УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.951.8

нинч-эффект в плазме твердого тела

В. В. Владимиров

Светлой памяти дорогого Аббы Ефимовича Глаубермана посвящаю.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	
2. Открытие пинч-эффекта в электронно-дырочной илазме	85
3. Методы наблюдения пинч-эффекта в плазме твердого тела	88
4. Динамика пинч-эффекта в неравновесной электронно-дырочной плазме	91
5. Магнитотепловой пинч в полупроводниках	95
6. Устойчивость электронно-дырочной плазмы в условиях пинч-эффекта .	99
7. О пинч-эффекте в висмуте	106
8. Пинч-эффект в условиях сильного вырождения плазмы	109
9. Ө-нинч в полупроводниках	112
Цитированная литература	116

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее интересные открытия в области исследования плазменных явлений в твердых телах были сделаны в период 1958—1963 гг. В эти годы был обнаружен пинч-эффект^{1, 2}, открыты винтовая неустойчивость ³⁻⁵, геликопы ⁶⁻⁸ и эффект Ганна ^{9, 10}. Именно в этот период и были заложены основы нового направления в физике твердого тела, которое затем бурно развивалось и привело к созданию интереснейших научных и технических разработок. Однако читатель может возразить, что первым указанием на плазменноподобное поведение электронного газа в металлах явились опыты Раземана¹¹ и Ланга¹², выполненные в 1948 г. Раземан и Ланг обнаружили, что потери энергии при прохождении электронного пучка через тонкие металлические фольги имеют дискретный характер. Как показали вскоре Бом и Пайнс¹³, этот эффект обусловлен возбуждением лэнгмюровских колебаний (или плазмонов ¹⁴) в электронной плазме металла, пронизываемого пучком. Отмечая важность этого открытия и последующих исследований в этом направлении, следует отметить, что указанные работы не привели к дальнейшему поиску новых плазменных эффектов в твердых телах, хотя определенные разработки в физике газовой плазмы уже были известны. Так, в 1934 г. Беннет ¹⁵ предсказал явление самосжатия электронного цучка, заряд которого нейтрализован фоном медленных ионов, собственным магнитным полем тока пучка. Это явление благодаря Тонксу ¹⁶ получило название пипч-эффекта. В 1956 г., в Харуэлле, Курчатов ¹⁷ сообщил о результатах общирной программы советских исследований пинч-эффекта в газовой плазме в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза (УТС).

[©] Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1975 г.

В 1935 г. Эккерсли ¹⁸ определил дисперсию так называемых атмосферных свистов *) (или whistlers), обнаруженных Баркхаузеном ¹⁹. По данным работ ²⁰ это открытие Баркхаузен сделал еще во время первой мировой войны в процессе прослушивания телефонных переговоров противника. Заметим, что геликоны в плазме твердого тела являются прямым аналогом свистов, возникающих в плазме ионосферы.

В 1942 г. Альвен ²¹ при анализе явлений, происходящих в области солнечных пятен, предсказал новый тип электромагнитных волн, распространяющихся в плазме с высокой проводимостью в сильных магнитных полях (волны Альвена).

Даже перечисленные разработки в газовой плазме могли бы стать серьезной основой для поиска аналогичных эффектов в полупроводниках (п/п) и металлах, поскольку представление об электронно-дырочном газе сравнительно рано появилось в списке основных моделей твердого тела. Однако плазменные представления начали широко проникать в твердое тело где-то с 1959 г. На это были свои объективные причины. В послевоенный период физика твердого тела переживала свой внутренний рост (не менее бурный, чем развитие работ по УТС), да и явления, указанные выше, казались настолько далекими от физики твердого тела, что об их обнаружении не могло быть и речи (шутка ли, перейти от космических явлений к твердому телу). К тому же, широкая информация о работах по физике плазмы газового разряда стала доступна научной общественности с 1958 г., после Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии. В конце 50-х годов плазменные эффекты в твердых телах заявили о себе самым неожиданным образом, что, по-видимому, целиком связано с развитием технологии приготовления сверхчистых веществ и техники физического эксперимента, включая методы создания неравновесной электронно-дырочной плазмы высокой концентрации, синтез полупроводниковых соединений с большой подвижностью носителей тока, технику низкотемпературных исследований в сильных магнитных полях и т. д. В 1958 г. Иванов и Рывкин³ сообщили о наблюдении низкочастотных колебаний тока в образцах германия (Ge), помещенных в достаточно сильное магнитное поле. В этом же году, на Рочестерской конференции по физике п/п Гликсман и Стил¹ доложили об аномальном поведении вольтамперных характеристик (BAX) образцов антимонида индия (InSb) при уларной ионизации в присутствии продольного магнитного поля (H). Сопротивление образцов резко повышалось при больших токах, если Н = 0. Эффект аномального сопротивления исчезал в продольном магнитном поле, сравнимом по величине с собственным магнитным полем тока на поверхности образца. В 1959 г. Голт и сотрудники ²², исследуя поглощение электромагнитных волн сантиметрового диапазона в сверхчистом висмуте (Bi) в сильных магнитных полях, обнаружили линейную зависимость коэффициента поглощения от напряженности магнитного поля. В 1961 г. Бауэрс и сотрудники ⁸ измерили проводимость натрия в сильных магнитных полях при температуре жидкого гелия ($T \approx 4$ °K) по известной методике определения времени затухания электромагнитного сигнала, наведенного в образце. На кривой распада были обнаружены слабозатухающие осцилляции, частота которых увеличивалась прямо пропорционально напряженности магнитного поля. Хотелось бы подчеркнуть, что постановка указанных экспериментов не была связана с какими-либо теоретическими прогнозами, и можно лишь предполагать, что пред-

^{*)} Групповая скорость этих волн, распространяющихся вдоль магнитного поля Земли, увеличивается с частотой. Поэтому из области возмущения ионосферы волны с более высокими частотами приходят раньше к наблюдателю. Соответственно происходит понижение тона во времени ²⁰ (свист).

чувствие открытия пового направления в физике твердого тела прочно овладело умами исследователей в этот период (сравнительно быстро наблюдавшиеся эффекты были объяснены, причем, в ряде случаев, авторами оригинальных экспериментальных работ).

Результаты опытов Иванова и Рывкина ³ удалось объяснить в 1961 г. Гликсману ⁵ на базе теории винтовой неустойчивости, развитой Кадомцевым и Недоспасовым ⁴ применительно к слабоионизованной плазме газового разряда. В 1960 г. Кадомцев и Недоспасов объяснили явление аномальной диффузии в плазме положительного столба газового разряда, которое было обнаружено Ленертом ²³ в 1958 г., практически одновременно с наблюдениями Иванова и Рывкина ³.

Что касается опытов Гликсмана и Стила¹, то авторы этой работы, спустя год², объяснили аномальное поведение ВАХ образцов InSb на основе представления о пинч-эффекте. При больших токах происходит сильное сжатие электронно-дырочной плазмы к оси образца, плотность плазмы возрастает и сопротивление ее увеличивается вследствие усиления электронно-дырочного рассеяния и процесса квадратичной объемной рекомбинации. При этом было показано, что в условиях опытов ¹ хорошо выполняется критерий сильного сжатия, выведенный Беннетом¹⁵ для газовой плазмы. Исчезновение аномального сопротивления в достаточно сильном магнитном поле, как было показано значительно позднее Эндо и Гликсманом ²⁴, обусловлено разрушением пинча вследствие развития винтовой неустойчивости, которая приводит к возникновению потока аномальной диффузии плазмы на поверхность образца и сглаживанию профиля концентрации. Таким образом, в первых опытах Гликсмана и Стила ¹ проявились важнейшие плазменные явления — пинч-эффект и винтовая неустойчивость, однако экспериментальная схема не позволила авторам¹ непосредственно наблюдать колебания тока и напряжения, связанные с развитием винтовой неустойчивости.

Результаты опытов Голта и сотрудников ²² были объяснены в 1961 г. Бухсбаумом и Голтом ²⁵, показавшим, что в условиях этих опытов падающая волна преобразуется в альвеновскую, фазовая скорость которой прямо пропорциональна напряженности магнитного поля, что и определяет аналогичную зависимость коэффициента поглощения.

Бауэрс и соавторы ⁸ однозначно объяснили результаты своих измерений на основе представления о геликонах, теоретически переоткрытых в 1960 г. применительно к плазме твердого тела Эгреном ⁶ и, независимо, Константиновым и Перелем ⁷.

Таким образом, как следует из краткой исторической справки, изложенной выше, теоретический и экспериментальный заделы, имевшиеся в газовой плазме, во многом способствовали становлению плазменного направления в физике твердого тела. Перечисленные выше открытия привели к бурному развитию исследований плазменных эффектов в п/п и металлах. Развитие нового направления физики твердого тела можно оценить не только количественным показателем (по исследованию различных аспектов указанных выше явлений опубликованы сотни работ), но и качественным. Значительную долю этих работ составляли исследования плазменных эффектов, характер которых сильно зависит от особенностей зонной структуры, вида функций распределения носителей тока, объемных и поверхностных свойств твердого тела. Эти исследования достигли апогея в 1963 г., когда Ганном ¹⁰ было открыто замечательное явление генерации СВЧ излучения кристаллами арсенида галлия и фосфида инлия в сильных электрических полях. Эффект Ганна обусловлен возникновением отрицательной дифференциальной проводимости в указанных кристаллах, когда разогрев носителей тока электрическим полем приводит к значительному междудолинному перераспределению ^{9а}. Еще до открытия этого эффекта Ридли ^{9б} показал, что в условиях отрицательной дифференциальной проводимости однородное распределение носителей тока расслаивается на участки с большей и меньшей проводимостью. В дальнейшем было показано ²⁶, что эти участки (или домены) движутся по кристаллу в виде уединенной или ударной волны плотности (поля) со скоростью, равной дрейфовой скорости основных носителей. Эффект Ганна не имел аналога в газовой плазме, однако теория бесстолкновительных ударных волн, развитая Сагдеевым ²⁷, во многом способствовала построению строгой теории этого эффекта.

В последние годы появились обширные обзоры²⁸, посвященные детальному анализу каждого из перечисленных выше явлений в плазме твердого тела, за исключением пинч-эффекта. Настоящей статьей мыг хотели бы восстановить «справедливость» в отношении одного из основных эффектов в плазме твердого тела, поскольку сведения обзорного характера²⁹⁻³², посвященные этому явлению, крайне скупы и разрозненны. Необходимо отметить, что в исследованиях по этому вопросу накоплен ряд. довольно интересных и, главное, надежных сведений как по способам инициирования пинч-эффекта в п/п, так и по методам разрушения его. Эти сведения крайне важны при создании сильноточных п/п лазеров и освоении новых узкозонных соединений с высокой подвижностью носителей тока. Не следует также забывать и о большом познавательном значении исследований пинч-эффекта в п/п для газовой плазмы. Этот аспект мы продемонстрируем ниже на ряде примеров. Вышеупомянутые соображения и позволяют надеяться, что настоящий обзор, написанный порезультатам работ, опубликованных в период 1958—1975 гг., может оказаться полезным широкому кругу исследователей. Напомним основные сведения о пинч-эффекте и свойствах электроннодырочной плазмы.

Пинч-эффект может возникать только в биполярной плазме, когда в образпе присутствуют подвижные носители тока с разным знаком заряда. (электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны). В монополярной плазме силы объемного заряда препятствуют даже слабому пространственному перераспределению носителей тока. Электронно-дырочная плазма высокой концентрации может быть создана в образце с помощью междузонного пробоя в сильном электрическом поле (ударная ионизация), инжекции, двухфотонного поглощения лазерного излучения ³⁰. В этом случае говорят о неравновесной плазме, поскольку она создается внешними источниками. Например, в таких соединениях, как ${\rm Bi}_{1-x}{\rm Sb}_x$ ($x=0,065-0,23,\ T=4$ °K), уже в полях $\approx 2-3$ в/см вследствие ударной ионизации создается скомпенсированная плазма довольно высокой плотности ³³ ($n \approx 10^{15} - 10^{16} \ cm^{-3}$), намного превышающей примесную концентрацию электронов ($n_0 \approx 3 \cdot 10^{14} \ cm^{-3}$). Столь низкий порог междузонного пробоя обусловлен чрезвычайно узкой шириной запрещенной зоны в этих соединениях (0 < E_g < 0,24 мэв). В n-InSb ударная ионизация возникает ${}^{34-36}$ при напряженности электрического поля E pprox 200 в/см ($E_g = 0,2$ эв при температуре решетки $T_c = 77$ °K) и при дальнейшем увеличении поля проволимость плазмы (σ) более чем на один-два порядка превышает примесную. Весьма эффективным методом создания неравновесной плазмы в п/п является метод двойной инжекции ³⁷, когда с противоположных контактов в кристалл вводятся носители тока с разным знаком Заряда.

Равновесная нейтральная плазма существует в очень чистых п/п при достаточно высокой температуре, полуметаллах и металлах с электроннодырочной проводимостью. В этом случае концентрация плазмы полностью определяется температурой решетки и параметрами зонной структуры (область собственной проводимости). Например, в InSb собственная концентрация плазмы при температуре плавления решетки ³⁸ (~808 °K) $n_p \approx 2 \cdot 10^{18} \ cm^{-3}$ и намного превышает плотность неравновесной плазмы, которая может быть создана в этом соединении с помощью указанных выше методов. В области низких температур собственная проводимость в п/п ничтожно мала. Например, при $T_c = 77$ °K проводимость подавляющего большинства п/п соединений имеет примесный характер. В Ві (полуметалл) концентрация электронов и дырок при этой температуре ³⁹ $\approx 5 \cdot 10^{17} \ cm^{-3}$. В вольфраме ³¹ (металл с биполярной проводимостью) $n_p = 5 \cdot 10^{22} \ cm^{-3}$.

В дальнейшем мы рассмотрим два типа пинч-эффекта в электроннодырочной плазме — Z- и θ -пинчи, хорошо известных в газовой плазме ⁴⁰. Z-пинч возникает при протекании сильного тока по образцу и обусловлен сжатием плазмы собственным магнитным полем тока ¹⁵. Ө-пинч соответствует сжатию плазмы в импульсном продольном магнитном поле, нарастающем во времени. Поскольку в плазме твердого тела время релаксации носителей тока по импульсу (τ_e , h) очень мало ³¹ (~ $10^{-11} - 10^{-12}$ сек), то перераспределение плазмы при пинч-эффекте происходит в результате амбиполярного дрейфа электронов и дырок к оси образца (инерционные эффекты, в отличие от газовой плазмы низкого давления 41, пренебрежимо малы). При Z-пинче этот дрейф возникает в продольном электрическом поле и, поперечном ему, собственном магнитном поле тока, а при θ-пинчев продольном магнитном поле и, индуцируемом им, азимутальном электрическом поле. Во всех исследованиях Z-пинча в плазме твердого тела применяется импульсный режим, чтобы предотвратить тепловое разрушение кристалла или значительный разогрев носителей тока. Как правило, скинирование тока выражено слабо (вследствие сравнительно низкой проводимости плазмы и большой длительности импульса) и продольное электрическое поле постоянно по сечению образца. Немногочисленные эксперият менты по исследованию θ-пинча в п/п в этом смысле можно разделить на две группы. В одном случае скин-эффект выражен слабо и продольное магнитное поле одинаково по сечению образца, а в другом, когда размер скин-слоя (δ) меньше радиуса образца, это поле значительно изменяется в радиальном направлении.

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 (b_e , $_h$) и сравнительно большим временем объемной рекомбинации. Именно поэтому, до сих пор, исследование пинч-эффекта проведено на небольшом числе п/п соединений *): InSb, Ge, Bi_{1-x}Sb_x.

Один из основных критериев возникновения Z-пинча в плазме (критерий Беннета ¹⁵) можно наиболее просто получить, приравняв давление магнитного поля тока на поверхности образца с однородно распределенной плазмой давлению электронно-дырочного газа:

$$\frac{H_{\varphi}^{2}(r=R_{0})}{8\pi} = P = nk \left(T_{e} + T_{h}\right), \tag{1}$$

откуда нетрудно определить значение критического тока (ток Беннета), который должен протекать по плазме, чтобы вызвать значительное пространственное перераспределение носителей тока:

$$I \gg I_{\rm B} = \frac{2c^2k \left(T_e - T_h\right)}{ev_g},\tag{2}$$

^{*)} Сведения по исследованию пинч-эффекта в арсениде индия (InAs) ⁴²⁻⁴⁴ чрезвычайно скудны.

где $v_g = (b_e + b_h) E$ — дрейфовая скорость в продольном электрическом поле.

При выполнении критерия Беннета (2) дрейфовая составляющая амбиполярной скорости превышает скорость амбиполярной диффузии. Как видно из (2), ток Беннета велик в образцах с малой подвижностью носителей тока. Отметим, что критерий Беннета является необходимым условием сильного сжатия плазмы при Z-пинче, но не достаточным. Этот вопрос, как и приближения, использованные при выводе (2), мы обсудим ниже.

