
13	0.06	0.0575	0.046

В соответствии с этой теорией связь значений $\mathcal{E}_n$ и B_n определяется выражением

$$\mathcal{E}_n = \frac{M T}{B_n [\mu_n(T) + \mu_p(T)]}, \quad (1)$$

где

$$M = 2 \cdot k_B \cdot (k^4 + k_x^2 \chi^2) / (e \cdot k_y k_z \chi), \quad (2)$$

k_B -постоянная Больцмана; $k_{x,y,z} = 2\pi s/d_{x,y,z}$ -компоненты волнового вектора k вдоль соответствующих осей координат; $s=1,2,\dots$ -номер пространственной гармоники ОВН; $k^2 = k_z^2 + k_y^2 + k_x^2$; e -заряд электрона; χ -относительный поперечный градиент плотности плазмы; μ_n, μ_p -подвижности электронов и дырок.

Пороговые кривые измерялись при $T=(77 \div 205)$ К в диапазоне $B=(0 \div 1.6)$ Тл, а при $T \geq 273$ К – в диапазоне $B=(0 \div 2.5)$ Тл. Следующая из выражения (1) зависимость $\mathcal{E}_n \sim B_n^{-1}$ выполняется для всех образцов при $\mu_{n,p} B < 1$. Условие слабого магнитного поля выполнялось при $T \geq 179$ К. При $T=77$ К наблюдается отклонение от выражения (1) в связи со снижением инжектирующей способности $n^+ - p$ -перехода и проявлением эффекта сильного магнитного поля. Для коротких образцов эффект сильного магнитного поля проявляется при меньших значениях B , чем для длинных, что соответствует литературным данным для германиевых осциллисторов [5].

Используя пороговую кривую осциллистора и выражение (1), можно определить M и рассчитать возможные значения χ (χ_1 и χ_2) для любой гармоники ОВН. С другой стороны, образцы, у которых $d_z/L_a \geq 10$, можно рассматривать как аналоги бесконечно длинного цилиндра, так как $d_x \approx d_y$. А для бесконечного цилиндра относительный градиент концентрации неравновесных носителей заряда при высоком уровне инжекции имеет вид [6]

$$\chi(r) = \frac{-SI_1(r/L_a)}{L_a S[I_0(r_0/L_a) - I_0(r/L_a)] + D_a I_1(r_0/L_a)}, \quad (3)$$

где I_0, I_1 -модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядка; D_a - амбиполярный коэффициент диффузии; τ_0 - объемное время жизни носителей заряда. Для сравнения с χ_1 и χ_2 использовалось среднее значение χ

$$\bar{\chi} = \frac{1}{r_0} \int_0^{r_0} \chi(r) dr, \quad (4)$$

так как выражения (1) и (2) справедливы при $\chi = \text{const}$. Связь S, τ_0 и τ_3 задается выражением [6]

$$\frac{1}{\tau_3} = \frac{1}{\tau_0} + \left\{ \frac{r_0}{2S} + \tau_0 \left[\frac{r_0 I_0(r_0/L_a)}{2L_a I_1(r_0/L_a)} - 1 \right] \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Решая численно в системе MathCad 2000 уравнения (3), (4) и (5) при эффективном радиусе $r_0 = (d_x + d_y)/4$ (r_0 —среднее между $d_x/2$ и $d_y/2$), можно найти пару значений S и τ_v , при которых реализуются данные величины τ_z и $\bar{\chi} = \chi_1$ или $\bar{\chi} = \chi_2$. Из результатов, полученных при таком расчете, следует, что $\bar{\chi} = \chi_2$ при большом значении S , вероятность реализации которого в эксперименте мала. С учетом этого можно считать, что во всех образцах $\bar{\chi} = \chi_1$.

Расчет с использованием выражений (1)–(5) по методике, описанной выше, проводился при $s=1,2,3,4$ (см.таблицу 2). Из полученных результатов следует, что именно

Таблица 2 Зависимость χ , τ_z , τ_v и S от номера гармоники s

T, K	M	χ_1, m^{-1}	χ_2, m^{-1}	$\bar{\chi}, m^{-1}$	$\tau_z, \mu s$	$\tau_v, \mu s$	$S, m/s$	s
291	104	$3.5 \cdot 10^2$	$1.91 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^2$	23	26	2.5	1
291		$1.4 \cdot 10^3$	$1.90 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^3$	23	37	14.1	2
291		$3.2 \cdot 10^3$	$1.88 \cdot 10^5$	$3.2 \cdot 10^3$	23	53	71,0	3
291		$5.7 \cdot 10^3$	$1.85 \cdot 10^5$	$5.7 \cdot 10^3$	23	62	551,0	4

третьей гармонике соответствует наиболее вероятное значение S (71 м/с) на поверхности осциллистора, которое хорошо согласуется с литературными данными [1,7]. Вывод о возбуждении третьей гармоники ОВН согласу-

ется с литературными данными о прямых измерениях длины волны в ограниченном германиевом осциллисторе, которые показали, что в слабом магнитном поле возбуждается именно третья гармоника [5].

По данным работы [1] величина S у кремниевых осциллисторов имеет одно и тоже значение при 77 и 300 К. Учитывая это можно утверждать, что χ не зависит или слабо зависит от температуры. Это подтверждено нашими вычислениями χ в интервале $T=(170 \div 335)$ К. С учетом этого вытекающая из выражения (1) зависимость $\varepsilon_n \sim T/(\mu_n + \mu_p)$ хорошо соответствует эксперименту. Этот факт подтверждает возбуждение ОВН в исследованных образцах, так как для поверхностно-винтовой неустойчивости полупроводниковой плазмы $\varepsilon_n \sim T/(\mu_n + \mu_p)^2$.

