

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра физики полупроводников

Пинч-эффект в собственных полупроводниках

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 412 группы
направления 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника»
факультетаnano- и биомедицинских технологий

Дудкина Андрея Михайловича

Научный руководитель
Старший преподаватель кафедры физики полупроводников СГУ,

А.В. Митин

Консультант
Ведущий инженер кафедры теоретической физики СГУ

М.Б. Мысенко

Зав. кафедрой
Заведующий кафедрой физики полупроводников СГУ,

д.ф.-м.н., профессор А.И. Михайлов

Саратов 2016 год

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования

Пинч-эффект, характерный для плазменного состояния носителей заряда, состоит в стремлении собственного магнитного поля дрейфующих носителей заряда заключить их в поток меньшего поперечного сечения. Процессу сжатия противодействует тепловое движение носителей заряда.

Исследования пинч-эффекта направлены в основном на изучение различных видов неустойчивостей в магнито-плазменных процессах и механизмов рекомбинации и рассеяния носителей тока в полупроводниках. Одно из самых актуальных применений – функциональная микроэлектроника, использующая для обработки информации разнообразные физические эффекты, связанные с прохождением тока в полупроводниковых структурах.

Особый интерес вызывает влияние различных полей на протекание пинч-эффекта как с точки зрения изучения кинетических свойств полупроводников в сильных электрических и магнитных полях, так и с точки зрения сопутствующих ему плазменных неустойчивостей.

Основными факторами, препятствующими сильному сжатию электронно-дырочной плазмы, являются амбиполярная диффузия и объемная рекомбинация носителей тока, поэтому пинч-эффект может возникать только в образцах с высокой подвижностью носителей тока и сравнительно большим временем объемной рекомбинации.

Для исследования пинч-эффекта используются различные аналитические решения, среди которых преобладают решения для стационарного случая.

В данной работе используется аналитическое решение для случая стационарного пинч-эффекта, отличительной особенностью которой является дополнительная проверка численных результатов с помощью программы.

Цель и задачи бакалаврской работы

Целью данной работы является нахождение приближенного аналитического решения для случая стационарного пинч-эффекта в собственных узкозонных полупроводниках. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- Анализ литературных данных по теоретическому и экспериментальному исследованию пинч-эффекта собственных узкозонных полупроводниках;
- Совместное решение уравнений движения, непрерывности и уравнений Максвелла;
- Проведение серии численных экспериментов, направленных на выявление особенностей пинч-эффекта;
- Разработка и написание программы для расчета конкретных численных результатов и построения графиков, иллюстрирующих пинч-эффект;
- Исследование влияния внешних электрических и магнитных полей, в частности, СВЧ поля, на процесс протекания пинч-эффекта;
- Анализ полученных результатов.

Краткая характеристика материалов исследования

В работе проведено исследование пинч-эффекта в собственном узкозонном полупроводнике *InSb*.

Описание структуры работы

Выпускная квалификационная работа включает введение, двух разделов, в которых обсуждается основное содержание работы, заключение и список литературы из 17 источников, изложена на 31 страницах, содержит 4 рисунка. Во введении описана актуальность темы исследования, раскрыта но-

визна работы, а также сформулированы цель и задачи исследования. В первой главе проведен анализ литературы, посвящённый рассмотрению пинч-эффекта. Далее рассматривается влияние внешних факторов на пинч-эффект. А затем рассматривается изменение критического тока пинч-эффекта под действием СВЧ поля в присутствии магнитного поля. Во второй главе описывается экспериментальная часть работы, состоящая из двух частей:

- 1) основные уравнения и их решение для случая стационарного пинч-эффекта
- 2) результаты аналитического решения задачи о стационарном пинч-эффекте.

В заключении сформулированы основные выводы по результатам проведенного исследования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Основные уравнения и их решение для случая стационарного пинч-эффекта:

В приближении линейной рекомбинации носителей тока соответствующие стационарные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned}
 rot \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} \equiv \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_n + \vec{j}_p); \quad rot \vec{E} = 0; \\
 div \vec{j} &= 0; \quad \frac{1}{e} div \vec{j}_p + \frac{p - p_i}{\tau_{pek}} = 0; \\
 \vec{j}_n &= e \tilde{\mu}_n \left(\vec{E} + \frac{kT}{e} \nabla \right) P; \\
 \vec{j}_p &= e \tilde{\mu}_p \left(\vec{E} - \frac{kT}{e} \nabla \right) P
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $p(n)$ – локальная концентрация дырок (электронов); p_i – их равновесное значение; $\tilde{\mu}_n(p) = \tilde{\mu}_{n(p)}(H)$ – тензор подвижности электронов (дырок).