При низких температурах и высокой концентрации электронов и дырок, когда энергия Ферми (ε_F) значительно больше тепловой ⁴⁵:

$$\varepsilon_F = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{2} \frac{\hbar^2 h^{2/3}}{m_{e,h}} \gg k T_{e,h}, \tag{3}$$

плазма описывается статистикой Ферми — Дирака и в этом случае говорят о вырождении электронно-дырочного газа. Например, в Ві плазма частично вырождена ($\varepsilon_{e, hF} \approx kT_c$) даже при комнатной температуре ($T_c =$ = 300 °K). В InSb сильное вырождение электронной компоненты при температуре жидкого гелия возникает при $n \approx 10^{15}$ см⁻³ ввиду небольшой эффективной массы электронов ($m_e \approx 0,013m_0$, где m_0 — масса свободного электрона). Даже при вырождении одной из компонент плазмы давление газа носителей будет определяться именно этой компонентой и коэффициент амбиполярной диффузии становится функцией концентрации ($D \sim n^{2/3}$). Поэтому при больших значениях последней пинчевание вырожденной плазмы затруднено. Именно по этой причине, а также вследствие небольших дрейфовых скоростей ($v_g \leq 10^3$ см/сек при $j \leq 10^7$ a/cm^2 , $n = 5 \cdot 10^{22}$ см⁻³) практически невозможен пинч-эффект в металлах с электронно-дырочной проводимостью. Критический ток Беннета в случае сильного вырождения электронов и дырок можно определить, если учесть, что давление плазмы в этом случае ⁴⁵

$$P = \frac{2}{5} n \left(\varepsilon_{eF} + \varepsilon_{hF} \right) = \alpha n^{5/3}, \qquad (4)$$

$$\alpha = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5} \hbar^2 \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right).$$

С помощью (1) и (4) можно показать, что

$$I_E = \frac{2c^2 \alpha n^{2/3}}{e v_g}.$$
 (5)

Таким образом, в условиях сильного вырождения плазмы ток Беннета возрастает при увеличении концентрации, поскольку растет. эффективная температура носителей тока (энергия Ферми).

Исследование неравновесной вырожденной плазмы в п/п представляет значительный научный и технический интерес, поскольку в такой плазме возникает инверсия населенностей для оптических переходов между зоной проводимости и валентной зоной. В случае прямых переходов (без участия фононов) кванты с энергией ⁴⁶

$$h\mathbf{v} - E_g < \varepsilon_{eF} + \varepsilon_{hF} \tag{6}$$

не поглощаются, поскольку они не могут вызвать переход электрона из валентной зоны в зону проводимости. Но такие кванты могут индуцировать обратный переход и привести к нарастанию фотонной лавины. В этом случае говорят об отрицательном коэффициенте поглощения для квантов, энергия которых удовлетворяет условию (6). Этот коэффициент, в случае прямых переходов, определяется произведением обычного коэффициента поглощения (положительного) на разность населенностей соответствующих уровней в зоне проводимости и валентной зопе ⁴⁷. Величина отрицательного поглощения максимальна при сильном вырождении обоих сортов носителей тока (разность населенностей равна единице) и это обстоятельство учитывается при создании п/п лазеров. В ряде работ ^{48, 49} отмечается, что пинч-эффект, возникающий при больших токах инжекции, является нежелательным явлением в тех п/п квантовых генераторах, где выход излучения происходит перпендикулярно току, ввиду сильного поглощения фотонной лавины в остальной части кристалла (вне плазменного шнура). Если же вывод излучения осуществляется в осевом направлении ⁵⁰, то пинч-эффект, способствуя увеличению плотности плазмы вблизи оси образца, может усиливать лазерный эффект. Таким образом, прикладные аспекты изучения пинч-эффекта в п/п состоят не только в создании способов его инициирования, но и разрушения.

Заканчивая введение, хотелось бы подчеркнуть, что уже сейчас синтезирован ряд узкозонных соединений с высокой подвижностью носителей тока и этот ряд будет нарастать подобно фотонной лавине в связи с растущими запросами п/п электроники. В этих соединениях пинчэффект будет обычным явлением даже при очень слабых полях (~*e/см*), приводя к изменению основных электрических характеристик кристаллов. Поэтому можно с уверенностью сказать, что знания, накопленные при

изучении цинч-эффекта в «избранных» соединениях, помогут ускорить прикладное освоение узкозонных п/п.

2. ОТКРЫТИЕ ПИНЧ-ЭФФЕКТА В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

История открытия Z-пинча в п/п довольно интересна и поучительна. В 1958 г. Гликсман и Стил ³⁴, а также, независимо, Приор ³⁵ и Канаи ³⁶ обнаружили эффект ударной ионизации в монокристаллах n-InSb ($n_0 \approx$ $\approx 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $T_{\rm c} = 77$ °К). Ток через кристалл при $E \approx 180-200 \ e/cm$ $(I \approx 5 a)$ ³⁴ резко возрастал при небольшом увеличении электрического поля и, как показали измерения коэффициента Холла 34, эта особенность ВАХ была обусловлена генерацией электронно-дырочных пар при междузонном пробое. Картина явления казалась вполне ясной, пока Гликсман и Стил¹ не провели исследования вида ВАХ этих образцов в





продольном магнитном поле (**H** || **E**). Эти измерения (рис. 1) показали, что в присутствии продольного магнитного поля (кривые 2, 3) рост тока при увеличении напряжения происходит гораздо быстрее после начала лавинного пробоя, нежели при H = 0 (кривая 1). До возникновения ударной ионизации все ВАХ практически совпадают (рис. 1). Создавалось впечатление, что продольное магнитное поле разрушает аномальное сопротивление, которое было присуще электронно-дырочной плазме в этих опытах *).

^{*)} Магнитное поле H = 350 э не может существенно изменить скорость ударной ионизации g (E). Это обстоятельство подтверждено более поздними измерениями g (E) в продольном магнитном поле ⁵¹, ⁷³.

Как видно из рис. 1, «разрушающее» действие магнитного поля зависит как от его величины, так и от тока, протекающего по кристаллу. Если H = 350 э, то при I > 13 а эффект магнитного поля уменьшается и при I > 20 a, когда собственное магнитное поле тока $H_{\varphi}(R_0) \approx H$, исчезает совсем (кривые 1, 2 сливаются). Если H = 3500 э, то эффект разрушения аномального сопротивления сильно выражен вплоть до токов $I \approx 50 a$, достигавшихся в этих опытах. Напряжение на кристалле (U) измерялось между двумя контактами, расположенными на расстоянии 0,25 см (размеры кристаллов $V = 0.039 \times 0.06 \times 0.8$ см³). Чтобы избежать разогрева решетки, использовались прямоугольные импульсы тока длительностью $\tau_{\mu} = 10^{-6}$ сек и временем нарастания (спада) $\approx 10^{-7}$ сек. При небольшом напряжении ток следует закону Ома (рис. 1); при U > 2-3 e (E > 8-10 в/см) ток растет медленнее с полем, что обусловлено разогревом электронов и уменьшением их подвижности. Ток начинает расти быстрее, когда U > 20 в (происходит рождение пар), и при $U \ge 45-50$ в ($E \ge 180-100$ 200 в/см) наблюдается резкий излом ВАХ. При этом значении поля скорость ударной ионизации и соответственно концентрация дар достаточно велики, чтобы вызвать заметное изменение сопротивления кристалла $(\Delta n \approx n_0)$. Кривая 3 (H = 3500 э) несколько смещена относительно остальных, что, по-видимому, связано² с искажением линий тока вблизи торцевых контактов (даже слабая непараллельность тока и магнитного поля в этой области может сказаться на виде ВАХ). Кроме того, скорость ударной ионизации в столь сильном магнитном поле может несколько уменьшиться ⁵¹ и ударный пробой сдвигается в сторону больших значений E. Отклонение кривых 1 и 2 возникает при $I \approx 5 a$ (т.е. практически в момент лавинного пробоя) и при увеличении тока возрастает вплоть до $I \approx 13 a$. Нетрудно подсчитать, используя графики рис. 1, что при I == 10 а сопротивление неравновесной плазмы (за вычетом примесной составляющей) в случае $\hat{H} = 0$ приблизительно вдвое больше, чем при $H = 350 \ \vartheta.$

Вскоре Гликсман и Стил² предложили объяснение наблюдавшимся аномалиям ВАХ на основе довольно неожиданного предположения о возникновении пинч-эффекта в описанных выше опытах, который в свою очередь может разрушаться продольным магнитным полем. Действительно в условиях пинч-эффекта резко возрастает концентрация плазмы, усиливается электронно-дырочное рассеяние 44,52,53 и соответственно уменьшается подвижность электронов ($\hat{b}_e \sim 1/n$). Увеличение сопротивления плазмы при пинч-эффекте может быть обусловлено и нелинейным характером объемной рекомбинации 54-56, теми которой возрастает в области сильного сжатия плазмы. Именно по этим причинам, для поддержания заданного тока в условиях пинч-эффекта необходимо большее электрическое поле (или теми ударной ионизации). Отметим, что эффекты магнитосопротивления, обусловленные взаимодействием радиального амбиполярного потока частиц с собственным магнитным полем тока в опытах Гликсмана и Стила 1, да и во всех последующих работах по исследованию пинч-эффекта в InSb, пренебрежимо малы (($b_{e}b_{b}/c^{2}$) $H_{\varphi}^{2} \ll 1$).

При разрушении пинча в продольном магнитном поле аномальное сопротивление, естественно, должно исчезать. В определенной мере Гликсман и Стил² были подготовлены к такой интерпретации своих опытов. В 1956 г. советские физики Безбатченко, Головин и др. ⁵⁷ опубликовали результаты исследования Z-пинча в дейтериевой плазме ($I \leq 700 \ \kappa a$, $\tau_n \approx 10^{-5} \ cek$). Оказалось, что при увеличении продольного магнитного поля до 6 ·10³ э сжатие плазмы заметно уменьшалось. По-видимому, результаты именно этой работы в большой стецени способствовали Гликсману м Стилу² при интерпретации аномалий сопротивления электронно-дыроч-

ной плазмы на основе представления о пинч-эффекте. Однако необходимо отметить, что стабилизирующее воздействие продольного магнитного поля на пинч-эффект, наблюдавшееся в работе ⁵⁷, было связано с частичным захватом магнитного поля плазмой, вследствие чего эффективное давление плазмы возрастало. В этих опытах максвелловское время диффузии магнитного поля ($\tau_{\rm M} = 4\pi\sigma R^2/c^2$) было сравнимо с длительностью импульса ($\sigma \approx 4 \cdot 10^{14} \ cek^{-1}$, $R \approx 2 \ cm$). В случае же опытов Гликсмана и Стила ¹, ²</sup> $\tau_{\rm M} < 10^{-9} \ cek$ и концепция

Ι,α

 $\tau_{\rm M} < 10^{-9}$ сек и концепция «вмороженности» магнитного поля, также принятая на вооружение в этой работе, абсолютно неверна. И только в 1967 г. Эндо и Гликсман ²⁴ надежно доказали, что разрушение пинча в продольном магнитном поле обусловлено возбуждением винтовой неустойчивости ³⁻⁵. Однако на заре этих исследований трудно было предугадать столь нетривиальный механизм подавления пинч-эффекта в плазме п/п.

В пользу возникновения пинч-эффекта в электронно-дырочной плазме InSb авторами² приведена следующая была оценка. Если ток I ≈ 5 a, при котором наблюдается разветвление ВАХ во внешнем магнитном поле (рис. 1), соответствует току Беннета (2), то из этого соотношения можно оцепить суммарную температуру электронов и дырок, если известна дрей-



Рис. 2. Вольт-ампериая характеристика *n*-InSb при $T_c = 77$ °K ⁶⁰.

H (э) = 350 (1) и 0 (2). Вертикальная стрелка указывает на возникновение ударной ионизации, а горизонтальная —пинч-эффекта.

фовая скорость. При значении $v_g \approx 5 \cdot 10^7 \ cm/cek$, полученном по измерению константы Холла R_H ($v_g = R_H j$, j — плотность тока), можно показать, что k ($T_e + T_h$) ≈ 0.13 зв. По мнению авторов², эта оценка вполне разумна, поскольку температура электронов и дырок не может заметно превыщать энергию оптических фононов (≈ 0.025 зе в InSb), если решетка не разогревается в процессе импульса. В этом случае ($kT_e >$ > 0,025 эв) электроны интенсивно излучают оптические фононы (за время ~10⁻¹² сек ⁵⁰) и этот процесс препятствует дальнейшему разогреву плазмы. Поэтому режим сжатия плазмы при пинч-эффекте в п/п близок к изотермическому 50, 58, 59, когда температуры электронов и дырок соответствуют энергии оптических фононов. Оценку, проведенную Гликсманом и Стилом², можно уточнить, если учесть, что в критерий Беннета (2) входит ток, протекающий по плазме (за вычетом примесной составляющей), а значение дрейфовой скорости, выбранное авторами², явно завышено (при $v_g = 5.10^7$ см/сек примесный ток >4 а). По данным ^{36,60} $v_g \approx$ $\approx 3.10^7 \, cm/cer$ в начале ударного пробоя в *n*-InSb. Это же значение можно получить, если предположить, что в момент разветвления ВАХ в магнитном поде концентрации плазмы и примесных электронов приблизительно равны. После введения соответствующих поправок можно получить, что $k (T_e + T_h) \approx 0.05$ эв, что гораздо лучше соответствует изложенным выше соображениям и результатам более поздних исследований ^{58,60-62}.

Таким образом, проведенные оценки показывают, что один из основных критериев сильного сжатия плазмы при пинч-эффекте — критерий Беннета, мог выполняться в условиях опытов Гликсмана и Стила¹. Этот критерий сыграл чрезвычайно важную роль в «опознании» пинч-эффекта в плазме твердого тела.

Существование критического тока, протекающего по плазме $(I_{\rm II})$, при котором возникает пинч-эффект в ударно-ионизованной плазме *n*-InSb, более надежно доказано в опытах Чиновеца и Мюррея ⁶⁰, которые провели измерения, аналогичные ¹, на образцах с более высоким сопротивлением (за счет уменьшения площади сечения S). Поэтому им удалось разделить по току возникновение ударной ионизации ($I \approx 1,5 a$) и пинчэффекта ($I \approx 4 a$) — рис. 2. Существенно, что результаты измерений ⁶⁰ на монокристаллах и поликристаллических образцах совпали, а значение критического тока слабо зависело от размеров образца, в соответствии с выражением (2).

Интересные измерения, подтвердившие основные выводы Гликсмана и Стила ^{1,2}, были проведены на *p*-InSb ($T_c \approx 77$ °K) в режиме инжекции ⁶². Для наблюдения пинч-эффекта в образцах *p*-InSb по виду ВАХ вовсе необязательно инжектировать в кристалл плазму, концентрация которой сравнима с примесной, поскольку подвижность электронов намного выше дырочной ($b_e/b_h > 50$ ⁶²) и неравновесная плазма вносит заметный вклад в проводимость образца и при $n \ll p_0$. Концентрация примесей должна быть не очень большой: $p_0 \leqslant 10^{15} - 10^{16}$ см⁻³; в противном случае заметно уменьшается подвижность электронов ⁶². Так, в опытах ⁶² аномалии ВАХ, обусловленные пинч-эффектом, наблюдались при $n/p_0 \ge 0.06$.

Заканчивая описание первых работ по исследованию пинч-эффекта в п/п, следует отметить, что все выводы о природе наблюдавшихся аномалий ВАХ носили, в определенной мере, предположительный характер и перед исследователями была поставлена задача создания более непосредственных методик наблюдения сильного сжатия плазмы при пинч-эффекте. Этот вопрос рассмотрен в следующей главе.

3. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ПИНЧ-ЭФФЕКТА В ПЛАЗМЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

В работах ^{58,63} использована оптическая методика обнаружения пинч-эффекта в ударно-ионизованной плазме n-InSb. Осипов и Хвощев 58 исследовали распределение интенсивности рекомбинационного излучения $(\lambda pprox 4-6 \ {\it мкm})$ плазмы по сечению образца $(V=0.26 \ {
m \times}\ 0.14 \ {
m \times}\ 1.5 \ {\it cm^{-3}},$ T_c = 77 °K), применив сканирующую систему с подвижным зеркалом, которая дает возможность наглядно убедиться в существовании сжатого шнура плазмы и наблюдать изменение формы светящейся области под действием внешнего магнитного поля. Такие измерения позволяют судить о распределении плотности неравновесной плазмы. На рис. З показано изменение характера распределения инфракрасного (ИК) свечения вдоль грани 0,26 см под действием продольного магнитного поля. При изменении магнитного поля ток через образец ($I_{\pi} \approx 50 \ a, \tau_{\pi} = 4 \cdot 10^{-6} \ cek$) поддерживался постоянным. Когда $ar{H}=0,$ светящаяся область локализована в центре образца в виде узкого шнура (кривая 1 рис. 3). Оценка размера светящейся области с учетом разрешающей способности сканирующей системы дает величину ≈ 0.02 см (радиус шнура $r_p \approx 0.01$ см). При этом средняя концентрация плазмы в шнуре $\overline{n} \approx 3 \cdot 10^{16} \, cm^{-3} \, (v_g \approx 3 \cdot 10^7 \, cm/ce\kappa).$ При увеличении магнитного поля светящаяся область расширяется, а интенсивность излучения возрастает. Эти данные (рис. 3, кривые 2-4) однозначно свидетельствуют о разрушении пинча в продольном магнитном поле, поскольку при расширении пространственного распределения плазмы уменьшается поглощающая область между шнуром и поверуностью кристалла. Соответственно интенсивность излучения, в особенности коротковолновой части спектра, должна возрастать. Коэффициент поглощения в области исследуемого диапазона длин волн ^{58,64} $\approx 10^3 \ cm^{-1}$ и растет с частотой $\sim \sqrt{hv - E_c}^{64}$.