Из выражений (1) и (2) следует, что при $B = \text{const}$ ε_n по мере уменьшения d_z должна уменьшаться и достигать минимальной величины при длине осциллистора

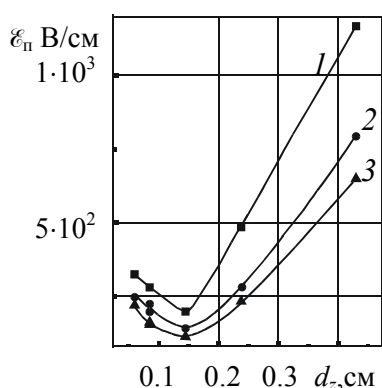


Рис.1. Зависимость $\varepsilon_n(d_z)$ при $T = 293$ К и B в Тл: 1.26(1); 2.0(2); 2.5(3).

$$d_z^0 = d_x d_y \sqrt{3/(d_x^2 + d_y^2)}. \quad (6)$$

При $d_z < d_z^0$ ε_n вновь должна возрастать. Подставляя в выражение (6) средние значения $\bar{d}_x = 0.117$ см и $\bar{d}_y = 0.103$ см, вычисленные для образцов с $d_z = (0.06 \div 0.43)$ см (см. табл. 1), получим $d_z^0 = 0.135$ см, что примерно соответствует эксперименту (рис.1). Зависимость $\varepsilon_n(d_z)$ (рис.1) соответствует выражениям (1) и (2). Для образцов №3,5,7 выполняется неравенство $k_z^2 \ll k_x^2 + k_y^2$ и поэтому $\varepsilon_n \sim d_z/B$. В образцах №10,13 k_z^2 в числителе выражения (2) играет заметную роль и спад ε_n с уменьшением d_z плавно переходит в рост. В соответствии с вышеизложенным $U_n = \varepsilon_n \cdot d_z$ должно снижаться с уменьшением d_z до значения

≈ 0.14 см. При $d_z < 0.14$ см спад U_n должен замедлиться или прекратиться в результате компенсации уменьшения d_z ростом ε_n , что подтверждается экспериментом. Проведенный анализ также показал, что J_n и P_n должны проходить через минимум примерно при $d_z = 0.085$ см, что подтверждается экспериментом.

Анализ полученных экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что в исследованных кремниевых осциллисторах при подаче порогового напряжения

возбуждается ОВН. Зависимости пороговых параметров (ε_n , U_n , I_n и P_n) от B , T и d_z достаточно хорошо описываются в рамках теории ОВН для осциллистора конечной длины [3,4].

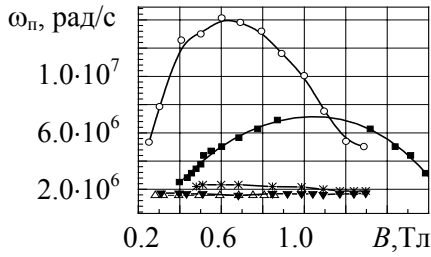


Рис.2 Зависимость ω_n от B при 77K для образцов: Δ —№1; *—№4; $\blacktriangledown$ —№3; $\circ$ —№5; $\blacksquare$ —№10

$B=\text{const}$, при котором эта зависимость определяется (см.рис.2).

В соответствии с теорией [3,4] ω_n обусловлена амбиполярным сносом винтовых возмущений и наличием градиента концентрации носителей заряда:

$$\omega_n = k_z \mu_a \varepsilon_n - k_x \chi D_a, \quad (7)$$

где μ_a —амбиполярная дрейфовая подвижность. При возбуждении ВН дрейфовая составляющая тока является главной, причем зависимость $J_n(U_n)$ параллельна ВАХ осциллистора $J(U)$ при $B=0$ и близка к ней. Учитывая это, а также то, что в эксперименте $p_0 \gg n_0$ и $\Delta n \gg p_0, n_0$ ($\Delta n = \Delta p$ —избыточная концентрация носителей заряда в π -области; p_0, n_0 —равновесные концентрации носителей заряда) из выражения (7) можно получить

$$\omega_n = k_z \mu_n \mu_p p_0 e \varepsilon_n^2 / J_n - k_x \chi D_a. \quad (8)$$

Если инжекционный ток является чисто дрейфовым и $J_n = (9/8) e \mu_n \mu_p \tau_p \varepsilon_n^2 / d_z$, то из выражения (8) нетрудно получить выражение

$$\omega_n = \frac{16 \pi s}{9 \tau_p} - k_x \chi D_a. \quad (9)$$

Для образца №3 расчет с использованием выражения (8) показал, что при $T=291\text{K}$ и $B=\text{const}$ ω_n не зависит от ε_n . Это соответствует эксперименту. В образцах №3 и №5, наилучшим образом соответствующих приближениям теории, наиболее близкими к эксперименту оказались расчетные значения ω_n для $s=3$. В образце с $d_z=1.2\text{ см}$ при $T=300\text{K}$ возбудить ВН не удалось, поэтому и расчет зависимости $\omega_n(\varepsilon_n)$ не проводился.