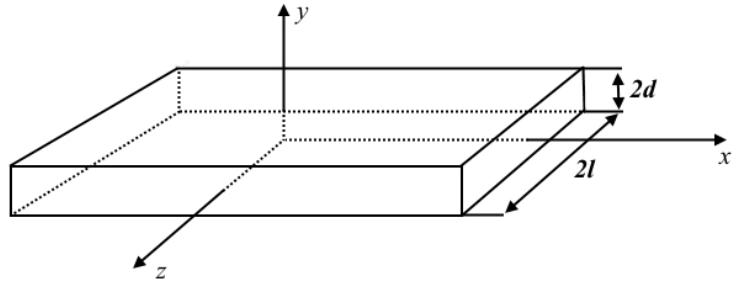


Рисунок 1 - Кристаллический образец в форме пластины

В расчетах подразумевался кристаллический образец в форме пластины ($-\infty \leq x \leq \infty$, $-d \leq y \leq d$, $-\ell \leq z \leq \ell$, $\ell \gg d$) (см. рисунок 1). Поперечный размер образца $2d$ считался меньше (или порядка) величины биполярной диффузионной длины. Решение системы уравнений (1) выполнялось при условии: подвижность электронов и дырок заметно отличаются друг от друга, так что $\mu_n \gg \mu_p$ (например, в $InSb$); рассматриваем область токов, где $\frac{\mu_n H}{c} \approx 1$; $\tau_{n,p}(\varepsilon) = const$, где ε – энергия. В этом приближении исчезает эффект магнито-сопротивления. При этом тензор подвижности приобретает стандартный вид. Тогда система (1) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dY} &= \frac{4\pi}{c} j_x, \quad E_x = const; \\ \frac{1}{e} \frac{dj_{py}}{dy} + \frac{p - p_j}{\tau_{pek}} &= 0, \end{aligned} \tag{2}$$

где:

$$\begin{aligned} j_{py} &= -e\mu_p \frac{\mu_n H}{c} E_x P - 2kT\mu_p \frac{dP}{dy}; \\ j_{py} &= e\mu_p \frac{\mu_n H}{c} E_x P - 2kT\mu_p \frac{dP}{dy}; \\ \mu_q &= \frac{e\tau_q}{m^{x(g)}}; \quad (q = n, p). \end{aligned}$$

Границные условия с учётом линейной поверхностной рекомбинации имеют вид

$$\frac{1}{e} j_{py}(y = \pm d) = \pm S [P(y = \pm d) - P_i]. \quad (3)$$

Выбор связи между H и j в форме Био-Савара дает дополнительное условие

$$H(y) = \frac{4\pi}{c} \int_{-y}^y j_x(y') dy' - \frac{2\pi}{c} J_x,$$

где $J_x = \int_{-d}^d j_x(y) dy$ – полный ток, отнесённый к единице длины в

x -направлении. Отсюда следует

$$H(d) + H(-d) = 0 \quad (4)$$

$$J_x = \frac{c}{25\tau} H(d) \quad (5)$$

Введём безразмерные величины

$$\xi = \frac{y}{d}; \quad f(\xi) = \frac{P(y)}{P_i}; \quad \gamma = \frac{eE_x d}{2kT};$$

$$\varphi(\xi) = \frac{\mu_n H(y)}{c}; \quad \beta = \frac{d}{L}; \quad S_{(\pm)} = \frac{S_{\pm} d}{D};$$

$$F = 8\pi k T P_i \left(\frac{\mu_n}{c} \right)^2,$$

$$\text{где } L = \sqrt{D\tau}; \quad D = \frac{2\mu_p k T}{e}.$$

Для упрощения положим $F = \frac{\mu_p}{\mu_n} \max\{f(\xi)\} \ll 1$. В полупроводниках

величина F мала, к тому же $\mu_p \ll \mu_n$. Смысл неравенства состоит в пренебрежении x -компонентой диффузионного потока по сравнению с полным током в x -направлении.

В принятых обозначениях и с учётом неравенства (2),(3) (4) запишем в виде

$$\frac{d^2 f}{d\xi^2} + \gamma \frac{d}{d\xi} (\varphi f) + \beta^2 (1 - f) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{d\varphi}{d\xi} = F\gamma f \quad (7)$$

$$\varphi(1) + \varphi(-1) = 0 \quad (-1 \leq \xi \leq 1) \quad (8)$$

$$\xi = \pm 1; \frac{df}{d\xi} + \gamma\varphi f + S_{(t)}(f - 1) = 0 \quad (9)$$

Величины $\varphi(1)$ и γ представляют собой безразмерный полный ток и электрическое поле.