В магнитном поле *Й* 400 э возникает заметная нестабильность распределения свечения (кривая 3 рис. 3) и при *H* 10³ э оно приобретает

двугорбый вид, что по-видимому, свидетельствуст о трубчатом характере распределения плазмы. Чтобы наблюдать истипный спектр рекомбинационного излучения плазмы при пинч-эффекте, Осипов и Хвощев 58 «приблизили» светящийся шнур к поверхности образца поперечным магнитным полем $^{65}(H_{\perp})$. При увеличении // интенсивность излучения растет, а спектр смещается в коротковолновую область. В области $2,5\cdot 10^3$ \supset < $H_{\perp} \leqslant 7\cdot 10^3$ \supset наблюдаемый спектр перестает изменяться и, по мнению авторов ⁵⁸, является истипным спектром рекомбипационного излучения плазменного шнура. Сравнение коротковолновой части полученного спектра со спектром черного тела показало, что суммарная температура электронов и дырок приблизительно равна удвоенной энергии оптического фонона (≈ 0.05 зв). Приятно отметить, что опыты Осипова и Хвощева сыграли решающую роль в «утверждении» пинч-эффекта в плазме твердого тела.

В работе ⁶⁶ пространственное распределение плазмы при пинч-эффекте (п. 1.55, 77, 220, 24, 22, 40, 7, со.)

(n-InSb, $T_c = -220$ °K, $\tau_n \approx 3,3 \cdot 10^{-7}$ сек) определялось с помощью высокочастотного зонда. Измерялся отраженный сигнал, который является функцией концентрации плазмы в точке расположения зонда на поверхности кристалла. Образцы имели форму пластины ($V = 0,07 = 0,04 \times 0,44$ см³). Сканирование проводилось вдоль размера 0,07 см. Разре шающая способность этой системы $\approx 0,01$ см. При увеличения тока наблюдалось сужение пространственного распределения плазмы и при $I \approx 20$ а полуширина этого распределения находилась на уровне разрешающей способности измерительной схемы. Эти оныты также свидегельствуют о сильном пинчевании плазмы. В продольном магнитном поле нинч разрушался, при этом на осциялограммах отраженного сигнала наблюдалось осцилляции, указывающие на возникновение неустойчивости в плазме.

Чен и Анкер-Джонсон ⁶⁷ применили метод лазерного зонда (λ - 10,6 *мкм*, лазер на CO₂) для определения пространственного распределения цлазмы в *p* -- InSb (режим инжекции) при пинч-эффекте. Принципиальная сторона этого метода, с помощью которого исследуется поглощепие IIК излучения свободными посителями тока, разработана Гарриком ⁶⁸ в 1956 г. В этих опытах ⁶⁷ было показано, что нинч-эффект возникает только при достаточно больших токах, протекающих по плазме. Огдельные результаты этих измерений представлены на рис. 4.



Рис. З. Распределение интенсивности рекомбивационного и злучения по сечению образца и InSb ⁵⁸: *H*(*i*) = 0 (*i*), *H* = 200 (*i*), 100 (*i*) к 4000 (*i*) Ток в плазие *I*₁₁ = >000, дляте тьность имшульса тока *I*₁₁ = 4 млсеь

Интересную методику определения размера плазменного шнура применил



Рис. 4. Зависимости радиуса плазменного шнура в InSb от величины тока, измеренные разными методами 59.

Сплошная кривая 1 — данные Морисаки ⁵⁹ (по измерению индуктивности образца), 2 — Анкер-Джонсон и Чена ⁶⁷ (лазерный зонд), 3 — Шотова и сотрудников ¹¹² (по спектру реком-бинационного излучения), 4 — Тода ⁶⁶ (по измерению отраженного СВЧ сигнала) 5 — Осипова и Хвощева ⁵⁸ (по ширине светящейся области).

Морисаки ^{59,69} в опытах на *n*-InSb ($n_0 = 10^{14}$ см⁻³, $T_c = 77$ °K, $\tau_{\rm H} = 10^{-6}$ сек, $V = 0.1 \times 0.1 \times 0.5$ см³). В этих работах с помощью резонансного метода определялась индуктивность плазменного шнура в диапазоне частот 800—1400 Мги. Поскольку индуктивность плазменного шнура увеличивается при уменьшении его радиуса, то по сдвигу резонансной частоты по мере увеличения тока можно в принципе определить зависимость радиуса шнура от величины тока. Результаты этих измерений приведены на рис. 4. Для сопоставления, на этом же рисунке приведены данные аналогичных измерений с помощью других методик. Как видно из этого рисунка, при изменении тока от 13 до 20 a (при I < 13 a резонанс плохо выражен) радиус шнура (гр) уменьшается, а затем, по не вполне цонятной причине, увеличивается. По мнению Морисаки 59, этот факт может быть связан с возникновением инверсии населенностей в плазме

при больших токах, когда концентрация плазмы достаточно высока. Возникающая лавина фотонов будет ограничивать рост плотности в шнуре

и при выходе за его пределы приведет к рождению неравновесных пар и расширению канала пинча. Согласно расчетам ⁵⁰ критерий (6) для переходов $hv = E_g$ выполняется при $n \approx 2 \cdot 10^{17} \ cm^{-3} (T_{e, h} = 250 \ {\rm °K}).$ По оценкам Морисаки 59, средняя концентрация плазмы в шнуре достигает именно этого значения при токе $\approx 20 a$, начиная с которого увеличивается радиус шнура. Однако это объяснение, на наш взгляд, весьма проблематично. Действительно, при такой плотности, несмотря на достаточно сильное вырождение электронного газа $(T_e = 250 \,^{\circ}\text{K})$, дырки еще описываются статистикой Больцмана и коэффициент отрицательного поглощения будет очень мал, даже если условие (6) выполнено 47. Поэтому вряд ли можно объяснить расширение плазменного шнура возникновением фотонной лавины. Возможна и вторая версия наблюдавшегося уширения шнура, связанная с разогревом решетки, хотя по оценкам Морисаки⁵⁹ этот разогрев был незначителен в его опытах. Если в процессе пинча



Рис. 5. Зависимость средней концентрации вканале пинча от тока⁵⁹. Сплошная линия — экспериментальные данные, штриховая -- расчет.

резко возрастает концентрация термически ионизованной плазмы, то из приосевой области (наиболее горячей) может происходить 70 выброс плазмы в радиальном направлении, что также приводит к расширению канала пинча.

Истинная причина этого эффекта неясна. Используя данные ⁷¹ по зависимости $v_g(E)$ в режиме пинча (получены путем измерения ЭДС Холла в собственном магнитном поле тока), вид ВАХ ⁷¹ и результаты измерения радиуса плазменного шпура ⁵⁹ r_p (I), Морисаки определил зависимость средней плотности в канале пинча от тока (сплошная кривая линия на рис. 5). При построении «теоретической» зависимости (на рис. 5 — штриховая) использовалась лишь экспериментальная зависимость $v_g(I)$ и плотность плазмы определялась из условия равенства магнитного и газокинетического давлений на поверхности шнура. При этом считалось, что температура электронов и дырок в процессе сжатия плазмы равна энергии оптического фонона (изотермическое приближения), а также учитывались поправки на вырождение электронной компоненты плазмы. Довольно хорошее совпадение (при I < 20 a) зависимостей, приведенных на рис. 5, свидетельствует в пользу изотермического характера сжатия плазмы при пинч-эффекте.

Один из наиболее интересных методов наблюдения пинч-эффекта в п/п связан с получением временных разверток напряжения на образце в режиме контролируемого тока. Этот вопрос будет освещен в следующем разделе.

4. ДИНАМИКА ПИНЧ-ЭФФЕКТА В НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

Пинч-эффект в п/п, так же как и в газовой плазме 40,41, имеет существенно динамический характер, т. е. определяется довольно сложным развитием во времени. Этот характер с особой силой проявляется при импульсных методах исследования пинч-эффекта. В условиях ударной ионизации (или инжекции) наблюдение пинч-эффекта возможно, если неравновесная плазма достаточно высокой концентрации успеет заполнить кристалл. Таким образом, время ударной ионизации $g^{-1}(E) = (d \ln n/dt)^{-1}$ должно быть меньше или сравнимо с длительностью импульса. В этом смысле понятие критического поля ударного пробоя (Е $\approx 180-200$ в/см в опытах ^{1, 34-36}) имеет относительный смысл, поскольку заметное заполнение образца плазмой сильно зависит от соотношения длительности импульса и времени ударной ионизации. Так, при более коротких импульсах тока величина поля пробоя сдвигается в сторону больших значений. В то же время, характерное время пинчевания плазмы (т_п) должно быть также меньше длительности импульса. Так как объемная рекомбинация препятствует процессам накопления плазмы, то необходимо, чтобы характерные времена соответствующих процессов (g^{-1}, τ_n) были меньше времени объемной рекомбинации (τ_p). Таким образом, недостаточно выполнения одного лишь критерия Беннета для наблюдения пинч-эффекта.

Чтобы исследовать динамику пинч-эффекта в п/п Гликсман и Паулус ⁶¹ провели измерения напряжения на образцах *n*-InSb ($n_0 = 0, 1-2 \cdot 10^{14} cm^{-3}$, $V = 0,042 \times 0,040 \times 0,25 \ cm^3$, $T_c = 77$ °K) в зависимости от времени в режиме прямоугольных импульсов тока (различной амплитуды) длительностью (0,25-1,4) $\cdot 10^{-6} \ cek$. Соответствующие временные развертки тока и напряжения ($\tau_u \approx 3 \cdot 10^{-7} \ cek$, $n_0 = 2 \cdot 10^{14} \ cm^{-3}$) приведены на рис. 6. Как видно из рис. 6, *a*, при небольших значениях тока (папряжения) осциллограммы поля и тока имеют одинаковую форму, и никаких признаков ударной ионизации (естественно, и пинчевания) не наблюдается. При больших токах (рис. 6, *b*, $E \approx 250 \ e'cm$) время ударной ионизации достаточно мало *) и за время импульса в кристалле создается плазма

^{*)} Подробные данные о зависимости g(E), полученные в режиме наносекундных импульсов напряжения, приведены в работах ⁵¹, ⁷², ⁷³. По мнению Морисаки ⁵⁹, в условиях пинч-эффекта значения g(E) должны быть выше измеренных авторами ⁵¹, ⁷², поскольку функция распределения электронов сдвигается в этом случае в сторону больших энергий.

достаточно высокой плотности (напряжение уменьшается). Через определенное время t_2 (см. рис. б) после начала ударной иопизации, величина которого сильно зависит от тока, папряжение на образце вновь возрастает.



Рис. 6. Временные разверзки тока (верхний луч) и напряженности электрического поля (нижний луч) в образцах n-InSb (T_c -= 77 K) ⁶¹.

Ток (a): 1,4 (a) 5,5 (б), 7,3 (в) и 9.7 (с). По ге: а) 39 в/см — цена бо вышого теленич, б-- с) 79 в/см дея. Масшитаб времени — 0,1 мксек/дея. Отечет почя ведется от нижнен четки

Этот эффект обусловлен увеличением сопротивления плазмы вследствие пинчевания. Хорошо видно (рис. 6, б – с), что при увеличении тока



Рис. 7. Зависимость времени пличевания $(au_{11} = l_2)$ от величины тока в илазме з 61, 95.

Эксперимента выые точьи: n₀ (см⁻¹) = 2×10¹⁴ (7) и (4-(4)×10¹³ (2), кривые — расченые дачные тля разных значении позвижности дырок

характерное время сжатия плазмы ($\tau_{\rm H} \approx t_2$) уменьшается. В случае сравнительно небольших токов ($I \approx 5 \ a$, рис. 6, δ) заметные признаки пинча (аномальное сопротивление) возникают в конце импульса, несмотря на то, что гораздо раньше в образце уже образовалась досгаточно и ютная илазма. Поэтому при $I \approx 5 \ a$ и более коротких импульсах ($\tau_{\rm H} < \tau_{\rm H}$) пинчэффект не уснел бы развиться. На рис. 7 приведены экспериментальные и теоретические зависимости времени пинчевания ^{31, 61} от величины тока в плазме $(I_{\rm II})$. Данные опытов приведены для образцов с различной концентрацией примесей, а теоретические зависимости построены для разных значений подвижности дырок, которая уменьшается при увеличении содержания примесей в кристалле ⁷⁴. Как видно из этого рисунка, теоретические значения $\tau_{\rm II}$ хорошо согласуются с экспериментальными. Поэтому остановимся, вкратце, на получении теоретической зависимости $\tau_{\rm II}$ ($I_{\rm II}$), ограничившись более простыми оценками, нежели приведенные в работах ^{50, 75}. Как уже отмечалось, сжатие плазмы при пинч-эффекте в п/п происходит в результате амбицолярного дрейфа электронов и дырок в продольном электрическом поле и азимутальном магнитном поле тока (H_{φ}). Выражение для скорости амбиполярного дрейфа ($v_{er} = v_{hr} = v_{T}$)

$$v_{\mathbf{r}} = -\frac{b_{e}b_{h}}{4\pi e \left(b_{e} + b_{h}\right)} \frac{H_{\varphi}}{rn} \frac{\partial rH_{\varphi}}{\partial r} - \frac{D}{n} \frac{\partial n}{\partial r}$$
(7)

можно вывести с помощью уравнений движения для электронов и дырок и уравнения Максвелла (rot $H = (4\pi/c)$ j). При выводе (7) инерционные эффекты не учитывались ($\tau_{\Pi} \gg \tau_{e, h}$); предполагалось, что длина свободного пробега носителей тока и дебаевский радиус экранирования значительно меньше характерного размера неодпородности плазмы $(d \ln n/dr)^{-1}$, время релаксации носителей тока по импульсу слабо зависит от энергии *), а концентрация плазмы велика $(n \gg n_0, p_0)$.

С помощью (7) нетрудно оценить характерное время пинчевания, если пренебречь диффузионной составляющей скорости $(I > I_E)$ и магнитосопротивлением $(j_z = env_g)$:

$$\tau_{\rm II} \approx \frac{c^2 R_0^2}{4 b_h v_g I_{\rm II}},\tag{8}$$

где R_0 — первоначальный размер плазмы; предполагалось, что $b_e \gg b_h$.

Соотношение (8) хорошо согласуется с данными опытов (рис. 7) в области больших токов ($I_{\rm II} > 3 \ a, R_0 = 0,02 \ cm, v_g \approx 3 \cdot 10^7 \ cm/cek)$. Попытаемся с помощью (7) обосновать ²⁹ выражение для критического

Попытаемся с помощью (7) обосновать ²⁹ выражение для критического тока Беннета (2). Если воспользоваться условием равновесия $v_r = 0$ (а оно является таковым, если пренебречь процессами генерации и рекомбинации носителей тока) и проинтегрировать соответствующее уравнение по радиусу, то можно получить соотношение

$$I^2 = 2c^2 Nk (T_e + T_b),$$

где N — число частиц на единицу длины плазменного шнура. При выводе этого равенства, из которого нетрудно найти значение I_E (2), предполагалось, что на поверхности шнура (или образца) n = 0. Отметим, что наиболее жесткое предположение, использованное при этом расчете, связано с пренебрежением процессами генерации и рекомбинации **). Очевидно, что использование критерия Беннета при идентификации пинч-эффекта в ряде экспериментальных работ, строго говоря, обосновано, если критические токи, при которых возникают аномалии ВАХ, соответствуют условиям $\tau_{\rm n} \ll g^{-1}(E), \tau_p, R_0/s$, где s — скорость поверхностной рекомбинации. При заданном токе эти критерии могут быть выполнены при не еслишком большом радиусе образца (R_0).

^{*)} Это предположение, учитывая обилие различных механизмов рассеяния (на фононах, примесях; электронно-дырочное рассеяние), роль которых в условиях пинч-эффекта определена не вполне точно, в известной мере оправдано ⁷⁵.

^{**)} В этом приближении в условиях равновесия $(\partial n/\partial t = 0)$ магнитосопротивление равно нулю ($v_r = 0$).

Можно показать ^{50,75}, что в приближении сохранения числа частиц при изотермическом сжатии плазменный шнур при $I > I_E$ за время τ_{π} 8) коллапсирует в точку $(r_p \rightarrow 0)$. Этот явно абсурдный результат, не соответствующий опытным данным (как видно из рис. 6, *e*, *e*, после нестационарной фазы пинчевания наблюдается выход в стационарный режим), обусловен использованием соответствующих приближений, которые нарушаются при сильном сжатии плазмы. Во-первых, резко возрастает темп квадратичной объемной рекомбинации и число частиц в процессе сжатия не сохраняется ⁵⁴⁻⁵⁶. Во-вторых, при сильном сжатии происходит вырождение плазмы и эффективная температура носителей тока ($\varepsilon_F \sim n^{2/3}$) возрастает ^{50,76}. Этот фактор, стабилизирующий дальнейшее сжатие, усиливается ⁵⁰ в условиях поперечного пробоя ⁷⁷ в холловском поле

$$E_r = \frac{v_g H_{\varphi}}{2c}.$$

Интересно, что еще в 1932 г., в работе «К теории звезд», Ландау указал на необходимость учета сильного вырождения электронного газа при рассмотрении задачи о гравитационном коллапсе⁷⁸. В определенной мере, учет вырождения электронно-дырочного газа при сильном сжатии эквивалентен адиабатическому приближению, использованного Гликсманом⁷⁵ для устранения коллапса в теории пинч-эффекта. Однако это приближение не всегда оправдано в твердом теле, поскольку значительный разогрев электроннодырочной плазмы невозможен, если решетка не греется.

Кроме того, при сильном сжатии плазмы, когда $b_e b_h H_{\varphi'}^2 c^2 \gg 1$, необходимо учитывать магнитосопротивление и уменьшение скорости радиального дрейфа. В режиме заданного тока увеличение сопротивления плазмы приведет к значительному перераспределению электрического поля и изменению темпа генерации неравновесных носителей.