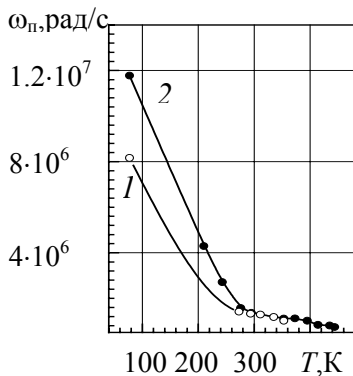


Рис.3. Зависимость $\omega_n(I)$ для образца №5: эксперимент (I), расчет (2)

Оценки показали, что в образцах №5 и №10 при $T=77\text{K}$ плазма наиболее близка к собственной. В этом случае ω_n должна определяться скоростью вращения винтовых возмущений плазмы. В соответствии с работами [8,9] зависимость $\omega_n(B)$ при этом описывается кривой с максимумом, что и наблюдается в эксперименте (рис.2). Для образцов с $d_z \geq 0.43\text{ см}$, уровень инжекции носителей заряда в π -область на пороге возбуждения ОВН меньше, чем для коротких. Плазма в этих образцах некомпенсирована и ω_n по-видимому определяется теми же факторами, что и в области высоких температур.

Анализ зависимости $\omega_n(T)$ удобно провести на основе выражения (9). Градиент χ не зависит или слабо зависит от температуры, что подтверждается вычислением χ для образца №11 в интервале $T=(170 \div 335)\text{ K}$. Если $\chi=\text{const}$, то оба компонента ω_n в выра

жении (9) должны уменьшаться с увеличением температуры, что и наблюдается в эксперименте.

Результаты расчета зависимости $\omega_n(T)$ в образце №5 для $s=3$ ($B=1.12$ Тл) показывают, что в интервале температур, в котором примерно выполняется критерий слабого магнитного поля для электронов ($\mu_n B \leq 0.2$), расчетная кривая удовлетворительно описывает ход экспериментальной (рис.3). При $\mu_n B > 0.2$ наблюдается заметное расхождение хода расчетной и экспериментальной кривых. Этот факт может быть связан не только с нарушением критерия слабого магнитного поля, но и с изменением природы процессов, определяющих пороговую частоту в коротком образце. Все вышесказанное о зависимости $\omega_n(T)$ относится и к образцу №11, для которого расчетная и экспериментальная кривые $\omega_n(T)$ также удовлетворительно совпадают для $s=3$ ($B=1$ Тл).

Все исследованные осциллисторы имели близкие значения d_x и d_y и их поверхность обрабатывалась одинаковым образом, что обуславливает для всех образцов примерно одинаковое значение χ при приблизительно одинаковом высоком уровне инжекции. Тогда зависимость $\omega_n(d_z)$ определяется первым членом после знака равенства в выражении (7) — $k_z \mu_a \varepsilon_n$. Величина μ_a , как показали расчеты, увеличивается с ростом d_z от 0.085 до 0.43 см примерно на четыре порядка. При этом k_z уменьшается в четыре раза, а $\varepsilon_n(d_z)$ проходит через минимум при $d_z \approx 0.13$ см. Таким образом, минимум на кривой зависимости $\omega_n(d_z)$ при $T=293$ К (рис.4), обусловлен совокупным вкладом всех трех величин, входящих в первый член выражения (7).

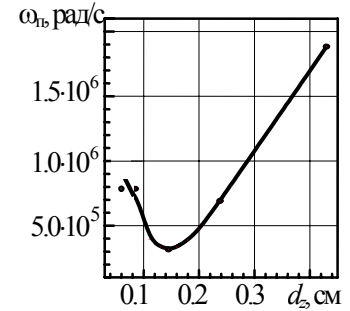


Рис.4. Зависимость $\omega_n(d_z)$ при $T=293$ К и $B=2.0$ Тл.

Провести анализ зависимости $\omega_n(d_z)$ при $T=77$ К не представляется возможным по двум причинам: а) при этой температуре не выполняется критерий слабого магнитного поля, а выражения (7–9) справедливы только в области слабых магнитных полей; б) при $T=77$ К процессы, определяющие ω_n , отличаются для осциллисторов разной длины.

Таким образом, анализ полученных экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что в исследованных кремниевых осциллисторах зависимости ω_n от ε , B , d_z и T хорошо описываются выражением, полученным в линейной теории ОВН [3,4].

Надпороговые характеристики ВН. Далее проведем анализ характеристик ОВН при выходе за порог возбуждения. Амплитуды и частоты колебаний тока $I_{\sim}$, ω и потенциала $\varphi_{\sim}$, ω_{φ} увеличиваются при увеличении $\varepsilon > \varepsilon_n$ и/или $B > B_n$. Установлено, что кривые, изображающие зависимости $I_{\sim}$, ω , $\varphi_{\sim}$, ω_{φ} от ε при $B = \text{const}$, а также зависимости $I_{\sim}$, ω , $\Delta\omega$ от B при $\varepsilon, I = \text{const}$ ($\Delta\omega = \omega - \omega_n$ — нелинейный сдвиг частоты) описываются одним или двумя участками степенной зависимости. В ряде случаев эти зависимости выходят на насыщение или имеют тенденцию к насыщению. Наблюдалось также значительное увеличение сопротивления образца R в полях выше пороговых. Нелинейная теория ВН оперирует с понятием надкритичности, описывающей степень выхода за порог по $\varepsilon - \Delta_{\varepsilon} = (\varepsilon - \varepsilon_n) / \varepsilon_n$ или по $B - \Delta_B = (B - B_n) / B_n$. Поэтому анализ нелинейных амплитуды и частоты проведем в зависимости от надкритичностей Δ_{ε} и Δ_B .