Решим систему в случае симметричных граничных условий. Рассмотрим случай, когда $S_+ = S_- = S$. Полагаем $\gamma \geq 0$. Система (6) – (9) обладает симметрией: $f(\xi) = f(-\xi)$, $\varphi(\xi) = -\varphi(-\xi)$. Тогда система имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2u}{d\xi^2} + \alpha u \frac{du}{d\xi} + \beta^2(\xi - u) &= 0; \\ u(0) = 0; \quad u(1) + \Phi \left(\frac{du}{d\xi} \right)_{\xi=1} &= 1 + \Phi. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь

$$\begin{aligned} 0 \leq \xi \leq 1; \quad \alpha &\equiv \alpha(\gamma) = F\gamma^2; \\ \Phi &= \frac{S}{\beta^2} = \frac{s\tau}{d}; \quad u(\xi) = \frac{1}{F\gamma} \varphi(\xi) = \int_0^\xi f(\xi') d\xi'. \end{aligned}$$

В поисках приближённого решения полагаем

$$u(\xi) = \frac{2}{\alpha R} \left[1 + \beta^2 \psi(\xi) \right] \operatorname{th} \left(\frac{\xi}{R} \right). \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), можно убедиться, что $|\psi(\xi)| \ll 1$ как при $\alpha \gg 1$, так и при $\alpha \ll 1$. При $\alpha \approx 1$, $|\psi(\xi)| \approx 1$.

При $\beta^2 \ll 1$, т.е. при $d^2 \ll L^2$, из (11) и (10) получаем уравнения для R через γ и Φ .

$$\alpha(\gamma)(1 + \Phi) \approx \frac{2}{R} \left(\operatorname{th} \frac{1}{R} + \frac{\Phi}{R} c h^{-2} \frac{1}{R} \right). \quad (12)$$

Распределение носителей в кристалле имеет вид

$$f(\xi) = \frac{du}{d\xi} \cong \frac{2}{\alpha R^2} ch^{-2} \left(\frac{\xi}{R} \right).$$

отсюда следует, что величина R имеет смысл безразмерной ширины пинч-слоя.

Для слабых электрических полей ($\alpha \ll 1$) получим $R \cong \sqrt{\frac{2}{\alpha}}$; $u(\xi) \cong \xi$

или $\varphi(1) \cong F\gamma$, что в размерных величинах соответствует обычной омической ВАХ: $J_x \cong 2dP_i e \mu_n E_x$.

В сильных полях ($\alpha \gg 1$)

$$u(\xi) \cong (1 + \Phi) \operatorname{th} \left(\alpha \xi \frac{1 + \Phi}{2} \right)$$

$$R \cong \frac{2}{\alpha(1 + \Phi)}; \varphi(1) \cong F\gamma(1 + \Phi)$$

т.е. проводимость в $(1 + \Phi)$ раз превышает проводимость в слабых полях.

На основе (12) можно построить ВАХ для параметров F и Φ . При больших Φ характеристика имеет S-образную форму.

Результаты аналитического решения задачи о стационарном пинч-эффекте:

В рассматриваемом случае возникновение пинч-эффекта приводит к тому, что концентрация носителей у поверхностей $y = \pm d$ становится ниже равновесной и поверхности выступают в качестве поставщиков в объём носителей. Увеличение с ростом тока числа носителей в кристалле приводит к падению напряжения на образце, и, следовательно, к уменьшению поля E_x . Если S конечная величина, поток носителей, генерируемых на поверхности, при дальнейшем увеличении тока достигает насыщения и на ВАХ появляется второй линейный участок (см. рисунок 2).

Пинч-слой с высокой концентрацией сформируется лишь при условии, что большая часть носителей, генерируемых на периферии, успеет дойти до центрального сечения ($y = 0$), не рекомбинируя на пути. В результате проводимость в области взаимодействующих посредством магнитного поля токов существенно зависит от толщины кристалла и темпа рекомбинации носителей тока. Данные утверждения доказывают результаты экспериментов в работах , где получены аналогичные выводы. Согласно нашим расчетам в *InSb* при $T \sim 300$ К отрицательное дифференциальное сопротивление должно наблюдаться в области электрических полей $E_x \sim 200$ В/см, что соответствует результатам экспериментальных исследований.