Перечисленные выше факторы становятся существенны задолго до нарушения приближений, использованных при выводе (7). Соответственно ряд теоретических работ ^{56,79-84} был посвящен расчету стационарных и квазистационарных характеристик плазмы в условиях пинч-эффекта при учете тех или иных процессов, стабилизирующих дальнейшее сжатие плазмы.

Вернемся к описанию наиболее интересных результатов, полученных Гликсманом и Паулусом ⁶¹. По словам авторов, в присутствии продольного магнитного поля стационарное состояние плазмы становится неустойчивым и при увеличении поля (H) основной признак пинча в этих опытах (аномальное сопротивление плазмы) исчезает. К сожалению, соответствующих осциллограмм не приведено. Гликсман и Паулус весьма осторожно высказали предположение, что наблюдавшаяся нестабильность соответствует винтовой неустойчивости ³⁻⁵, однако каких-либо доказательств не привели. Отметим, что при достаточно больших токах (I > 7 a) наблюдалась неустойчивость напряжения и в отсутствие продольного магнитного поля ⁶¹. Измерения, аналогичные описанным выше ⁶¹, были проведены также на образцах p-InSb в режиме инжекции 62. В этой работе приведены интересные данные о зависимости т_п (I) для разных уровней инжекции (n/p_0) , а также результаты исследования неустойчивостей плазмы, возникающих как в режиме пинча (H = 0), так и при разрушении сжатия плазмы в продольном магнитном поле.

До сих пор при обсуждении экспериментальных результатов мы ограничивались рассмотрением чисто магнитной стадии пинч-эффекта в п/п и практически не рассматривали явлений, обусловленных разогревом решетки в области локализации плазменного шнура.

Перейдем к обсуждению этого интересного вопроса.

5. МАГНИТОТЕПЛОВОЙ ПИНЧ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

При достаточно больших токах, протекающих по плазме, в результате магнитного сжатия (пинч Беннета) образуется тонкий плазменный шнур, на который закорачивается практически весь ток, и соответственно вся мощность выделяется в канале этого шнура. Если длительность импульса тока достаточно велика, то температура решетки в канале пинча возрастает и концентрация равновесной плазмы увеличивается. При сильном разогреве решетки равновесная плазма, создающаяся в результате термической ионизации, играет существенную роль в общем балансе числа носителей тока и ее плотность может значительно превышать концентрацию неравновесной плазмы. Эту стадию пинч-эффекта, по терминологии Анкер-Джонсон ³⁰, назовем магнитотепловой. При очень больших мощностях магнитотепловой пинч переходит в тепловой ^{38,85}, имеющий характер взрыва и сопровождающийся плавлением решетки в области расположения плазменного шнура.

Все перечисленные этапы пинчевания плазмы экспериментально и теоретически исследованы в классических работах Анкер-Джонсон и Драммонда ^{38,70} для случая InSb. Как мы уже подчеркивали, магнитный пинч играет роль детонатора для возникновения магнитотеплового и теплового пинч-эффектов. При больших токах за сравнительно короткое время ($\tau_{\rm m} \ll \tau_{\rm m}$) первоначально созданная плазма сжимается в тонкий шнур, радиус которого $r_p \ll R_0$ (рис. 4). Изменение температуры решетки внутри шнура можно оценить из соотношения ⁷⁵

$$\Delta T_c = \frac{(P_L - P'_L) \Delta t}{\pi r_D^2 c_p}, \qquad (9)$$

где P_L — мощность, вкладываемая на единицу длины образца (шнура), P'_L — потери, связанные с теплопроводностью, c_p — удельная теплоемкость кристалла, $\Delta t = \tau_{\mu} - \tau_{n}$.

При достаточно большой мощности и длительности импульса разогрев решетки может быть весьма значителен, если радиус шнура невелик (9). Напомним, что при $T_c = 300$ °K равновесная концентрация плазмы в InSb ⁵³ $n_p \approx 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, а средняя плотность в канале пинча в опытах Осинова и Хвощева ⁵⁸ $n \approx 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Оценим с помощью (9) роль разогрева решетки в ранее обсуждавшихся работах ^{58,59}. Если положить $P'_L \approx 0.4$ квm/см ³⁸, $c_p^{86} = 1$ вт · сек · см⁻³ · град⁻¹, то в случае опытов Осипова и Хвощева ($I_{\Pi} = 50$ а, $E \approx 300$ в/см, $\tau_{\mu} = 4 \cdot 10^{-6}$ сек, $r_{\mu} = 0.01$ см, $T_c = 77$ °K) $\Delta T_c \approx 200°$ и, таким образом, к окончанию импульса разогрев довольно велик. В опытах Морисаки ⁵⁹ (I = 20 а, $E \approx 300$ в/см, $\tau_{\mu} = 10^{-6}$ сек, $r_p = 5 \cdot 10^{-3}$ см, $T_c = 77$ °K) $\Delta T_c \approx 60°$ и можно считать, что разогрев решетки несущественно влияет на баланс числа носителей. Достоверность этих оценок соответствует той степени точности, с какой определялся радиус плазменного шнура в указанных работах.

Если роль тепловой генерации плазмы существенна, то в режиме заданного тока напряженность электрического поля может уменьшаться в процессе разогрева решетки. Поэтому на определенном этапе сжатия разогрев прекращается, поскольку уменьшается вкладываемая мощность. Соответственно снижается плотность плазмы и напряжение на образце увеличивается. На рис. 8 приведены расчетные зависимости температуры решетки (кривая 2) и папряженности электрического поля на образце (3) от времени *) в режиме магнитотеплового пинча. Для сравнения, на этом же рисунке (врезка) приведена характерная осциллограмма E(t), получен-

^{*)} Отчет времени на рис. 8 ведется от момента $t = \tau_{II}$ в произвольных единицах.

ная в опытах на *p*-InSb. Качественный ход расчетной и наблюдаемой зависимости E(t) практически одинаков. Поэтому, по мнению авторов ³⁰, ⁷⁰, наблюдавшееся во многих опытах аномальное сопротивление плазмы может быть обусловлено отчасти и рассмотренной спецификой разогрева решетки в условиях контролируемого тока. Расчеты ⁷⁰ проводились в рамках следующей модели. Плазменный шнур, возникший в результате магнитного сжатия, делился на две области: во внешней температура носителей тока полагалась равной энергии оптического фонона и эффект тепловой генерации не учитывался; во внутренней области (горячей) происходит интенсивный разогрев решетки и концентрация плазмы определяется равновесным *) значением ⁸⁷:

$$n(r, t) = n_p = 4.2 \cdot 10^{14} \ cm^{-3} \left(\frac{T_c}{r p a \partial}\right)^{3/2} \exp\left(-0.125 \frac{9\theta}{kT_c}\right)$$
 для InSb. (10)

На рис. 8 кривая 1 описывает изменение плотности плазмы n (t) во внешней области, для которой внутренняя область является поставщиком плазмы.



Рис. 8. Магнитотепловой пинч ³⁰, ⁷⁰. Расчетные зависимости: концентрации плазмы во внешней области канала пинча (1), температуры решетки (2) — внутренняя область, напряженности электрического полн (3) от времени. Врезка — результаты измерений E (t) в режиме инжекции (p-InSb).

Согласно расчетам 70 при достаточно большой мощности концентрация плазмы во внешней области может быть даже больше, чем во внутренней, и пространственное распределение плазмы имеет трубчатый характер. Эта особенность решений обусловлена большим значением градиента температуры в приосевой области ($\nabla T < 0$), так что силы Лоренца и давления плазмы (∇nT) уравновешиваются и при $\nabla n > 0$ вблизи оси образца. Заметим, что трубчатое распределение плазмы, наблюдавшееся в опытах Осипова и Хвощева 58 в присутствии продольного магнитного поля, по-видимому, вызвано развитием винтовой не**устойчивости.**

При достаточно больших токах установление стационарного

состояния плазмы при магнитотепловом пинче имеет колебательный характер ⁷⁰, что обусловлено релаксационными явлениями в режиме заданного тока (периодические разогрев и остывание решетки). На рис. 9 представлены расчетные (a, δ) и экспериментальные ******) (e, z) зависимости E(t). По форме колебаний эти зависимости хорошо согласуются. О количественном согласии что-либо сказать трудно, поскольку результаты расчетов приведены в произвольных единицах. Частота релаксационных колебаний напряжения возрастает при увеличении тока ⁷⁰ в соответствии с опытными данными.

Перейдем к обсуждению тепловой стадии пинч-эффекта. Модель теплового пинча была предложена Бургесом⁸⁵ и состоит в следующем. Если п/п кристалл помещен в криостат, то при прохождении достаточно сильного тока разогрев максимален в приосевой области. Соответственно увеличивается проводимость и ток концентрируется в этой области. Этот процесс

^{*)} Более общее выражение (n_p), с учетом возможного вырождения электронного газа п зависимости E_g (T_c), приведено в работе ⁸⁸.

^{**)} Опыты проводились на p-InSb в режиме инжекции ?0.

при больших токах имеет взрывной характер и заканчивается плавлением решетки в приосевой области. Условия возникновения теплового пинча значительно облегчаются, если область локального разогрева решетки «подготавливается» в результате магнитного сжатия неравновесной плазмы. Расскажем, вкратце, о соответствующих опытах ³⁸. Исследования проводились на образцах InSb ($T_c = 77$ °K) как в режиме инжекции (кристаллы



Рис. 9. Магнитотепловой пинч 70.

Расчетные (a, б) и экспериментальные (s, г) зависимости напряженности электрического поля от времени.

р-типа), так и ударной ионизации (*n*-тип) в интервале мощностей $2 \ \kappa em/cm \leq P_L \leq 18 \ \kappa em/cm$ (1,4·10⁻⁶ $ce\kappa \leq \tau_{\pi} \leq 7,2·10^{-6} \ ce\kappa$). Параметры образцов, импульса и плазмы для некоторых из исследованных кристаллов приведены в табл. І. Образец № 5 соответствует кристаллу *n*-типа.

Таблица I

S·103, см ² (площадь квадратного сечения)	<i>I</i> , <i>a I</i> ₁ , <i>a</i>		$p_0 \cdot 10^{-14}, c_{M-3}$	$E(t=0), \\ g cm$	$-\Delta E (t = \tau_{\rm H}),$ $e' c M$	^т и, мксек	г _р ∙ 10 3, см (рэдиус канала)	
$\begin{array}{ccccccc} 6,40 & 42 \\ 7,75 & 19 \\ 2,50 & 15,5 \\ 2,50 & 22 \\ 2,50 & 18 \end{array}$		40 17,3 9,4 15 12,7	5,36,392900,7(n0)	$ \begin{array}{r} 450 \\ 360 \\ 400 \\ 460 \\ 400 \\ \end{array} $	98 20 130 210 40	2,5 1,5 6,4 7,2 3,8	4 2,8 2,5 2,5 3 3	

Как правило, в режиме заданного тока напряженность поля *Е* в процессе импульса значительно уменьшается (до 45%, табл. I, образец № 4), что свидетельствует о значительном увеличении концентрации

7 УФН, т. 117, вып. 1

плазмы в канале пинча из-за разогрева решетки. Напомним, что суммарная подвижность электронов и дырок в InSb довольно сильно уменьшается с температурой ⁸⁹:

$$b_e + b_h \approx 7 \cdot 10^8 \left(\frac{T_c}{c \rho a \partial}\right)^{-1.6} \, \mathrm{om}^2 \mathrm{e}^{-1} \mathrm{eek}^{-1} \qquad (T_c > 200 \,^\circ \mathrm{K})$$
(11)

и тем не менее вследствие более значительного увеличения концентрации (10) проводимость илазмы возрастает. При больших мощностях ($P_L > 6 \ \kappa em/c_M$) образцы в конце имнульса спонтанно расказывались



Рас. 10. Тепловом нишч²⁹, ³⁸. Фотография рекристализованного канала, образовавшегося в области локализации илазменного шиура (см. табл. 1, образец № 2)

в пропольном направлении и на сколе наблюдался рекристаллизованный канал -- рис. 10 (габл. 1. образец № 2). При меньших монностях 2 кет/см < $<\!\!P_L$ < 6 квm/см такие каналы были обнаружены после скалывания под действием ультразвука. В табл. І привецены размеры этих каналов. В ряце случаев в области контактов паблюдалось извержение лавы расправленного вещества решетки (вулкан в лаборатор ных условиях!). Естественно предположить, что размеры обнаруженных каналов соответствуют области локализации плазменного шнура, возникшего в ре зультате магнитного сжатия плазмы. Эта мысль подтверждается расчетами Акрамова 76, определивнего зависимость радиуса плазменного шнура от величи ны тока из условия типа (1) с учетом вырождения электронной компоненты плазмы при высокой температуре решетки. Рассчитанная зависимость хорошо согласуется с данными, приведенпыми в табл. I.

Подчеркнем, что в отсутствие магнитной стадии сжатия тепловой пинч должен возникать при гораздо больших

токах и мощностях, а его радиус на порядок превышать размеры паблюдаемых каналов. Этот вывод был сделан²⁹ после проведения соответствующих расчетов на ЭВМ для кристаллов с нараметрами, указанными в табл. 1. Можно поэтому утверждать, что исследования Анкер-Джопсон и Драммонда^{38, 70} позволили падежно доказать возникновение магнитного пинч-эффекта в электронно-дырочной плазме п/п.

Отметим также чрезвычайно интересное исследование всех стадий пинч-эффекта, проведенное Добровольским и Винославским ⁹⁰ на кристаллах *n*-Ge в режиме инжекции при подводе мощностей до 200 квm/см в токах $\approx 200 \ a \ (\tau_{\rm H} \leq 5\cdot 10^{-5} \ cek)$. По мнению Врандта и сотрудников ³³ разогрев решетки оказывает существенное влияние на динамику нинчэффекта в соединениях ${\rm Bi}_{1-x}{\rm Sb}_x$.

Аналогом магнитотеплового пинча в плазме газового разряда, в опре деленной мере, является перегревпая неустойчивость ⁹¹, развивающаяся в слабоиопизованной плазме при достаточно больших мощностях: $\sigma E^2/P >$ > $\tau_{\rm H}^{-1}$, где P — давление газа. Причины возникновения этой неустойчивости состоят в следующем. Если в какой-либо области разряда произошло увеличение температуры нейтрального газа, то это вызовет усиление джоулева разогрева в этой области, поскольку плотность газа уменьшается (P = const). Разогрев приводит к дальнейшему увеличению температуры и уменьшению плотности газа. В области «перегрева» резко возрастает степень ионизации и ток разряда закорачивается на эту область. Вследствие шнурования тока однородное горение разряда прекращается. Пинчевание шнура может ускорить развитие перегревной неустойчивости. В работах Велихова и сотрудников ⁹² доказано, что перегревная неустойчивость является основным фактором, приводящим к срыву генерации когерентного излучения в газовых лазерах с комбинированной накачкой. Чтобы предотвратить возникновение перегревной неустойчивости, в этих системах используется прокачка нейтрального газа с достаточно большой скоростью 92. Ниже мы обсудим и другую возможность подавления этой неустойчивости в связи с исследованиями ^{24,93} разрушения магнитотеплового цинча в электронно-дырочной плазме в присутствии продольного магнитного поля. Перейдем к обсуждению вопросов устойчивости пинчэффекта в плазме твердого тела.

6. УСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В УСЛОВИЯХ ПИНЧ-ЭФФЕКТА

Уже в первых работах ^{61,62,70,94} по исследованию пинч-эффекта в п/п в условиях аномального сопротивления наблюдались колебания напряжения на образце. При небольших токах эти колебания быстро затухали,

а при увеличении тока существовали в течение всего импульса. Частота и амплитуда этих колебаний, как правило, растут ^{70,95} при увеличении I_п. На рис. 11 представлены типичная осциллограмма напряжения (а) на образце в условиях пинч-эффекта (I = = 15 a) для случая *n*-InSb и вависимость частоты наблюцавшихся осцилляций от тока (б). Как видно из сравнения результатов, приведенных на рис. 7 и 11, б, частота колебаний по порядку величины совпадает с τ_{π}^{-1} .

В литературе существуют разные мнения о природе этих колебаний, возникающих и при H = 0. С одной стороны, эти колебания могут быть связаны с релаксационными процессами, сопровождающими установление стационарного состояния (окончательной формы пространственного распределения) ⁶¹, ⁸². Как показывают расчеты ⁸², релаксационные колеба-



Рис. 11. Устойчивость пинча в режиме ударной ионизации (n-InSb) ⁶¹, ⁹⁵.

а) Осциплограмма напряжения I = 15 a, $n_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; б) зависимость частоты колебаний пинча от величины тока⁹⁵. $I - n_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $Z = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-5}$. L (длина образца) = 0.8 см; $3 - n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. L = 0.4 см.

ния, возникающие при пинч-эффекте, в условиях ударной ионивации могут быть не связаны с разогревом решетки ⁷⁰ и соответствовать осцилляциям средней концентрации плазмы при учете квадратичной объемной рекомбинации. Частота этих колебаний должна быть сравнима с τ_{11}^{-1} , а время затухания порядка времени амбиполярной диффузии ($\tau_D \approx R_b^2/D$) или объемной рекомбинации.

Стил и Хаттори ⁴³ высказали предположение, что наблюдавшиеся колебания обусловлены возбуждением звуковых волн в условиях, когда скорость амбинолярного дрейфа превышает скорость звука. В этом случае в образце должны возбуждаться стоячие волны на частотах: $f_n = nv_s/2b$ (n = 1, 2, ..., резонансы Фабри — Перо), где b — размер образца в направлении сжатия плазмы, а v_s — скорость звука. Сравнение



Рис. 12. Величина спонтанной модуляции напряжения ⁹³ (в %).