В результате проведенного анализа определены значения показателей степенных зависимостей для различных значений T , d_z и $B = \text{const}$ или $\varepsilon, I = \text{const}$. В зависимостях $I_{\sim}(\Delta_{\varepsilon})$, $I_{\sim}(\Delta_B)$ первый степенной участок, соответствующий малым значениям Δ_{ε} и Δ_B , имеет показатель 0.5, а для зависимости $\Delta\omega(\Delta_B)$ — показатель 1.0. В нелинейной теории [10,11] показано, что при мягком режиме возбуждения ВН в области $\Delta_{\varepsilon} \ll 1$ и $\Delta_B \ll 1$ $I_{\sim}$ должна подчиняться выражению

$$|I_{\sim}| = \sqrt{2\gamma_1/\alpha}, \quad (10)$$

где $\gamma_1 = \text{const} \cdot (\varepsilon - \varepsilon_n)$ [или $\gamma_1 = \text{const} \cdot (B - B_n)$] - инкремент нарастания колебаний, $\alpha > 0$ - постоянная Ландау. Из выражения (10) следует, что при мягком режиме возбуждения ВН $I_{\sim} \sim \Delta_{\varepsilon}^{0.5}$, $I_{\sim} \sim \Delta_B^{0.5}$, что и наблюдается в эксперименте, причем $\Delta\omega \sim \Delta_B$, что также соответствует мягкому режиму возбуждения ВН [12].

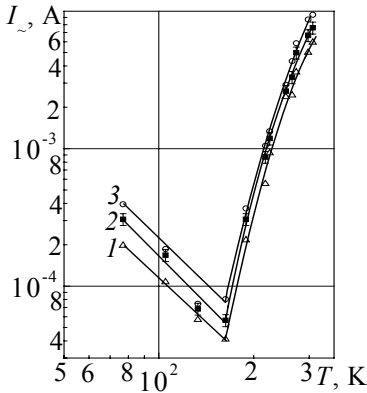


Рис.5 Зависимость $I_{\sim}(T)$ в образце №11 при $B=1$ Тл и различных Δ_{ε} : 1–0.1; 2–0.2; 3–0.3

Зависимость $I_{\sim}(T)$ при $B=1$ Тл и различных $\Delta_{\varepsilon} = \text{const}$ представлена для образца №11 на рис.5. Для образца №5 эта зависимость, измеренная при $T > 273$ К, аналогична. При изменении T от 370 до 77 К при $B=1$ Тл, наблюдается переход от слабого магнитного поля ($\mu_{n,p}B \ll 1$) при $T \geq 293$ К к сильному ($\mu_{n,p}B \gg 1$) при $T=77$ К. Инкремент неустойчивости, а значит и амплитуда колебаний, описываются различными выражениями в слабом и в сильном магнитном поле. Анализ зависимостей $I_{\sim}(T)$ проведем на основе выражений для γ_1 , следующих из теории [9] при $n=p$ для условий $(\mu_{n,p}B)^2 \ll 1$ и $(\mu_{n,p}B)^2 \gg 1$. Отметим, что выражение для γ_1 в слабом магнитном поле, следующее из теории [9], точно совпадает с выражением для γ_1 при $n=p$, вытекающим из теории [3], также разработанной для случая $(\mu_{n,p}B)^2 \ll 1$. В соответствии с работой [9] и выражением (10)

зависимость $I_{\sim}(T)$ при $(\mu_{n,p}B)^2 \ll 1$ может быть записана в виде

$$|I_{\sim}|_0 = 2k \sqrt{\frac{k_B T}{e\alpha} \cdot \frac{\mu_n}{b+1}} \Delta_{\varepsilon}^{1/2} = 2 \sqrt{\frac{k_B T}{e\alpha} \cdot \frac{\mu_n (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{b+1}} \Delta_{\varepsilon}^{1/2}. \quad (11)$$

В кремнии $\mu_{n,p}(T) \sim T^{-2.33}$ [13], тогда из выражения (11) следует, что в области $(\mu_{n,p}B)^2 \ll 1$ $I_{\sim}$ должна уменьшаться с ростом T по закону $I_{\sim} \sim T^{-0.66}$, если $\alpha = \text{const}$.

В соответствии с этой же работой при $(\mu_{n,p}B)^2 \gg 1$ можно записать

$$|I_{\sim}|_B = 2k_z \sqrt{\frac{k_B T}{e\alpha} \cdot \frac{\mu_n}{b+1}} \Delta_{\varepsilon}^{1/2}, \quad (12)$$

откуда следует, что зависимость $I_{\sim}(T)$ такая же, как в случае $(\mu_{n,p}B)^2 \ll 1$: $I_{\sim}$ в области $(\mu_{n,p}B)^2 \gg 1$ должна уменьшаться с ростом T по закону $I_{\sim} \sim T^{-0.66}$. Из выражений (12) и (11) следует, что отношение $|I_{\sim}|_0 / |I_{\sim}|_B$ не зависит от номера гармоники s и имеет вид