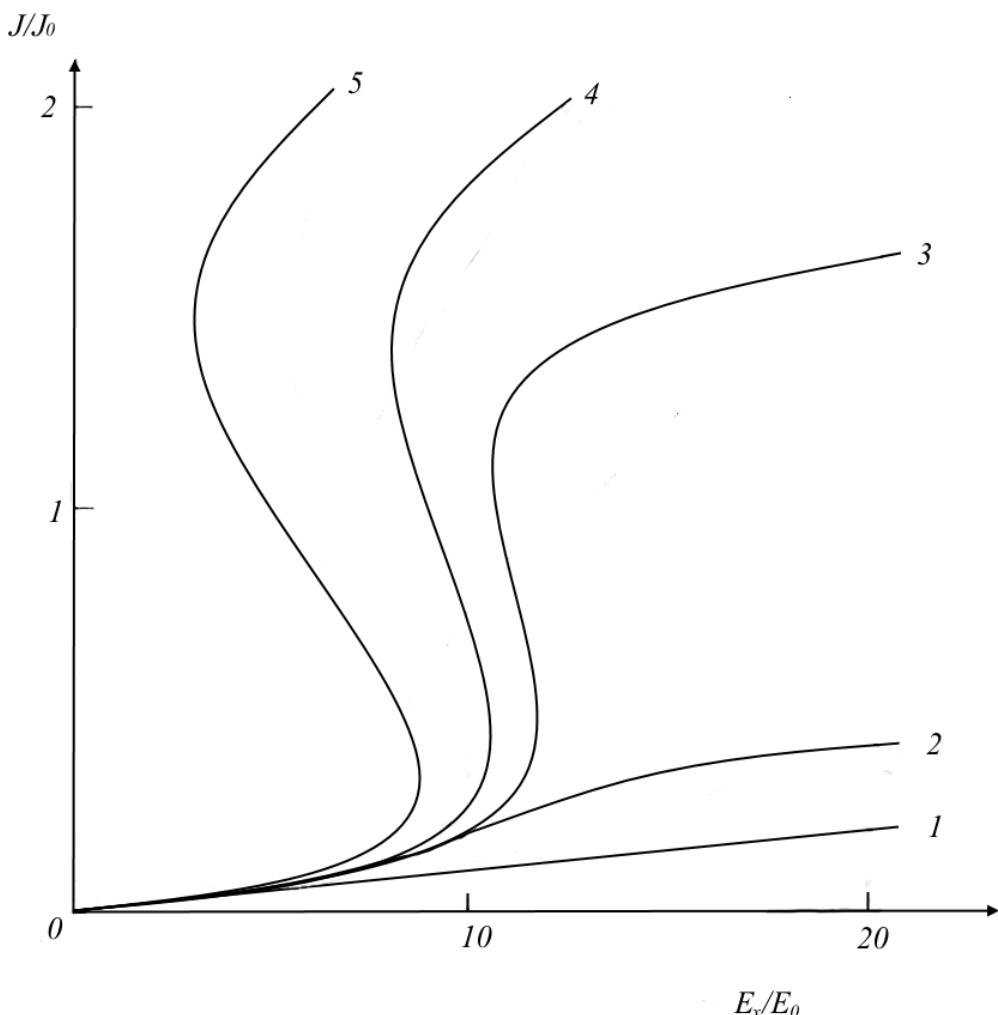


Рисунок 2 - Вольтамперная характеристика кристалла $InSb$ при $d/L \ll 1$. 1. $\Phi = 0$; 2. $\Phi = 1$; 3. $\Phi = 7$; 4. $\Phi = 15$; 5. $\Phi = 30$. Здесь $J_0 = Ic^2/\pi U_n$, $E_0 = 2kT/ed$; U_n - подвижность электронов полагается значительно превышающей подвижность дырок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было найдено приближенное аналитическое решение для случая стационарного пинч-эффекта, которое получено на основе совместного решения уравнений движения, непрерывности и уравнений Максвелла. Для интерпретации полученного результата создана программа для расчета конкретных числовых результатов и построения графиков, иллюстрирующих пинч-эффект (см. рисунок 2). Согласно нашим расчетам было получено, что в *InSb* при $T \sim 300 \text{ K}$ отрицательное дифференциальное сопротивление должно наблюдаться в области электрических полей $E_x \sim 200 \text{ В/см}$, что соответствует экспериментальным данным. Проведено обзорное исследование влияния внешних электрических и магнитных полей, в частности, СВЧ поля, на процесс протекания пинч-эффекта.