Возмущения: 1 - m = 0, 2 - m = 1 в зависимости от тока (p-InSb, $T_c = 77$ °K, t = 2,15мксек). Измерения проведены на различном расстоянии зондов от анода. с опытными данными на пороге возбуждения колебаний показывает хорошее согласие как в случае n-InSb ⁶¹, так и InAs ⁴³ для моды n = 2. Возбуждение именно этой моды, по мнению авторов ⁴³, обусловлено необходимостью выполнения критерия слабого затухания колебаний ($\omega \tau_p > 1$). Механизм возбуждения звуковых волн, предложенный Стилом и Хаттори, действительно был обнаружен в InSb ⁹⁶. Тем не менее сильная зависимость частоты колебаний пинча от тока (рис. 11, б) не позволяет сделать однозначного заключения в пользу этого механизма. Предположение о возбуждении альвеновских волн ^{62,95}, распространяющихся по азимуту вдоль собственного магнитного поля тока, в условиях опытов 61,62 необосновано, поскольку эти волны должны сильно затухать ($\omega \tau_{e,h} \ll 1$). Наиболее подробное исследование осцилляций пинча в отсутствие внешнего магнит-

ного поля проведено Анкер-Джонсон и Ченом ^{93,97} на образцах p-InSb в режиме инжекции. В этих работах для определения пространственной структуры возмущений вида $\exp i (kz + m\varphi + \omega t)$ использовалась система боковых и продольных зондов. Оказалось, что спонтанные колебания, возникающие в режиме пинча, обусловлены возбуждением так называемых перетяжек (m = 0), хорошо знакомых исследователям в области УТС. Существует мнение 40, что именно перетяжки плазменного шнура способствуют возникновению нейтронного излучения ускорительной природы в мощных газовых разрядах. При этом наряду с модой m = 0, как правило, возбуждалась и винтовая волна (m = 1) на той же частоте, но гораздо меньшей амплитуды ⁹³. Модуляция тока и напряжения возмущениями m = 0 достигала величины $\approx 38\%$ ($T_c = 77$ °K) — рис. 12, а при более низкой температуре решетки и 50% ($T_c = 4$ °K). Амплитуда спонтанных колебаний значительно увеличивалась в направлении дрейфа неосновных носителей (электронов) (рис. 12). Показано, что относительная величина модуляции и частота колебаний (рис. 13) изменяются во времени. На рис. 14 приведена зависимость длины волны ($\lambda = 2\pi/k$) от тока для мод m = 0 и 1. Как видно из этого рисунка, перетяжки имеют длинноволновый характер ($\lambda = 2L$), слабо зависящий от величины тока. Длина волны винтовой моды довольно сильно уменьшается при увеличении І. При значениях I, меньших порогового для возбуждения спонтанных колебаний,

но больших критического тока пинчевания, показана возможность пространственного усиления сигнала, соответствующего моде m = 0, на частотах спонтанного возбуждения. Достигнуто усиление $\approx 19 \ \partial \delta / cm$ ($f = 6 \ Meu$). Ряд экспериментальных результатов, полученных в этих работах ^{93,97}, объяснены в рамках теории магнитотеплового пинча ⁷⁰. В работе ⁹⁸ получено дисперсионное соотношение для возмущений $\sim e^{pt}$ с использованием модели, предложенной ранее ⁷⁰. В это соотношение входят ряд параметров, которые не могут быть рассчитаны или непосредственно измерены (папример, ток в «горячей» области канала пинча, размеры этой области



Рис. 13. Зависимость частоты колебаний от величины тока в различные моменты времени ⁹³.



Рис. 14. Зависимость длины волны $(\lambda = 2\pi/k)$ мод с m = 0 и 1 от величины тока ⁹³.

и др.). Однако эти параметры можно определить, если согласовать экспериментальные зависимости частоты колебаний от тока и времени с теоретическими. После такой, довольно сложной процедуры можно рассчитать зависимости амплитуды колебаний от тока и времени, которые действительно хорошо согласуются с результатами опытов. Возможно, что применительно к опытам в условиях затянутого импульса тока ⁹³ «магнитотепловая» интерпретация колебаний пинча и верна, поскольку именно на этой стадии пинча основные параметры плазмы сильно изменяются во времени. Однако соответствующие расчеты ⁹⁸ далеки от совершенства. На их основе невозможно объяснить сильной пространственной зависимости амплитуды спонтанных колебаний (см. рис. 12). В этих расчетах не рассматривается пространственная структура возмущений (в частности, появление молы m = 1 невозможно понять в рамках этой теории *)) и в связи с этим результаты опытов в режиме пространственного усиления моды m = 0 не могут быть объяснены. Поэтому вопрос о причинах возбуждения перетяжек в условиях пинч-эффекта в п/п и после этих работ 93,97,98 остался открытым, тем более, что теоретическими исследованиями Игитханова и Кадомцева 101 было цоказано, что возбуждение длинноволновых перетяжек при пинч-эффекте в п/п может быть и не связапо с разогревом решетки: постаточно 101 корректно учесть дрейфовые потоки в собственном магнитном поле тока.

^{*)} Возникновение виптовых структур в плазме газового разряда в отсутствие внешнего магнитного поля обнаружено в полом ртутном разряде ⁹⁹. Возможность появления таких структур в слабопроводящих средах обсуждалась в работе ¹⁰⁰.

Следует отметить, что исследование пространственной струнтуры возмущений, ответственных за иолебания пинча в случае образцов *n*-InSb (режим ударной ионизации), не проводилось. В определенной мере, этот пробел восполнен работами Брандта и сотрудников ³³, исследовавших колебания пинча в соединении $\text{Bi}_{0,912}\text{Sb}_{0,088}$ в условиях междузонного пробоя. Авторы ³³ полагают, что наблюдавшиеся осцилляции ($f = 1 - 30 \ Meq$) обусловлены магнитотепловым характером пинча, однако измерения пространственной структуры возмущений показали, что мода m = 0с заметной амплитудой не возникала. Как говорится, комментарии излишни. Поэтому вопрос о природе колебаний пинча, по нашему мпению, требует дальнейшего исследования.

Наиболее полное экспериментальное исследование устойчивости пинча в InSb в присутствии продольного магнитного поля проведено в работах ^{24,93}.

В работе ⁹³ показано, что в продольном магнитном поле, сравнимом по величиие с собственным магнитным полем тока на поверхности плазмен-



Рис. 15. Величина модуляции напряжения возмущениями m = 0 (верхняя часть рисунка) и m = 1 в зависимости от напряженности продольного магнитного поля ⁹³.

ного шнура, амплитуда колебаний, соответствующих моде m = 0, резко уменьшается и при дальнейшем увеличении поля процентное содержание мод m = 0 и 1 в спектре колебаний сравнимо по величине (рис. 15). В более слабых магнитных полях: $H < H_{\phi}(r_{\rm p})$ амплитуда колебаний пипча (m = 0) резко возрастает. Причина этого эффекта неясна. Резкое ослабление моды m = 0 в сильных полях обусловлено, по мнению авторов ⁹³, разрушением магнитотеплового пинча вследствие развития винтовой неустойчивости.

В работе Эндо и Гликсмана ²⁴ впервые было показано, что разрушение пинча в продольном магнитном поле обусловлено возбуждением винтовой неустойчивости ³⁻⁵. Как мы уже отмечали, этот эффект наблюдался с помощью разных методик ^{58,59,61,66} с момента открытия пинч-эффекта в п/п ^{1,2}. Причина разрушения пинча долгое время оставалась неясной, поскольку такие известные представления, как «вмораживание» магнитно-

го поля в плазму и «замагничивание» радиального потока, как показывают оценки, нельзя использовать для объяснения этого эффекта. После чрезвычайно важных опытов ^{61,62} по изучению временных разверток напряжения на образце картина несколько прояснилась. Оказалось, что в продольном магнитном поле исчезновение аномального сопротивления, присущего плазме в условиях пинч-эффекта, сопровождается неустойчивостью. При этом основные признаки пинча восстанавливаются, если через образец пропускать больший ток ^{1,2,60}, величина которого возрастает ⁶⁰ прямо пропорционально *H* (рис. 16). В работах ^{61,62} было высказано предположение, что эффект разрушения пинча может быть связан с возникновением винтовой неустойчивости. Какие основания могли быть для такого вывода? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим механизм возбуждения этой неустойчивости ^{4,102,103}. В постоянном электрическом поле происходит пространственно разделение винтовых возмущений ($m = 1, k \neq 0$) плотности электронов и дырок. Вследствие этого появляются поперечные флуктуационные поля амбиполярного происхождения, препятствующие накоплению заряда. В этих полях и в постоянном магнитном поле (**H** || **E**) возникают дрейфовые потоки, паправленные к поверхности образца. Эти потоки могут приводить к росту первоначальных возмущений плотности и потенциала, если скорость поперечного дрейфа превышает скорость амбиполярной диффузии. Поэтому винтовая неустойчивость возникает только при достаточно больших

значениях напряженности элек- /, а траческого и магнитного полей ^{4,103}. В условиях развития винтовой неустойчивости сопротив- 30 ление образца резко увеличивается ^{103,104}, что обусловлено аномально большим потоком плазмы на поверхность кристалла ¹⁰⁵, где она гибнет вследствие поверхностной рекомбинации.

Фактически иннч-эффект также является неустойчивостью плазмы, обращенной по отношению к винтовой неустойчивости. Действительно, сильное сжатие



Рис. 16. Зависимость критического тока, при котором возникает пинч-эффект, от напряженности продольного магнитного поля ⁶⁰. *n*-InSb, *T*_c = 77 °K.

плазмы возникает в том случае, если дрейфовый поток в полях Е и направленный к оси образца, превышает диффузионный. Эта H_{a} , сопровождается 1,2,61,62, возникновением анонеустойчивость также мального сопротивления, но оно обусловлено иными причинами, а именно усилением электронно-дырочного рассеяния и квадратичной объемной рекомбинации. Естественно, что в условиях развития винтовой неустойчивости пинч-эффект будет подавляться, поскольку дрейфовые потоки, ответственные за развитие этих неустойчивостей, направлены в противоположные стороны. Точно так же винтовая неустойчивость может подавляться при достаточно больших токах, когда возникает пинч-эффект. При этом наблюдается чрезвычайно интересное явление, когда аномальное сопротивление, вызванное одной неустойчивостью, исчезает за счет развития другой, хотя каждая в отдельности способствует повышению сопротивления образца. Не правда ли, прекрасная иллюстрация философского принципа единства и борьбы противоположностей?

Естественно предположить, что разрушение пинча будет происходить в том случае, когда характерное время развития винтовой неустойчивости будет меньше времени пинчевания (по сути сравниваются инкременты двух неустойчивостей). Попытаемся оценить с помощью этого критерия величину продольного магнитного поля, при котором пинч-эффект должен разрушаться. Рассмотрим плазменный шнур (радиуса r_p), в котором плазма распределена однородно по сечению. При таком распределении илотности может возбуждаться поверхностная винтовая волна ¹⁰³. Инкремент этой волны в приближении $(H/c)^2 b_{e,h}^2 \ll 1$, если пренебречь магнитным полем тока и диффузией, имеет вид ¹⁰³ $\gamma_B \approx 2 (b_e b_h/cr_p) EH (k \sim 1/r_p)$. Сравнивая это выражение с инкрементом пинчевания $\gamma_n = \tau_n^{-1}(8)$, получим, что вышеупомянутый критерий выполняется, если $H > H_{\phi}(R_0) R_0/r_p$, где R_0 — радиус образца. Эта весьма грубая оценка, тем не менее хорошо согласуется с результатами опытов ^{24,93} и может быть использована для диагностики пинча. Так, например, определив на опыте наименьшее значение поля H, при котором исчезают основные признаки пинча, можно оценить радиус плазменного шнура. Более точные расчеты, с учетом пространственного распределения плазмы при пинч-эффекте и собственных магнитных полей токов, выполнены в работе ¹⁰⁶. Отметим также работу ¹⁰⁷, в которой рассчитан порог возбуждения винтовой неустойчивости



Рис. 17. Временные развертки напряжения (верхняя), продольного магнитного поля (средняя) и гока (нижияя) на образце *n*-lnSb.

 $T_{c} = 77$ °К, H = 250 э, I = 10 а³⁴ Цена большого целения 2 ж (по вертикати), 0,5 млсел (по горизонтали). L 0,52 см.

ных Эндо и Гликсманом²⁴. Опыты проводились на кристаллах *n* InSb (*T_e* - 77 °K, *n₀* - 5·10¹³ *см*⁻³) по методике, описанной в работе¹⁵. В режиме

заданного тока снимались временные развертки напряжения на образце в присутствии постоявного магнитного поля, которое могло включаться как до начала импульса тока, так и в определенные моменты времени, когда пинч уже успел развиться. Одна из характерных осцил. лограмм приведена на рис. 17. При этих измереннях магнитное поле (250 э) включалось спустя 1,5 мксек носле начала импульса тока (10 а). Как видно из этого рисунка, вначале на развертке напряже шия появляется острый ник, соответст- 10⁻¹ вующий возникповению ударного пробоя. Спустя время t_1 , после включения магнитного поля, еще не наблюдается пикаких изменений на развертке U, а затем, за время t_2 , напряжение спадает к донинчевому значению. В этом состояпии на развертке U наблюдаются осцилляции ($f \approx 10 Meq$), что свидетельствует о возникновении неустойчивости

при слабом нинч-эффекте (собственное магнитное поле тока учитывалось как возмущение).

Можно поставить образлую задачу и рассмотреть ситуацию, когда образец до начала импульса тока помещен в продольное магнитное поле, так что в плазме при сравнительно небольним гоках возбуждается винтовая неустойчивость до возникновения пинча. Соответственно вопрос состоит в том, как будет зависеть критический ток пинчевания от напряженности магнитного поля. Сравнение инкрементов $\gamma(R_0)$ показывает, что иинч-эффект будет «открываться» при таких токах, когда $H_{\phi}(R_{0}) >$ > H. Таким образом, $I_{\rm RD} \sim H$. Эта зависимость хорошо согласуется с опытными данными 60 (см. рис. 16).

А теперь расскажем о наиболее интересных результатах, полученодились на кристаллах *n* InSb (*T*, _



Рис. 18. Зависимость времени раснада пипча от величним продольного магнизного поля²⁴. V = 0.051 × 0.051 0.52 см⁸.

в плазме. С помощью системы зондов была определена пространственная структура возмущений. Оказалось, что неустойчивость обусловлена возбуждением винтовой моды (*m* - 1). Как правило, наряду с этой модой наблюдались и возмущения с m = 2. Отметим, что в соединениях $\operatorname{Bi}_{1-x}\operatorname{Sb}_x$ разрушение пинча ³³ также сопровождается возбуждением волн с m=1 и 2.

Время $\tau = t_1 + t_2$ является одной из основных характеристик распада и соответствует времени развития неустойчивости. Зависимости τ (*B*, *I*) представлены на рис. 18. Хорошо видно, что время распада уменьшается при увеличении магнитного поля (возрастает инкремент γ_B) и растет с током (при сильном сжатии плазмы диффузия заметно снижает величину γ_B). Что касается возбуждения моды m = 2, сопутствующей винтовой волне в условиях пинч-эффекта, то теоретически этот вопрос не исследован. В отсутствие пинча порог возбуждения этой волны всегда выше ¹⁰³, нежели моды m = 1 (при условии (H/c) $b_{e,h} < 1$). Не исключено, что при пинч-эффекте, когда роль собственного магнитного поля токов возрастает, этот порог снижается. К этому же эффекту может привести и пространственное перераспределение плазмы, обусловленное развитием винтовой неустойчивости. В газовой плазме эти вопросы обсуждались ¹⁰⁸.

Следует отметить и еще один чрезвычайно важный результат, полученный Эндо и Гликсманом ²⁴. При больших токах ($\tau_{\rm H} = 5$ мксек) в этих опытах возникал магнитотепловой пинч и напряжение на образце понижалось во времени (H = 0). При включении продольного магнитного поля и последующем выключении напряжение на кристалле было заметно выше соответствующего значения в тот же момент времени, но при полном отсутствии магнитного поля. Этот факт свидетельствует о значительном «остывании» решетки в присутствии магнитного поля, разрушающем канал магнитотеплового пинча вследствие развития винтовой пеустойчивости.

Учитывая прямую аналогию между перегревной неустойчивостью в слабоионизованной плазме газового разряда и магнитотепловым пинчем в п/п, в работе ¹⁰⁹ теоретически обоснована возможность подавления перегревной неустойчивости в газовых лазерах с комбинированной накачкой в присутствии продольного магнитного поля (**H** || **E**). Определены условия ¹⁰⁹, при которых инкремент винтовой неустойчивости в плазме несамостоятельного газового разряда превышает инкремент перегревной неустойчивости.

Определенное познавательное значение для физиков, занимающихся вопросами стабилизации неустойчивостей в термоядерных установках, имеют и чрезвычайно эффектные работы Анкер-Джонсон и сотрудников ¹¹⁰ по исследованию подавления перетяжек (m = 0) в твердотельном пинче с помощью системы обратных связей (или автоматического регулирования.) В этих опытах, проведенных на образцах *p*-InSb, система регулирования состояла из двух пар зондов, расположенных на разном расстоянии от катода. Сигнал неустойчивости, фиксируемый центральной парой зондов, усиливался, сдвигался по фазе и подавался на другую пару, расположенную вблизи катода. При соответствующем сдвиге фаз наблюдалось подавление ($\approx 25 \ d b$) амплитуды колебаний, фиксируемой третьей (независимой) парой зондов, расположенной ближе к аноду.