$$|I_{\sim}|_0 / |I_{\sim}|_B = k / k_z. \quad (13)$$

Эксперимент (рис.5) качественно подтверждает предсказания теории в области низких температур. При $T=77 \div 163$ К $(\mu_n B)^2$ изменяется от 9.0 до 0.3] $I_{\sim}$ убывает с ростом T по степенному закону, но по закону более сильному, чем $I_{\sim} \sim T^{-0.66}$, а именно $I_{\sim} \sim T^{-2.5}$. При $T=163 \div 300$ К $(\mu_n B)^2$ изменяется от 0.3 до 0.02, что соответствует переходу от относительно сильного к слабому магнитному полю, $I_{\sim}$ резко увеличивается на два порядка. Тогда как, в соответствии с выражением (13), $I_{\sim}$ в образце №11 должна увеличиться всего лишь в 1.55 раза. Столь резкое отличие результатов эксперимента от предсказаний теории вероятно связано с тем, что выражение (13) получено для случая $n=p=\text{const}$. В реальности I_n , а значит и плотность плазмы, практически не меняются при $T=77 \div 163$ К и резко увеличиваются при $T=163 \div 300$ К приблизительно на два порядка, как и $I_{\sim}$. Чем больше плотность плазмы с ростом T , тем больше носителей заряда вовлекается в ВН при $\Delta_{\varepsilon} = \text{const}$, тем больше должна быть $I_{\sim}$. Разница приблизительно в четыре раза между экспериментальным и теоретическим показателями зависимости $I_{\sim}(T)$ в интервале температур $77 \div 163$ К может быть связана с неучетом возможной зависимости $\alpha(T)$. Кроме того, при $T=77 \div 135$ К I_n уменьшается

в 1.4 раза, что может усиливать спад в зависимости $I_-(T)$. К тому же, при $T=77\div 163$ К не строго выполняется условие $(\mu_p B)^2 \gg 1$, при котором получена формула (12), что также может приводить к отклонению экспериментальной зависимости $I_-(T)$ от теоретической ($I_- \sim T^{-0.66}$).

Зависимость $I_-(d_z)$, в соответствии с выражениями (11) и (12), различная в слабом и в сильном магнитном поле. Для образцов с d_z 0.43, 0.238 и 0.145 см выполняется неравенство $k_z^2 \ll k_x^2 + k_y^2$, следовательно, для этих образцов при $\mu_{n,p} B \ll 1$, как это следует из выражения (11), $I_-(d_z) \cong \text{const}$. Для образцов с d_z 0.085 и 0.06 см отношение $k_z^2/(k_x^2 + k_y^2) = (0.14 \div 0.23)$ и в этом случае I_- должна слабо расти с уменьшением d_z . Таким образом, в слабом магнитном поле для всех образцов должна выполняться слабая зависимость $I_-(d_z)$. При $\mu_{n,p} B \gg 1$, в соответствии с выражением (12), зависимость $I_-(d_z)$ описывается соотношением

$$I_- \sim d_z^{-1}. \quad (14)$$

Эксперимент качественно подтверждает выводы теории о том, что в области $\mu_{n,p} B \ll 1$ зависимость $I_-(d_z)$ слабая: при $T=293$ К и $B=2$ Тл I_- слабо уменьшается с уменьшением d_z , а не растет, как это следует из выражения (11). Возможно это связано

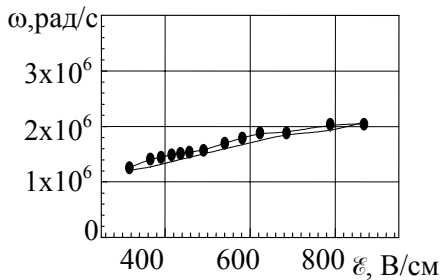


Рис.6 Экспериментальная и расчетная зависимости $\omega(\varepsilon)$ в образце №5 для $s=3$ $B=2$ Тл, $T=293$ К

с тем, что в эксперименте мы имеем дело не со слабым магнитным полем, а с промежуточным: значение $\mu_n B = 0.3$. В области $\mu_{n,p} B \gg 1$ и теория, и эксперимент дают одинаковый результат: I_- обратно пропорциональна d_z .

В отличие от амплитуды, частота ω монотонно уменьшается с ростом T от 77 до 368 К в целом по нелинейному закону, причем кривая $\omega(T)$, измеренная при $\Delta_\varepsilon > 0$, соответствует кривой $\omega_n(T)$, сдвинутой приблизительно параллельно в область частот $\omega > \omega_n$. Зависимость $\omega(\varepsilon)$, измеренная при $T=293$ К, $B=\text{const}$ и $\varepsilon > \varepsilon_n$, характеризуется значениями ε и J в каждой экс-

периментальной точке $\omega(\varepsilon)$. Формальное применение выражения (8) при замене ε_n и J_n на ε и J к расчету надпороговой зависимости $\omega(\varepsilon)$ для $s=3$ дает результат, представленный на рис.6.

Хорошая сходимость экспериментальной и расчетной зависимостей $\omega(\varepsilon)$ (рис.6), говорит также о том, что и зависимость $\omega(T)$ должна быть аналогична $\omega_n(T)$. Именно это наблюдается в эксперименте.

При $T=77$ К и $T=293$ К сопротивление π -области R практически не меняется с ростом B от нуля до значения B_n и резко возрастает при $B > B_n$. За счет возбуждения ВН R увеличивается с ростом B приблизительно в 1.2–2 раза при $T=293$ К и в 1.2–4 раза при $T=77$ К. Основной причиной увеличения R после возбуждения ВН является сворачивание в режиме неустойчивости основной массы носителей заряда в винт конечной амплитуды. Это вызывает: а) отжатие носителей заряда от оси образца к поверхности, где они гибнут вследствие поверхностной рекомбинации; б) увеличение длины пути носителей заряда между контактами, а, следовательно, и увеличение сопротивления. Еще одна причина роста R это возникновение обратного тока возмущенной плазмы в собственном электрическом поле возмущения [12].