До сих пор мы ограничивались обсуждением результатов по исследованию пинч-эффекта в п/п. При больших токах аномалии ВАХ, аналогичные описанным выше, возникают и в Ві^{54, 55}. Однако интерпретация этих опытов на основе представления о пинч-эффекте, по мнению авторов^{29, 31, 55}, не вполне однозначна. В следующем разделе мы обсудим этот вопрос в свете более ранней работы Боровика¹¹¹ (по-видимому, плохо известной авторам^{29, 31, 55}), исследовавшего изменение сопротивления тонких пластин Ві при больших плотностях токов.

7. О ПИНЧ-ЭФФЕКТЕ В ВИСМУТЕ

В 1953 г. Боровик ¹¹¹ обнаружил значительное увеличение ($\approx 30-$ 60%) сопротивления образцов Ві при плотностях токов j pprox (6-12) imes×10⁵ а/см², свидетельствующее о сильном нарушении закона Ома. Измерения проводились на пластинах толщиной b = 2; 7,5 мкм при температурах $T_c = 20,4; 77$ °K в импульсном режиме ($\tau_n = 1,5$ мксек, разогрев решетки был незначителен). В принципе наблюдавшийся эффект можно было связать с возникновением магнитосопротивления в достаточно сильном собственном магнитном поле тока. В связи с этим Боровик провел дополнительные опыты по определению магнитосопротивления ($\Delta \overline{\Omega} / \Omega$)_H исследуемых образцов при небольших плотностях тока. Соответствующие измерения проводились в поперечных магнитных полях, равным средним значениям в образце собственных магнитных полей токов, при которых наблюдались аномалии сопротивления $(H_1 = H_j/2, \text{ где } H_j = 2\pi j b/c).$ Оказалось, что наблюдаемое увеличение сопротивления ($\Delta\Omega/\Omega$) нельзя объяснить только лишь эффектом магнитосопротивления, поскольку в ряде случаев этот эффект был мал (≈10-20% от основного). Величина $(\Delta\Omega/\Omega)_j = \Delta\Omega/\Omega - (\Delta\Omega/\Omega)_H$, определяющая эффект «чистого» изменения сопротивления, при плотностях токов $\approx 10^6 a/cm^2$ ($T_c = 20.4$ °K) оказалась довольно значительной (>30%). Результаты этих измерений приведены в табл. II (где Ω_0 — сопротивление образда при малой плотности тона).

Таблица II

N^{5} 1 ($T_{c} = 77$ °K, $b = 7,5$ мям, $\Omega_{0} = 2,9$ ом)				Ni 2 ($T_c = 20,4$ °К, $b = 7,5$ мкм, $\Omega_0 = 1,39$ ом)				$ \begin{array}{c} \mathcal{N} & 3 \\ (T_c = 20, 4 \text{ °K}; \ b = 2 \text{ мкм}, \\ \Omega_0 = 3, 6 \text{ ом}) \end{array} $			
j · 10-5, a/см2	$\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$	$\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)_H$	$\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)_{j}$	j • 10−5, a/см ²	$\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$	$\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)_H$	$\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)_j$	j·10−5, a/слі ²	$\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$	$\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)_{H}$	$\left(\frac{\Delta Q}{\Omega}\right)_j$
4,4 4,9	0,13 0,2	0,027 0,035	0,1 0,17	6,8 12	0,45 0,63	0,13 0,30	0,32 0,33	7,7 10,3	$0,35 \\ 0,42$	0,02 0,05	0,33 0,37

Виолне естественно, что при заданной плотности тока измеренное магнитосопротивление (табл. II) снижается при увеличении температуры кристалла (уменьшаются подвижности электронов и дырок) и уменьшении толщины образца (*H_j* становится меньше).

Отметим, что наиболее четко эффект «чистого» изменения сопротивления при больших плотностях тока проявляется при низких температурах и малой толщине кристалла (табл. 11, № 3). Боровику не удалось объяснить наблюдавшиеся аномалии сопротивления и, в определенной мере эта работа была забыта.

После того как результаты ряда опытов ^{1,58,60-62} на InSb получили надежную интерпретацию в рамках представления о пинч-эффекте, Хаттори и Стил ⁵⁴ вспомнили об исследованиях Боровика ¹¹¹. Эти авторы, а затем и Шиллингер ⁵⁵ повторили часть опытов, описанных Боровиком, и также обнаружили отклонения ВАХ Ві ($T_e = 77$ °K, $\tau_{\pi} = 0.25-1$ мксек) от закона Ома при больших плотностях тока ($j \ge 10^5$ а/см²). В работе ⁵⁴ опыты проводились на прямоугольных пластинах с размерами 0,0212 × × 0,0076 × 0,326 см³. Этим размерам соответствовали биссекторная, тригональная и бинарная кристаллографические оси образца. Ток пропускался в направлении бинарной оси. Шиллингер измерял ВАХ проволочных образцов (поликристаллы) диаметром 0,02 см. Следует отмегить, что размеры кристаллов были выбраны неудачно в этих опытах ^{54,55}. При столь большой толщине (0,0076 см; 0,02 см) магнитосопротивление могло быть значительно и авторам ^{54,55,112} пришлось выполнить сложную расчетную работу, чтобы попытаться разделить изменения сопротивления, связащые с пинч-эффектом и магнитосопротивлением. Какие изменения в сопротивлении образца могут быть обусловлены пинчеванием равновесной плазмы ⁵⁴?

С одной стороны, пинч-эффект должен приводить к уменьшению магнитосопротивления образца (Ω_H), поскольку диффузионная составляющая амбиполярного потока возрастает при сжатии плазмы, а поверхность образца становится поставщиком носителей тока в объем ^{54,55,112} (поверхностцая генерация). Эффект поверхностной генерации, возникающий в условиях, когда вблизи поверхности образца $n < n_p$, будет заметно проявляться ¹¹², если $s\tau_p/b \gg 1$ ($\tau_p \ll \tau_n$). С другой стороны, эффекты квадратичной объемной рекомбинации и уменьшения подвижности носителей тока в области повышенной концентрации ($n > n_p$) приведут к увеличению Ω_H при пинч-эффекте. Из сказанного становится ясно, насколько трудна однозначная интерпретация аномалий ВАХ Ві в условиях, когда эффекты пинчевания и магнитосопротивления играют заметную роль. Трудности расчета ВАХ усугубляются сильной анизотропией тензора подвижности электронов и дырок в Ві*) и необходимостью учета междудолинных переходов.

В расчетах ⁵⁴ влияние пинчевания на вид ВАХ сводилось лишь к учету диффузионной составляющей амбиполярного потока (баланс числа носителей не затрагивался). Выбор столь упрощенной модели был связан с тем, что расчетное значение Ω_H , когда $\tau_p \to 0$ (пинч не возникает), оказалось выше наблюдаемого в опытах ⁵⁴ изменения сопротивления. Согласование расчетных и опытных данных можно получить ⁵⁴, если выбрать $\tau_p \approx 10^{-8}$ сек. В этом случае критерий возникновения пинча $\tau_n < \tau_p$ выполняется, если I > 22 а (именно при таком токе возникали аномалии ВАХ ⁵⁴). Критерий Беннета ($\tau_n < \tau_D = b^2/4D$) выполнялся при I > 15 а. По мнению авторов ⁵⁴, эти оценки свидетельствуют о влиянии пинч-эффекта на величину наблюдаемого сопротивления пластин Ві. В связи с этим Хаттори и Стил ⁵⁴ провели измерения ВАХ в продольном магнитном поле. Оказалось, что при $H > H_j$ аномалии ВАХ исчезают (в более слабых полях сопротивление образца возрастает). Однако осталось не ясно, связаны ли эти эффекты с уменьшением скорости амбинолярного дрейфа ($(b_e b_h/c^2) H^2 > 1$) или развитием винтовой неустойчивости в плазме Ві.

В расчетах Шиллингера ⁵⁵ был снят ряд ограничений, использованных Хаттори и Стилом ⁵⁴. Основные результаты этих расчетов ******), проведенных с учетом квадратичной объемной рекомбинации и поверхностной генерации, представлены на рис. 19. Значения тока и электрического поля на этом рисупке приведены в единицах I_p , E_p , соответствующих значениям указанных величин, определяемых критерием Беннета (5). Обсудим эти

^{*)} Изоэнергетические поверхности Ві для электронов описываются тремя эллипсоидами ^{з9}, расположенными симметрично относительно григональной оси. Дырочная изоэнергетическая поверхность образует один эллипсоид вращения (ось вращения пареллельна тригональной оси). Концентрации электронов и дырок равны. Данные о концентрации и подвижностях носителей тока в направлении соответствующих осей приведены в работе ⁸⁹.

^{**)} При выводе исходного уравнения для плотности плазмы ³⁵ учет амбилолярной диффузии проведен не вполне корректно. Автор пренебрег зависимостью коэффициента амбилолярной диффузии (энергии Ферми) от концентрации. Эта неточность не влияет на качественный ход рассчитанных ВАХ.

результаты. Если диффузионная длина $\tilde{L} = \sqrt{D\tau_p} = 0$, то соответствующая ВАХ описывает только эффект магнитосопротивления (пинч в этом случае не возникает). ВАХ, соответствующие значению $\widetilde{L} = a$ (a — радиус образца), описывают изменение сопротивления образца в условиях пинч-эффекта. В случае $\tilde{L} = a$, s = 0, когда поверхностная генерация не играет роли, отклонение ВАХ от закона Ома становится более значительным, нежели при $\tilde{L}=0$. Это связано с усилением квадратичной объемной рекомбинации при пинч-эффекте, что приводит к уменьшению числа носителей тока в объеме образца. При $s = \infty$ (поверхностная генерация существенна) ВАХ («сглаживается» и даже проходит несколько выше ВАХ, описывающей магнитосопротивление ($\widetilde{L}=0$). Однако, как отмечает Шил-



Рис. 19. Рассчитанные вольт-амперные характеристики висмута 55.

Ток параллелен направлению тригональной оси образца; а — радиус образца, \tilde{L} — диффузионная дли-на, s — скорость поверхностной рекомбинации.

образцов в этих опытах можно «чистое» изменение сопротивления было бы связать с возникновением пинч-эффекта. Однако в пластинах малой толщины этот эффект должен возникать при гораздо больших плотностях тока. Попытаемся оценить значения *j*кр, при которых должен возникать пинч-эффект в условиях опытов Боровика. В случае пластины

$$\tau_{\pi}^{-1} = 2 \frac{b_h H_j v_g}{cb} = \frac{4\pi}{c^2} b_h j v_g.$$

Критерий $\tau_n < \tau_D$ имеет вид

$$j > j_{\rm KP} = \frac{c}{b} \sqrt{\frac{k(T_e + T_h) n_p}{\pi}}.$$
 (12)

При вырождении электронно-дырочного газа в качестве величин $kT_{e,b}$

следует брать энергии Ферми ($\varepsilon_{e, hF}$). В случае опытов ⁵⁴ ($T_c = 77$ °K, $n_p = 4,6 \cdot 10^{17}$ см⁻³ ³⁹, $\varepsilon_{eF} = 0,026$ эв, $\varepsilon_{hF} = 0,015$ эв, $b = 7,6 \cdot 10^{-3}$ см) значение $j_{KP} = 1,2 \cdot 10^5$ a/cm^2 , рассчитан- $\varepsilon_{hF} = 0.015$ зе, $b = 7.6 \cdot 10^{\circ}$ см) значение $j_{\rm KP} = 1.2 \cdot 10^{\circ} a/cM^{\circ}$, рассчитан-ное с помощью (12), хорошо согласуется с более точной оценкой, приве-денной в работе ⁵⁴. При оценках $j_{\rm KP}$ по данным Боровика мы учтем, что при $T_c = 20.4$ °K концентрация плазмы ¹¹³ в Ві приблизительно вдвое меньше, чем при $T_c = 77$ °K; подвижности электронов и дырок увеличи-ваются втрое ¹¹³. Соответствующие расчеты (12) показывают, что $j_{\rm KP} \approx$ $\approx 1.2 \cdot 10^6 a/cm^2$ ($T_c = 77$ °K; $b = 7.5 \cdot 10^{-4} cm$); $7 \cdot 10^5 a/cm^2$ ($T_c = 20.4$ °K; $b_{\perp}^* = 7.5 \cdot 10^{-4} cm$); $2.3 \cdot 10^6 a/cm^2$ ($T_c = 20.4$ °K; $b = 2 \cdot 10^{-4} cm$).

лингер 55, по наблюдаемым зависимостям I(E) трудно разделить эффекты магнитосопротивления и пинчевания. Поэтому вопрос о возникновении пинчэффекта в Ві после опытов, проведенных в работах ^{54,55}, остался открытым.

И в этом смысле, результаты экспериментов Боровика 111 допускают, на наш взгляд, более однозначную трактовку наблюдавшихся аномалий ВАХ. Эффекты магнитосопротивления были значительно меньше в этих опытах даже при больших плотностях тока из-за малой толщины пластин. И самое главное, Боровику удалось отсечь эти эффекты от основного. Поэтому Таким образом, данные, приведенные во втором столбце табл. 11, наилучшим образом соответствуют пинчевой гипотезе происхождения «чистого» сопротивления образцов Ві при больших значениях *j*.

Отметим. что подобные оценки имеют относительный характер. Безусловно, что более слабое перераспределение плазмы $((n - n_p)/n_p \ll 1)$ будет возникать и при $j < j_{\rm kp}$. Вопрос состоит в том, может ли такое перераспределение привести к заметному изменению сопротивления образцов Ві. Ответ пока неясен. По нашему мпению, выяснение истинных причин возникновения значительных аномалий ВАХ в тонких образцах Ві при больших плотностях тока заслуживает дальнейшего внимания. Повидимому, для решения этой задачи необходимо использовать более прямые методы определения пространственного перераспределения вАХ Ві в продольном магнитном поле. По оценкам Хаттори и Стила ⁵⁴ винтовая неустойчивость должна возбуждаться в условиях их опытов на частотах $\approx 500 M \partial q$. В более тонких пластинах частота этих волн может быть значительно выше. Экспериментальные сведения ¹¹⁴ о возбуждении винтовой неустойчивости в плазме Ві чрезвычайно скудны и неопределенны.

Отметим, что работы ^{54,55} по сути являются и первой попыткой исследования пинч-эффекта в вырожденной электронно-дырочной плазме. В следующем разделе мы расскажем подробнее о развитии этого направления исследований.

8. ПИНЧ-ЭФФЕКТ, В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ВЫРОЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Наибольшие изменения при пинч-эффектс в неравновесной фермиевской илазме п/п должны, по-видимому, претерпевать спектры рекомбинационного излучения, поскольку по мере увеличения концентрации плазмы

в шнуре (и соответственно ε_F) все большее число энергетических состояний будет принимать участие в процессах излучения. Напомним, что еще в 1954 г. Бурстейном ¹¹⁵ был обнаружен замечательный эффект смещения длинноволнового края поглощения в *n*-InSb в область более коротких длин волн при сильном легировании ($n > 10^{18} \ cm^{-3}$, $T_c =$ = 300 °K). Этот эффект, обусловленный сильным вырождением электронов в зоне проводимости, применительно к рекомбинационному излучению вырожденной плазмы будет проявляться в смещении спектрального максимума интенсивности излучения в коротковолновую сторону по мере увеличения концентрации плазмы в канале пинча (рис. 20). Эта особенность спектров будет усиливаться при возникновении инверсии населенностей для междузонных переходов. Применительно к пинчэффекту в InSb этот вопрос обсуждался Шмидтом ⁵⁰ и Стилом ¹¹⁶. Критерий инверсии населенностей (6) для переходов $hv \approx E_g$ в случае InSb ($m_e = 0.013m_0, m_h = 0.3m_0$) выполняется ⁵⁰ при $n \ge 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, если температура носителей тока ≈ 250 °К. При более



Рис. 20. Схема заполнения энергетических уровней в InSb при пинче и без пинча ¹¹⁷.

низкой температуре плазмы ($T_e = T_h = 10$ °K) это условие (6) удовлетворяется при сравнительно небольших плотностях ($n > 10^{15}$ см⁻³). В условиях инверсии излучение будет усиливаться на соответствующих. частотах (отрицательное поглощение).

Экспериментальное исследование спектров рекомбинационного излучения при пинч-эффекте в вырожденной плазме InSb проведено в эффектных работах Шотова и сотрудников ^{49, 117}. В этих опытах электроннодырочная плазма с большой плотностью создавалась методом двойной инжекции носителей тока в чистые кристаллы *p*-InSb ($p_0 \approx 10^{13}$ сm⁻³, $V = 0.05 \times 0.05 \times (0.015 - 0.045)$ сm³) при использовании n^+ip^+ контактных структур. Инжекция плазмы осуществлялась прямоугольными импульсами тока ($\P_{\rm M} = 10^{-5} - 10^{-6}$ сек) при температуре кристаллов $T_c = 4.2$ °K. По мере увеличения тока происходит уширение спектра



Рис. 21. Спектры излучения плазмы (p-InSb) при разных токах ⁴⁹, ¹¹⁷. Сплошные линии при H == 0, штриховие --- H == 350 г.