Таким образом, проведенный выше анализ свидетельствует о мягком режиме возбуждения ОВН в кремниевых осциллисторах с различным d_z как при $T=77$ К, так и при $T=294$ К. Экспериментальные зависимости $I_-(T)$ можно качественно описать, проводя анализ зависимости инкремента неустойчивости от T в области слабых и сильных магнитных полей.

В пятой главе обосновывается оптимальная для практического использования длина $n^+ - \pi - p^+$ -структуры $d_z = 0.085$ см, которой соответствуют минимальные значения I_n и P_n при $B=\text{const}$. Показывается, что кремниевые стержневидные осциллисторы с

$d_z=0.085$ см могут быть использованы для создания магнито-, термо-, и резистивночувствительных элементов с частотным выходом, термочувствительного элемента порогового срабатывания и генераторов ВЧ диапазона. Во всех приборах информационный сигнал представлял собой колебания напряжения с частотой f на сопротивлении нагрузки R_n , включенном последовательно с осциллистором. Форма сигнала во всех приборах близка к гармонической. Питание приборов осуществлялось напряжением U^* , в виде прямоугольных импульсов, одиночных или периодически повторяющихся: длительность (100÷300) мкс, частота повторения 45 Гц. При низких температурах (77÷163) К возможно питание постоянным напряжением.

Магниточувствительный элемент при $T=293$ К в диапазоне изменения магнитной индукции (1.4÷2.4) Тл имеет линейную характеристику $f(B)$ и чувствительность $df/dB=110$ кГц/Тл [$U^*=40$ В, амплитуда сигнала $U_-=(0.01÷0.16)$ В, $R_n=10$ Ом].

Термочувствительный элемент (ТЧЭ) при импульсном питании ($U^*=65$ В) способен измерять температуру в интервале (77÷335) К, в котором с ростом T его чувствительность df/dT уменьшается от 40 до 3.1 кГц/К. Изменяя величину U^* , можно линеаризовать характеристику $f(T)$ в различных температурных интервалах. При питании постоянным напряжением ($U^*=6$ В, $R_n=100$ Ом) ТЧЭ работоспособен в интервале температур (77÷163) К, в котором амплитуда сигнала U_- проходит через максимум при $T=105$ К и изменяется от 5 мВ до 25 мВ. При $T=(77÷135)$ К характеристика $f(T)$ линейная. Чувствительность в этом интервале $df/dT=2.7$ кГц/К.

ТЧЭ, описанный выше, при $T=\text{const}$ является генератором ВЧ колебаний, f и U_- которого перестраиваются изменением U^* . Например, при импульсном напряжении и $T=298$ К изменение U^* от 40 до 68 В перестраивает f в диапазоне (250÷350) кГц, при этом изменение амплитуды сигнала составляет (30÷135) мВ ($R_n=10$ Ом). При постоянном напряжении и $T=77$ К перестройка частоты от 1.2 до 1.6 МГц достигается при изменении U^* от 6 до 12 В, при этом изменение амплитуды сигнала составляет (10÷150) мВ ($R_n=100$ Ом).

Резистивночувствительный элемент (РЧЭ) построен на зависимости частоты f генерации ТЧЭ от силы тока I , протекающего через осциллистор, при $B, T=\text{const}$. Изменение I осуществляется добавочным переменным резистором R_d в цепи осциллистора. РЧЭ позволяет преобразовывать сопротивление в частоту и может быть использован в датчиках перемещения, угла поворота и других приборах. Характеристики $f(R_d)$ и $U_-(R_d)$ линейные при изменении $R_d=(0÷90)$ Ом ($T=293$ К, $df/dR=1.2$ кГц/Ом, импульсное $U^*=46$ В, $R_n=10$ Ом): f и U_- уменьшаются соответственно в интервалах (286÷182) кГц и (0.4÷0.02) В.

Пороговый ТЧЭ основан на зависимости $U_n(T)$ при $B=1$ Тл. По возникновению генерации на пороге возбуждения ВН судят о срабатывании элемента. В соответствии с градуировочной кривой $U_n(T)$ пороговый ТЧЭ работоспособен при $\Delta T=(77÷335)$ К и может быть использован как сигнализатор установления заданного значения T .

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В соответствии с целью диссертационной работы проведено комплексное исследование электрических характеристик (τ_s , ВАХ, равновесная проводимость) кремниевых n^+-p-p^+ -структур в форме стержней с расстояниями d_z от 0.025 см до 1.23 см в интервале температур (77÷444) К. В тех же условиях изучались закономерности развития в указанных структурах ВН как на пороге возбуждения, так и при значительном выходе за порог по $\mathcal{E}$ или B . Основные выводы и результаты анализа всей совокупности полученных результатов можно обобщить следующим образом.

1. В исследованных структурах электронно-дырочная плазма формируется за счет двойной инжекции из торцевых контактов. Зависимости $J(U)$ и $J(d_z)$ подчиняются за

кономерностям, вытекающим из теории двойной инжекции носителей заряда в полупроводник в чисто дрейфовом приближении, либо с учетом диффузионных поправок, либо с учетом как дрейфовой, так и диффузионной составляющих тока (в зависимости от величины d_z).

2. При любых значениях T и d_z ВН возникает в квазинейтральной плазме при высоком уровне инжекции, что в совокупности с большим значением S создает значительный перепад концентрации плазмы в направлении, перпендикулярном оси Oz , вдоль которой направлены векторы $\mathcal{E}$ и B . В этих условиях возникает ОВН, поэтому анализ экспериментальных пороговых характеристик проведен на основе линейной теории ОВН, разработанной для образцов конечной длины в случае $\mu_{n,p}B \ll 1$ и не имеющей ограничений на величину χ и соотношение μ_n и μ_p [3,4]. Наиболее вероятным является возбуждение гармоники ОВН с $s=3$, которой соответствует рассчитанное значение $S=71$ м/с, хорошо согласующееся с литературными данными для кремниевых структур [1,7]. Вывод о возбуждении гармоники $s=3$ согласуется с прямыми измерениями длины волны в ограниченном осциллисторе из Ge, которые показали, что при $\mu_{n,p}B \ll 1$ возбуждается именно третья гармоника [5].

3. В области температур $T > (250 \div 270)$ К, для которых приблизительно выполняется условие $\mu_{n,p}B \ll 1$, зависимости пороговых параметров (U_n , I_n , P_n , $\mathcal{E}_n$, ω_n) от T , d_z , B , $\mathcal{E}$ непротиворечиво описываются на основе теории ОВН [3,4] и экспериментальных данных о ВАХ:

а) в эксперименте хорошо выполняются зависимости, предсказанные теорией $\mathcal{E}_n \cdot B_n = \text{const}$ и $\mathcal{E}_n(T) \sim T/(\mu_n + \mu_p)$ при $B_n = \text{const}$.

б) экспериментальная зависимость $\mathcal{E}_n(d_z)$ соответствует выражениям (1) и (2), а установленное значение $d_z^0 \cong 0.13$ см при $T=293$ К и $B = \text{const}$, хорошо согласуется с оценкой d_z^0 , сделанной на основе выражения (6) ($d_z^0 = 0.135$ см); теоретический анализ показал, что J_n и P_n должны проходить через минимум примерно при $d_z = 0.085$ см, что подтверждается экспериментом;

в) результаты расчета зависимости $\omega_n(\mathcal{E}_n)$ для $s=3$ в образцах, наилучшим образом соответствующих приближениям теории, удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными;

г) зависимость $\omega_n(d_z)$ удовлетворительно объясняется на основе выражения (7) и экспериментальных данных о зависимостях $\mathcal{E}_n$ и μ_a от d_z .

д) зависимость $\omega_n(T)$ удовлетворительно совпадает с результатами расчетов при $T > (250 \div 270)$ К. Заметное расхождение хода расчетной и экспериментальной кривых $\omega_n(T)$ при $T < (250 \div 270)$ К ($\mu_n B \geq 0.2$) может быть связано не только с нарушением критерия $\mu_{n,p}B \ll 1$, но и с изменением природы процессов, определяющих пороговую частоту в коротких образцах.

4. При низких температурах теория [3,4] не справедлива, так как не выполняется критерий $\mu_{n,p}B \ll 1$; установлено качественное соответствие пороговых характеристик предсказаниям теории ОВН в сильном магнитном поле: зависимостей $\mathcal{E}_n(B)$ [9], $\omega_n(B)$ [8,9]. Анализ зависимости $\omega_n(d_z)$ не представляется возможным, так как процессы, определяющие величину ω_n , отличаются для осциллисторов разной длины.

5. Исследование ВН при значительном выходе за порог возбуждения позволило обнаружить следующие нелинейные эффекты:

– амплитуда и частота колебаний тока (I_n и ω) или потенциала (φ_n и ω_φ) на гранях образца увеличиваются по степенному закону при увеличении $\mathcal{E} > \mathcal{E}_n$ и/или $B > B_n$;

– в ряде случаев кривые $I_n(\mathcal{E})$, $\omega(\mathcal{E})$, $\varphi_n(\mathcal{E})$, $\omega_\varphi(\mathcal{E})$ при $B = \text{const}$ и $I_n(B)$, $\omega(B)$ при $\mathcal{E} = \text{const}$ выходят на насыщение или имеют тенденцию к насыщению;

- при значительном выходе за порог иногда наблюдалось искажение формы колебаний, что может быть связано с возбуждением высших угловых гармоник;
- сопротивление образца R в полях выше пороговых значительно увеличивается.

Экспериментально установлено, что при 77 К и 294 К режим возбуждения ОВН мягкий. Эксперимент качественно подтверждает выводы теории о зависимости $I_-(T)$ при $B=\text{const}$ и $\Delta_\epsilon=\text{const}$. Зависимость $\omega(T)$ при $B=\text{const}$ и $\Delta_\epsilon=\text{const}$ соответствует кривой $\omega_n(T)$, сдвинутой приблизительно параллельно в область частот $\omega > \omega_n$. Формальное применение выражения для $\omega_n(\epsilon)$ к расчету надпороговой зависимости $\omega(\epsilon)$ дает хорошее совпадение экспериментальной зависимости $\omega(\epsilon)$ и расчетной (образец №5, $s=3$). Это говорит также о том, что зависимости $\omega(T)$ и $\omega_n(T)$ должны быть аналогичны, что и наблюдается в эксперименте.

Для I_- эксперимент качественно подтверждает выводы теории о том, что в области слабых магнитных полей должна наблюдаться слабая зависимость $I_-(d_z)$. В области сильных магнитных полей и теория, и эксперимент дают одинаковый результат: $I_- \sim d_z^{-1}$.

Экспериментальная зависимость $R(B)$ хорошо согласуется с литературными данными [1] и качественно соответствует предсказаниям теории [12].