рекомбинационного излучения (λ ≈ 5 *мкм*), а спектральный максимум интенсивности смещается в коротковолновую сторону (рис. 21), начиная с токов >4 а. Если полуширину спектра излучения сопоставить с энергией Ферми электронов в зоне проводимости, то можно оценить, чтопри $I \approx 7$ a ($\varepsilon_{eF} \approx 6,5$ мэв) средняя концентрация плазмы ≈0,5·10¹⁶ см⁻³. При температуре электронов ≈14 °К (I = 7 a), которая определялась по коротковолновой части спектра излучения 118 $\sim \exp \left[-(hv - E_g)/kT_e\right]$, creцень вырождения электронной компоненты плазмы довольно высока ($\varepsilon_{eF}/kT_e > 4$).

Прямым'экспериментальным доказательством вырождения плазмы в опытах Шотова и сотрудников является получение когерентного излучения 119. подобных условиях, осуществленное в работах Смешение в максимума интенсивности излучения в коротковолновую сторону естественно связать с возникновением пинч-еффекта (см. рис. 20). Напомним, что в случае невырожденной плазмы спектральный максимум излучения при пинчевании плазмы смещается в длинноволновую сторону при увеличении тока ^{58,120}. В продольном магнитном поле (H = 350) не наблюдается заметных изменений в спектрах излучения при увеличении І (рис. 21), что, по-видимому, обусловлено разрушением пинча вследствие развития винтовой неустойчивости. Следует отметить, что критические токи возникновения пинча, определенные по виду ВАХ 49,117, оказываются в два-три раза выше соответствующих значений, полученных при использовании спектральной методики. Каковы причины этого рассогласования? Возникновение аномального сопротивления при пинч-эффекте в вырожденной плазме обусловлено квадратичной объемной рекомбинацией 55,80,81 и уменьшением подвижности электронов с ростом концентрации из-за рассеяния на акустических фононах \hat{s}_1 ($b_e \sim n^{-1/3}$) *). В режиме заданного тока по мере увеличения сопротивления плазмы, вызванного пинч-эффектом, будет расти и темп двойной инжекции (увеличивается напряжение

^{*)} Электронно-дырочное рассеяние не зависит от плотности плазмы ⁴⁴, ⁸¹ при сильном вырождении ($\tau_{h-e}^{5} \sim T_{e}^{3/2}/n$, $T_{e \ b \Phi \Phi} \sim n^{2} I^{3}$).

на образце) и при сравнительно небольших токах по виду ВАХ будет трупно определить критический ток пинча. Так, например, в условиях пвойной инжекции. рассчитанная ВАХ при цинч-эффекте с учетом квапратичной объемной рекомбинации имеет омический характер ¹²¹. Поэтому в опытах Шотова и сотрудников спектральная методика наблюдения пинчэффекта является, по-видимому, наиболее чувствительной. Используя данные измерений, аналогичных приведенным на рис. 21, Шотовым и сотрудниками ¹¹⁷ были определены размеры радиуса плазменного шнура в предположении, что при выключении продольного магнитного поля число носителей тока при сжатии плазмы остается неизменным. Эти данные приведены на рис. 4. Следует отметить, что подобные оценки r_v, выполненные в предположении $h v_m - E_e \approx \varepsilon_{eF}$, требуют известной осторожности. При строгих расчетах спектрального распределения излучения, выходящего на поверхность кристалла, необходимо учитывать как процессы отрицательного поглощения квантов в шнуре, частота которых удовлетворяет условию (6), так и процессы положительного поглощения в области между поверхностью кристалла и каналом пинча (следует также принимать во внимание и реальное пространственное распределение плазмы или энергии Ферми). Конкуренция указанных процессов и будет определять все особенности спектральных характеристик излучения, выходящего на поверхность кристалла. При сравнительно небольшом удалении плазменного шнура от поверхности образца преобладающую роль играет отрицательное поглощение квантов, приводящее к смещению спектрального распределения в коротковолновую область при увеличении тока. При больших значениях I, когда шнур удален от поверхности кристалла, основную роль играет процесс положительного поглощения, подавляющий коротковолновое излучение при выходе его на поверхность образца. Отчасти, эти вопросы рассмотрены в работах ¹²², результаты которых применимы только в условиях сильного вырождения электронов и дырок (коэффициент отрицательного поглощения максимален ⁴⁷). Однако в условиях опытов ^{49,117} дырочный газ невырожден ($\varepsilon_{hF}/kT_h < 1$) и коэффициент отрицательного поглощения будет мал ⁴⁷. Поэтому необходимо продолжить теоретические поиски в направлении более надежной количественной интерпретации спектральных характеристик излучения, наблюдавшихся в опытах Шотова и сотрудников 49,117. В работах 48,49 отмечалось, что пинчэффект нежелателен в тех п/п квантовых генераторах, где выход излучения происходит перпендикулярно току ввиду сильного поглощения в остальной части кристалла. Для разрушения пинча может быть использовано продольное магнитное поле *) (рис. 21) либо кристаллы с небольшим расстоянием между контактами. В коротких кристаллах величина тока, при котором возникает пинч-эффект, значительно выше, чем в длинных, что наглядно продемонстрировано в работах 48, 49. Так, в кристалле длиной L = 0.015 см пинч-эффект не возникал даже при I = 20 а. Это обстоятельство позволило наблюдать когерентное излучение из таких образцов в отсутствие внешнего магнитного поля 48. В более длинных кристаллах (L = 0.04 см) при больших токах ($I \approx 12$ a) наблюдалось гантельное распределение плазмы ⁴⁹ по длине образца (у контактов плазма расположена ближе к поверхности кристалла). Этот вывод был сделан на основании измерений распределения интегральной интенсивности излучения по длине образца (вблизи контактов излучение сильнее). Отмеченные факты объясняются довольно просто 49, 79. Если фронт инжектирован-

^{*)} Сильное магнитное поле ($\hbar\omega_{ce} \gg kT_e$), кроме функции разрушения цинча, будет приводить к увеличению плотности состояний в зоне проводимости за счет квантования Ландау и соответственно к снижению порогового тока генерации когерентного излучения ¹¹⁹, ¹²³.

ной плазмы проходит расстояние между контактами за время, меньшее времени пинчевания (8), то сжатие плазмы не успеет произойти. Соответствующее условие имеет вид $L \ll h = v_0 \tau_{\Pi} = c^2 R_0^2 v_0 / 4 b_h v_g I$, где v_0 — скорость фронта. Поэтому в коротких образцах пинч-эффект не возникает. Поскольку инжекция осуществляется равномерно по сечению контактов, то заметное сжатие плазмы происходит на расстоянии h от торцов образца, определяемого длиной пути, который проходит фронт плазмы за время τ_{Π} . Этим обстоятельством и обусловлено гантельное распределение плазмы при пинч-эффекте в условиях двойной инжекции. Если предположить, что скорость фронта определяется дрейфовой скоростью дырок ⁴⁹ ($v_0 = b_h E$), как более медленных носителей тока, то соответствующие оценки величин $I_{\rm KD}(L)$, h хорошо согласуются с опытными данными ⁴⁹.

На этом мы заканчиваем обсуждение работ по исследованию Z-пинча в плазме твердого тела и переходим к рассмотрению импульсного метода сжатия плазмы в продольном магнитном поле, нарастающем во времени.

9. Ө-ПИНЧ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Если открытие Z-пинча в п/п произошло, в определенной мере, неожиданно и не было прямым образом связано с аналогичными работами в газовой плазме, то экспериментальное исследование θ -пинча в электронно-дырочной плазме, начавшееся ¹²⁴ с 1967 г., целиком инициировано газоразрядными разработками ⁴⁰. Опыты Хюбнера и сотрудников ^{124–126}, проведенные на *n*-InSb ($n_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) как в области собственной проводимости ^{124, 125} ($T_c = 250 - 300 \text{ °K}$, $n_p \approx 0.7 - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), так и в режиме поперечного пробоя ¹²⁶ ($T_c = 77 \text{ °K}$), вызванного индуцируемым электрическим полем, соответствуют скинированному режиму θ -пинча (в опытах ¹²⁵ $\beta = \delta/R_0 \approx 1/3$).

В первых экспериментах ¹²⁴ определялось изменение магнитного потока, проникающего в образец, в процессе импульса магнитного поля $(\dot{B}_{z\max} \approx 1.7 \cdot 10^{11} \, s/cek$, время нарастания $\approx 2 \cdot 10^{-8} \, cek$, $R_0 = 2.6 \cdot 10^{-1} \, cm$, $T_c = 250 \, {}^{\circ}\text{K}$). В моменты времени, соответствующие максимуму напряженности азимутального электрического поля, наблюдалось увеличение потока магнитной индукции в образце. Авторы ¹²⁴ считают, это этот эффект обусловлен возникновением θ-пинча, поскольку при отжатии плазмы к оси магнитное поле более свободно проникает в образец. Строго говоря, результаты этих опытов не допускают однозначной трактовки и в работах ^{125, 126} была предпринята попытка более непосредственного определения пространственного распределения плазмы методом лазерного зонда. В опытах ^{125, 126} измерялось поглощение ИК излучения ($\lambda = 10.6$ мкм, лазер на CO₂) плазмой образца ($R_0 = 4,5 \cdot 10^{-1}$ см, L = 0,1 см) в процессе импульса магнитного поля. По этим данным можно восстановить вид n (r, t) (луч лазера фокусировался в соответствующие точки торца), поскольку величина поглощения прямо пропорциональна концентрации плазмы ¹²⁷, если ж $L \ll 1$ (к $\sim n$ — коэффициент поглощения зондирующего излучения свободными посителями тока). На рис. 22 приведены результаты этих измерений для случая собственной плазмы ¹²⁵ ($T_c = 300$ °K), которые однозначно свидетельствуют о возникновении 0-пинча. Естественно, что сжатие плазмы к оси образца возникает на нечетных четвертях (рис. 22) гармонического импульса магнитного поля (B_z) , поскольку в этом случае $B_z \dot{B}_z > 0$ и дрейф плазмы направлен к центру. Интересно, что максимальное сжатие плазмы достигалось в этих опытах на некотором удалении от оси кристалла (рис. 22). Эта особенность характерна ¹²⁸ для скинированного режима сжатия, поскольку в этом случае магнитное поле

мало в приосевой области. На третьей четверти периода сжатие плазмы наибольшее. Дело в том ¹²⁸, что в условиях скинирования магнитное поле в плазме к окончанию второй четверти периода (t = T/2) отлично от нуля, поскольку плазма захватывает поле, и пространственное распределение электронов и дырок не возвращается к этому моменту в исходное состоя-

ние $(n = n_p)$. В начале третьей четверти периода внешнее магнитное поле имеет знак, противоположный знаку поля в плазме. С одной стороны, это приводит к образованию нейтрального слоя в плазме $(B_r = 0)$ и встречному движению частиц в этом слое. С другой — фронт магнитного поля, проникающего в плазму, становится значительно круче вследствие компенсации полей. Эти эффекты способствуют более сильному сжатию плазмы. В принципе на последующих этапах сжатия θ-пинч должен быть выражен еще сильнее. Однако при большой длительности магнитного импульса объемная рекомбинация гасит эффект ¹²⁸ и перераспределение плазмы менее заметно (рис. 22, пятая четверть периода, $\tau_n/T \approx 1/3^{125}$). Штриховые кривые (рис. 22), по-видимому, соответствуют результатам численного интегрирования уравнений скинированного θ-пинча, которые приведены Брунсом и Хюбнером в более поздней работе ¹²⁹ (к сожалению, Хюбнер и сотрудники ¹²⁵ не дали каких-либо разъяснео получении расчетных ний





 $T_c = 300$ °K, $R_0 = 0.45$ см, L = 0.1 см. Зависимость концентрации плазмы от времени на расстоянии 3.2 мм от оси образца (сренняя часть рисуцка) и 0.7 мм (нижняя часть). Сплошные линии — данные измерений, штриховые — расчет. Верхняя часть рисунка — вакуумные (без образца) осциллограммы манитного и электрического полей. Вг (штриховая линия) — форма импульса, использовавшаяся в расчетах; n_p — рав овесная концентрация.

данных). Параметры плазмы, использованные в этих расчетах, были выбраны следующим образом: $n_p = 2 \cdot 10^{16} \ cm^{-3}$, $\tau_p = 1, 6 \cdot 10^{-7} \ cek$, $b_e = 2, 1 \cdot 10^7 \ eg$. CGSE, $b_h = 0,01 \ b_e$ (штриховые кривые), 0,02 b_e (штрихпунктирные).

Экспериментальное исследование нескинированного θ -пинча ($\beta \gg 1$) в цилиндрических образцах *n*-Ge с проводимостью, близкой к собственной ($T_c = 300$ °K, $n_p \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ cm⁻³, $b_e = 10^6$ ед. CGSE, $b_h = b_e/2$, $R_0 = 0.45$ см, L = 0.4 см), приведено в работе ¹³⁰. Эти опыты были инициированы теоретическими работами ¹³¹, з которых было показано, что в нескинированном режиме θ -пинча максимальная плотность плазмы достигается на оси образца, причем

$$n_{\max} \approx h n_p \qquad (h \gg 1),$$
 (13)

w ny

где $h = \sqrt{\overline{b_e b_h}/cH}$.

Соотношение (13) справедливо, если длительность импульса магнитного поля значительно меньше времени объемной рекомбинации ($\tau_p \approx \approx 10^{-4}$ сек в Ge ⁵³) и амбиполярной диффузии ($\tau_D^* = R_0^2/D \approx 2 \cdot 10^{-4}$ сек 8 уФН, т. 117, вып. 1 в опытах ¹³⁰). В противном случае сжатие плазмы менее заметно. Так, если $\tau_{\rm H} > \tau_p$, то концентрационный эффект сильно затухает $\sim \exp(-t/\tau_p)$. Выражение (13) можно обосновать с помощью довольно простой оценки. Если пренебречь диффузией и объемной рекомбинацией, то пространственное распределение плазмы должно иметь вид плато (если $\beta \gg 1$). Движение границы (r) этого распределения в условиях амбинолярного дрейфа определяется уравнением ¹³¹ $v_r = \dot{r} = -[h\dot{h}/(1 + h^2)] r'2$ ($E_{\varphi} =$ $= -(r/2c) \dot{H}, \dot{H} = dH/dt$), откуда $r = R_0 (1 + h^2)^{-1/4}$. Если считать, что



Рис. 23. *θ*-пинч в Ge (схема экспериментов ¹³⁰).

число частиц при сжатии сохраняется $(n_p R_0^2 = nr^2)$, то $n = n_p \sqrt{1 + h^2} \approx \approx n_p h$ в области плато. Таким образом, сильное сжатие плазмы при θ -пинче в п/п будет достигаться только при $h \gg 1$. Это условие является основной особенностью импульсного сжатия плазмы в нескинированном режиме. При $h \ll 1$ частицы не успевают выйти в приосевую область



Рис. 24. Осциллограммы магнитного поля (1) и сигналов поглощения IIК излучения (2).

а) r = 0 временной масштаб 2,5 мксек/дел; б) $r = 0.75R_0$, 1 мксек/дел, е) $r = 0.5R_0$, 1 мксек/дел. Масштаб напряжения во всех случаях 25 ме/дел. Амплитуды калибровочных сигналов потока Φ_0 , полученные с помощью механического прерывателя зондирующего ИК излучения (100%-ная модуляция), для случаев a - e) равнялись соответственно 1, 0,8 и 0,7 e^{-130} .

за время импульса. Результаты интегрирования уравнений нескинированного θ-пинча на ЭВМ ¹³² для различных форм импульса магнитного поля хорошо согласуются с выражением (13) в области его применимости.

На рис. 23 представлена блок-схема экспериментов ¹³⁰. Импульсное магнитное поле с амплитудой 500 кэ ($h_{\rm M} \approx 12$) и временем нарастания до максимального значения $\tau_{\rm H} \approx 2$ мксек ($\beta \ge 100$) создавалось разрядом конденсаторной батареи на массивный одновитковый соленоид из латуни с внутренним диаметром 0,45 см и длиной 0,6 см. Как и в работе ¹²⁵, изме-

D — диафрагма, Р — делительная пластинка из ВаF₂, S₁₋₅ — зеркала, К — соленонд, О — образец, Т — термопара, М — механический модулятор, L — линза поля.

нение плотности плазмы в процессе θ-пинча регистрировалось по поглощению зондирующего излучения (λ = 10,6 мкм) свободными носителями тока. Системой зеркал излучение лазера фокусировалось в торец образца. Диаметр светового пятна не превышал 0,03 см, что позволило осуществить сканирование по сечению кристалла. В опытах измерялось относительное изменение интенсивности излучения, прошедшего через образец, обусловленное изменением плотности плазмы вдоль оси зондирования ¹²⁷: $\eta =$

здесь

 $= \Delta \Phi / \Phi_0 = 1 - e^{-\Delta nqL} \approx \Delta n \cdot qL \; (\eta \ll 1);$ прошедшего излучения в невозмущенной плазме, $\Delta \Phi = \Phi_0 - \Phi(t),$ Δn — изменение концентрации плазмы в процессе сжатия, q — сечение поглощения излучения свободными носителями тока $(q \approx 7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{2 \text{ 133}} \text{ в Ge, если } T_c = 300 \text{ °K},$ $\lambda = 10,6$ мкм). Это соотношение (η) получено без учета многократного отражения излучения от торцов образца и справедливо ¹²⁷, когда $\widetilde{R}^2 \ll 1$, где \widetilde{R} — коэффициент отражения ($\tilde{R} = 0,36$ в Ge).