6. На основе структур с оптимальным для практического применения значением $d_z=0.085$ см показана возможность использования кремниевых осциллисторов в качестве магнито-, термо-, и резистивночувствительных элементов с частотным выходом, термочувствительного элемента порогового срабатывания и генераторов ВЧ диапазона. Перечисленные приборы обладают высокой чувствительностью частоты к воздействию внешних факторов. Амплитуда выходного сигнала настолько велика ($5 \text{ мВ} \div 0.7 \text{ В}$), что не требует предварительного усиления.

Основные результаты опубликованы в следующих работах:

1. Пат.1686940 РФ, МПК G01R33/06 Датчик магнитной индукции с частотным выходом / В.И.Гаман, П.Н.Дробот, Г.Ф.Карлова и др. // Открытия. Изобретения. – 1993. – №45–46.
2. Свид. РФ на полезную модель №974, МПК G01K7/00 (RU974U1) Датчик температуры с частотным выходом / В.И.Гаман, П.Н.Дробот // Открытия. Изобретения. – 1995. – № 10.
3. Гаман В.И., Дробот П.Н., Карлова Г.Ф. Винтовая неустойчивость полупроводниковой плазмы в кремниевых образцах, имеющих форму параллелепипеда // Изв. вузов. Физика. – 1992. – №5. – С.103–110.
4. Гаман В.И., Дробот П.Н. Термочувствительный элемент с частотным выходом на основе кремниевого осциллистора // Изв. вузов. Физика. – 1995. – № 2. – С.48–53.
5. Дробот П.Н. Пороговый термочувствительный элемент на основе винтовой неустойчивости в кремнии // Доклады 2-й Международной конференции «Датчики электрических и неэлектрических величин». – г. Барнаул. – 1995. – С.178.
6. Gaman V.I., Drobot P.N. Oscillistor sensors with a frequency output based on a silicon structures // Proceedings 4th Internat. conf. on actual problems of electronic instrument engineering APEIE-98. – Novosibirsk. – 1998. – V.1, Selected papers. – P.133-135.
7. Gaman V.I., Drobot P.N. The magnetic sensors with frequency output // Proceedings 5th Internat. conf. on actual problems of electronic instrument engineering APEIE-2000. – Novosibirsk. – 2000. – V.1, Selected papers. – P. 158-159.
8. Гаман В.И., Дробот П.Н. Механизм переноса заряда в $n^+ - \pi - p^+$ -структурах на основе высокочистого кремния // Изв. вузов. Физика. – 2000. – № 7. – С.35-45.
9. Гаман В.И., Дробот П.Н. Пороговые характеристики кремниевых осциллисторов // Изв. вузов. Физика. – 2001. – № 1. – С.44–49.
10. Гаман В.И., Дробот П.Н. Пороговая частота винтовой неустойчивости электронно-дырочной плазмы в кремниевых осциллисторах // Изв. вузов. Физика. – 2001. – №11. – С.39–44.

Цитируемая литература

1. Schulz M., Voges E. Schraubenformige dichtewellen und oszillistor-effekt im elektronloch-plasma des p-siliziums. //Z.angew.Phys.–1968.–Bd.25.–Heft 3.–S.141-145.
2. Бондар В.М., Владимиров В.В., Сарбей О.Г., Щедрин А.И. Винтовая неустойчивость в полупроводниках с многодолинной структурой зоны проводимости //УФЖ.–1979.–Т.24.–№.2.–С.229-242.
3. Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г. и др. Самостабилизация винтовых волн в полупроводниках // ФТП.–1990.–Т.24.–Вып.11.–С.1995-1998.
4. Каплан Б.И.,Малютенко В.К.,Щедрин А.И. Осцилляторный эффект в германии в условиях поперечного градиента плотности плазмы//ФТП.–1991.–Т.25.–Вып.11.–С.2011-2013.
5. Дубовой Л.В., Шанский В.Ф. Влияние продольных размеров плазменного столба на критерий возбуждения токово-конвективной неустойчивости Кадомцева-Недоспасова // ЖЭТФ.– 1969.– Т.56.– Вып.3.– С.766-771.
6. Hirota R., Tosima S., Lampert M. Theory of double injection into a semiconductor // J.Phys. Soc. Japan.–1963.– V.18.– №4.–P.535–540.
7. Зуев В.А., Попов В.Г. Фотомагнитный эффект в кремнии при различных поверхностных потенциалах //УФЖ.–1975.–Т.20.–№4.–С.558–565.
8. Glicksman M. Instabilities of a Cylindrical Electron-Hole Plasma in a Magnetic Field // Phys. Rev.–1961.–V.124.–№6.–P.1655-1664.
9. Мейлихов Е.З. Винтовая неустойчивость в германии в сильных магнитных полях // ФТП.–1970.– Т.4.– Вып.2.– с.237-244.
- 10.Ландау Л.Д. К проблеме турбулентности//ДАН СССР.–1944.–Т.44.–№8.–С.339-342.
- 11.Веденов А.А. Плазма твердых тел // УФН.– 1964.– Т.84.– в.4.– С.533-555.
- 12.Караваев Г.Ф. Нелинейные эффекты электрических неустойчивостей в ограниченных полупроводниках. Автореф. дисс. докт. физ.-мат. наук.–Москва.–1986.–30 с.
- 13.Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем.– М.: Мир, 1989.– 630 с.

Отпечатано на участке оперативной полиграфии
Редакционно-издательского отдела ТГУ
Лицензия ПД №00208 от 20 декабря 1999 г.

Заказ № _____ от “ _____ ” _____ 2004 г. Тираж _____ экз.