Осциллограммы сигналов с приемника излучения (2) вместе с осциллограммами магнитного поля (1) приведены на рис. 24. Эти измерения проведены на оси образца и в точках $r = 0.75R_0$; $0.5R_0$. Из анализа данных, приведенных на рис. 24, следует, что наибольшее поглощение ИК излучения и, следовательно, максимальное увеличение плотности плазмы возникает в приосевой области (рис. 24, а). В то же время периферийная область (рис. 24, 6) обедняется носителями тока (изменяется полярность сигнала прошедшего ИК излучения). Вычисленное из осциллограмм η_{max} ≈ 0,08

при r = 0 соответствует максимальному увеличению плотности плазмы на оси образца $\Delta n \approx 10 n_p$, что находится в хорошем согласии с расчетом (13). На рис. 25 приведено пространственное распределение плотности плазмы, измеренное при максимальном сжатии в этих опытах.

Аналогичный характер перераспределения плазмы при Ө-пинче может возникать и в слабоионизованной плазме газового разряда. Этот вопрос подробно рассмотрен в теоретической работе¹³⁴. Исскинированный **Ө-пинч** в плазме газового разряда может служить одним из методов накачки оптически активной среды. Псэтсму медельные эксперименты на п/п имеют определенное практическое значение. Поскольку в и/п θ-пинч является довольно эффективным бесконтактным методом создания неравновесной плазмы, то не исключены соответствующие разработки и в п/п лазерах. Излучение в этом случае может выводиться через торцы. В этом смысле большой интерес представляют соединения ³³ Bi_{1-x}Sb_x, в которых 0-пинч будет приводить к гигантскому увеличению концентрации плазмы в результате поперечного пробоя. Рекомбинационное излучение в этих кристаллах может иметь довольно разнообразный частотный спектр, зависящий как от ширины запрещенной зоны, так и от величины энергии Ферми носителей тока.

Институт физики АН УССР, Киев

 $\Delta n/n_p$

Ф₀ — интенсивность



Рис. 25. θ-пинч в⁴₁ Ge. Пространственное распределение плотности плазмы при максимальном сжа-тии в опытах ¹³⁰.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- M. C. Steele, M. Glicksman, in: Proc. of the Intern. Conference on Semi-conductors, Rochester, 1958; J. Phys. Chem. Sol. 8, 242 (1959).
 M. Glicksman, M. C. Steele, Phys. Rev. Lett. 2, 461 (1959).
 O. J. H Baho B, C. M. P BBKHH, MTT 28, 774 (1958).

- 4. B. B. K a d o m t s e v, A. V. N e d o s p a s o v, J. Nucl. Energy Cl 230 (1960). 5. M. Glickman, Phys. Rev. 124, 1655 (1961).
- 6. P. A i g r a i n, in: Proc. of the Intern. Conference on Semiconductors (Prague, 1960), Prague, Czech. Ac. of Sciences, 1961, р. 224. 7. О. В.Константинов, В. Н. Перель, ЖЭТФ 38, 161 (1960). 8. R. Bowers, C. Legendy, F. Rose, Phys. Rev. Lett. 7, 339 (1961). 9. a) B. K. Ridley, T. B. Watkins, Proc. Phys. Soc. 78, 293 (1961). 6) B. K. Ridley, ibid. 82, 954 (1963).

- B. Gunn, a) Solid State Comm. 1, 88 (1963); 6) IBM J. Res. and Develop. 8, 141 (1964); Plasma Effects in Solids, in: Proc. of 7th Intern. Conference on Semiconductors (Paris, 1964), P., Dunod, 1965, p. 199. 11. G. R u t h e m a n, Ann. d. Phys. 2, 113 (1948). 12. W. L a n g. Optik 3, 233 (1948).

- D. P i n e s, D. B o h m, Phys. Rev. 82, 625 (1951); 85; 338 (1952).
 D. P i n e s, Rev. Mod. Phys. 28, 184 (1956).
- W. H. Bennett, Phys. Rev. 45, 890 (1934).
 L. Tonks, ibid. 56, 360 (1938).

- 17 И. В. Курчатов, АЭ, вып. 3, 65 (1956). 18. Т. Ескегсlеy, Nature 135, 104 (1935).
- H. Barkhausen, Phys. Zs. 20 401 (1919).
 R. A. Helliwell, M. G. Morgan, Proc. IRE 47, 200 (1959).
 J. E. Drummond, in: Plasma Physics, Vienna, IAEA, 1965, p. 323.
- H. A. If ven, Ark. Mat., Astron. and Fys. B29 (2) (1942).
 J. K. Galt, W. A. Yager, F. R. Merritt, B. B. Getlin A. D. Brad-ford, Phys. Rev. 114, 1396 (1959).
- 23. B. Lehnert, in: Proc. of 2nd UN Intern. Conference of Peaceful Use of Atomic Energy, v. 32, Geneva, 1958, p. 349. 24. K. Ando, M. Glicksman, Phys. Rev. 154, 316 (1967)
- 25. S. J. Buchsbaum, J. K. Galt, Phys. Fluids 4, 1514 (1961).
- 26. Р. N. Butcher, Phys. Lett. 19, 546 (1965). V. L. Bonch-Bruevich, ibid. 20, 249 1966). A. Ф. Волков, ФТТ 8, 3187 (1966).
- 27. Р. З. Сагдеев, вкн. Вопросы теории плазмы, т. 4, М., Атомиздат, 1964, стр. 20. 28. Э. А. Канер, В. Г. Скобов, УФН 89, 367 (1966).
- В. W. M a x f i l d, Am. J. Phys. 37, 241 (1969) (имеется перевод: УФН 103, 233 (1971)).
 - А. Ф. Волков, Ш. М. Коган, УФН 93, 633 (1968).

 - В.С. Эдельман, УФН 102, 55 (1975). В.В.Владимиров, УФН 115, 73 (1975).
- 29. B. Ancker-Johnson, in: Semiconductors and Semimetals, v. 1, N.
- 23. Б. Анскет-зопнков, н. Semiconductors and Semimetals, v. 1, N. 1., Academic Press, p. 379; Boeing Scient. Res. Lab. Preprint D1-82-0359 (1964).
 30. Б. Анкер-Джонсон, вкн. Труды IX Международной конференции по физике полупроводников (Москва, 1968), т. 2, М., «Наука», 1969, стр. 859.
 31. М. Glicksman, Sol. State Phys. 26, 275 (1971).
- 32. М. Стил. Б. Вюраль, Взаимодействие волн в плазме твердого тела, М., Атомиздат, 1973.
- 33. Н. Б. Брандт, Е. А. Свистова, Е. А. Свистов, Г. Д. Яковлев, ЖЭТФ 61, 1078 (1971); ФТП 6, 654 (1972).
- 34. M. Glicksman, M. C. Steele, Phys. Rev. 110, 1204 (1958).
- A. C. Prior, J. Electron. and Control 4, 165 (1958).
 Y. Kanai, J. Phys. Soc. Japan 13, 967 (1958).
- 37. М. Ламперт, П. Марк, Инжекционные токи в твердых телах, М., «Мир», 1973.
- 38. B. Ancker-Johnson, J. E. Drummond, Phys. Rev. 131, 1961 (1963); 132, 2372 (1963).
- 39. B. Abeles, S. Meiboom, ibid. 101, 544 (1955).
- 40. Л. А. Арцимович, Управляемые термоядерные реакции, М., Физматгиз, 1961.
- 41. М. А. Леонтович, С. М. Осовец, АЭ, вып. 3, 81 (1956); Ј. Nucl. Energy 4, 209 (1957).
- 42. M. C. Steele, Bull. Am. Phys. Soc., ser. II, 4, 28 (1959).
- 43. M. C. Steele, T. Hattori, J. Phys. Soc. Japan 17, 1661 (1962).

- 44. M. C. S t e e l e, S. T o s h i m a, Japan J. Appl. Phys. 2, 381 (1963).
- 45. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, М., «Наука» 1964. 46. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, ЖЭТФ 40, 1879 (1961).
- M. Bernard, G. Durrafourg, Phys. Stat. Sol. 1, 699 (1961).
- 47. Г. Е. Пикус, Основы теории полупроводниковых приборов, М., Физматгиз, 1965. 48. А. П. Шотов, С. П. Гришечкина, Р. А. Муминов, Письма ЖЭТФ 6, 895 (1967); цит. в ³⁰ сборник, т. 1, стр. 570.
- 49. А. П. Шотов, И. И. Засавицкий, Б. И. Мацонашвили, Р. А. Муминов, ibid., т. 2, стр. 891.

- 50. H. S c h m i d t, Phys. Rev. **149**, 564 (1966). 51. D. K. Ferry, H. Heinrich, ibid. **169**, 670 (1968). 52. E. Conwell, V. F. Weisskopf, ibid. **77**, 388 (1950).

- 53. Р. Смит, Полупроводники, М., ИЛ, 1962. 54. Т. Hattori, M. C. Steele, J. Phys. Japan 18, 1294 (1963). 55. W. Schillinger, IBM J. Res. and Develop. 8, 295 (1964).
- 56. B. V. Paranjāpe, J. Phys. Soc. Japan 22, 144 (1967).
- 50. Б. ү. гагапјаре, J. гнуз. Soc. Јаран 22, 144 (1907). 57. А. Л. Безбатченко, И. Н. Головин, Д. П. Иванов, В. Д. Кирил-лов, Н. А. Явлинский, ДАН СССР 111, 319 (1956). 58. Б. Д. Осипов, А. Н. Хвощев, ЖЭТФ 43, 1179 (1962). 59. Н. Могізакі, J. Phys. Soc. Japan 32, 736, 742 (1972). 60. А. G. Chynoweth, А. А. Миггау, Phys. Rev. 123, 515 (1961). 61. М. Glicksman, R. А. Powlus, ibid. 121, 1659. 62. В. Ancker-Johnson, R. W. Cohen, M. Glicksman, ibid. 124, 1745 (1961).

- (1961).
- 63. Y. Marechal, J. Phys. and Chem. Sol. 25, 401 (1964).
 64. E. O. Kane, ibid. 1, 249 (1957).
 65. H. Suhl, W. Shockley, Phys. Rev. 75, 1617 (1949).
 66. M. Toda, Japan J. Appl. Phys. 2, 467 (1963).
 67. W. C. Chen, Phys. Rev. 76, 100 (1963).

- 67. W. S. Chen, B. Ancker-Johnson, Bull. Am. Phys. Soc. 12, 712 (1967); in: Proc. of Conference on High Density Plasmas, Los Alamos, 1967, p. H 5.
- 68. N. J. Harrick, Phys. Rev. 103, 1173 (1956).
 69. H. Morisaki, Phys. Lett. A31, 211 (1970).
 70. J. E. Drummond, B. Ancker-Johnson, цит. в ¹⁰⁶ сборник, р. 173.
 71. H. Morisaki, Solid State Electronics 13, 911 (1970).
- H. Morisaki, Y. Inuishi, J. Phys. Soc. Japan 20, 1814 (1965).
- 72. J. C. M с G г od d y, M. J. N a th a n, J. Phys. Soc. Japan, Suppl. 21, 437 (1966). 73. Р. М. П ог р е б, П. А. Б о р од ов ский, ФТП 8, 2302 (1974). 74. Н. Р. F r e d e r i k se, W. R. H os l e r, Phys. Rev. 108, 1146 (1957).

- 75. M. Glicksman, Japan J. Appl. Phys. 3, 354 (1964).
- 76. Γ. Ακραмοв, ДАН СССР 161, 554 (1965).
 77. Μ. Τοda, Μ. Glicksman, Phys. Rev. A149, 1317 (1965).
 78. L. D. Landau, Phys. Zs. Sowjetunion 1, 285 (1932).

- L. D. Landau, Phys. Zs. Sowjetunion 1, 285 (1932).
 B. B. вадимиров, ЖЭТФ 63, 1288 (1968).
 И. Бойко, В. В. вадимиров, Письма ЖЭТФ 9, 173 (1969). В. В. вадимиров, В. М. Черноусенко, ЖЭТФ 58, 2703 (1970).
 Л. В. Келдыш, М. Г. Пхакадзе, Письма ЖЭТФ 10, 167 (1969).
 К. Хюбнер, М. Маркус, цит. в³⁰ сборник, стр. 838.
 А. Е. Стефанович, ФТТ 11, 599 (1969).
 Ø. Но Iter, Phys. Stat. Sol. b45, 433 (1971).
 R. E. Вигдев, А. В. Цетров, ФТТ 1, 368 (1959).

- 86. П. В. Гультлев, А. В. Петров, ФТТ 1, 368 (1959). 87. G. Busch, E. Steigmeier, Helv. Phys. Acta 34, 1 (1961). 88. H. Ehrenreich, J. Phys. Chem. Sol. 2, 131 (1957).

- 89. К. Хилсум, А. Роуз-Инс, Полупроводники группы А_{ШВу}, М., ИЛ, 1963. 90. В. И. Добровольский, М. Н. Винославский, ЖЭТФ 62, 1811 (1972).
- 91. G. Ecker, W. Kroll, O. Zoller, Phys. Fluids 7, 2001 (1964). И. Б. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. Ф. Сучков, Письма ЖЭТФ 14, 421 (1971). Е. П. Велихов, И. В. Новобранцев. В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, А. Н. Старостин, ДАН СССР 205, 1328 (1972).
- 92. Е. П. Велихов, С. А. Голубевидр., ЖЭТФ 65, 543 (1973).
- Е. П. Велихов, Ю. Г. Земцов и др., ЖЭТФ 67, 1682 (1974). 93. W. S. Chen, B. Ancker-Johnson, Phys. Rev. **B2**, 4477 (1970).

- 94. В. Апскег-Johnson, Phys. Rev. Lett. 9, 485 (1962). 95. М. Glicksman, цит. в ¹⁰⁶ сборник, р. 149. 96. F. Buchy, J. Tavernier, Sol. State Comm. 2, 57 (1964).
- 97. W. S. Chen, B. Ancker-Johnson, Appl. Phys. Lett, 15, 59 (1969). 98. W. S. Chen, B. Ancker-Johnson, Phys. Rev. B2, 4468 (1970).

- 99. S. F. P a i k, J. K. S i l k, Phys. Fluids 7, 2016 (1965).

- 99. 5. г. гатк, з. к. оттк, гиза. тадот, 2010 (2007).
 100. И. В. И оффе, ЖТФ 42, 1084 (1972).
 101. Ю. Л. И гитханов, ЖЭТФ 56, 1619 (1969).
 Ю. Л. И гитханов, Б. Б. Кадомцев, ЖЭТФ 59, 155 (1970).
- 102. Б. Б. Кадомцев, ЖТФ 31, 1273 (1961). 103. С. Е. Нигwitz, А. L. Mc Whorter, Phys. Rev. A134, 1033 (1964). 104. В. Апскег-Јоhnson, ibid. A135, 1423. 105. Л. В. Дубовой, В. Ф. Шанский, ЖЭТФ 57, 1482 (1969).

- 106. В. В. Владимиров, А. И. Щедрин, ibid. 63, 1507 (1972).
 107. В. V. Рагап јаре, К. С. Ng, Phys. Rev. B2, 413 (1970).
 108. D. A. Huchital, E. H. Holt, Appl. Phys. Lett. 8, 321 (1966).
 Ø. Holter, R. R. Johnson, Phys. Fluids 9, 622 (1966).
- 109. В. В. Владимиров, В. Ф. Шанский, А. И. Щедрин, Письма ЖТФ 1, 52 (1975).
- 110. B. Ancker-Johnson, H. J. Fossum, A. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. 26, 560 (1971).

В. А n c k e r - J o h n s o n, H. J. F o s s u m, в кн. Труды симпозиума по физике В. Анскет-зоппсон, п. з. гоззи п., вкн. груды симпозиума по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах (Вильнюс, 1971), Вильнюс, «Минтис», 1972, стр. 59.
111. Е. С. Боровик, ДАН СССР 91, 771 (1953).
112. S. Tosima, R. Hirota, J. Phys. Soc. Japan 19, 468 (1964); IBM J. Res. and Develop. 8, 291 (1964).
142. Б. С. Боровик, ТССР 22, 04 (1952).

- 113. Е.С.Боровик, ЖЭТФ 23, 91 (1952).
- 114. D. J. Bartelink, Phys. Rev. Lett. 12, 479 (1964).
- 115. E. Burstein, Phys. Rev. 93, 632 (1954). 116. M. C. Steele, RCA Rev. 27, 263 (1966).
- 117. А. П. Шотов, С. П. Гришечкина, Р. А. Муминов, ЖЭТФ 50, 1525 (1966); 52, 71 (1967).

- 118. А. Моогаdian, Н. Fan, Phys. Rev. 148, 873 (1966). 119. А. П. Шотов, С. П. Гришечкина и др., ФТТ 8, 1083 (1966). А. П. Шотов, С. П. Гришечкина, Р. А. Муминов, ibid., стр. 2496. 120. И. И. Бойко, В. В. Владимиров, ДАН СССР 188, 60 (1969).
- 121. С. А. Азимов, Ю.А. Катулевский и др., Радиотехн. и электрон. 19, 352 (1974).
- 12. И. Бойко, В. В. Владимиров, А. П. Шотов, ЖЭТФ 57, 567 (1969).
 В. Владимиров, ДАН СССР 189, 976 (1969).
 123. R. J. Phelan, A. R. Calawa, et al., Appl. Phys. Lett. 3, 143 (1963).
 J. Melngailis, R. J. Phelan, R. H. Rediker, ibid. 5, 99 (1965).

- 124. K. Hubner, L. Blossfeld, Phys. Rev. Lett. 19, 1282 (1967).
- 125. W. Schneider, К. Ниbner et al., Sol. State Comm. 9, 1903 (1971).
 126. W. Schneider, К. Ниbner, J. Phys. Chem. Sol. 35, 1297 (1974).
 127. Т. Мосс, Оптические свойства полупроводников, М., ИЛ (1961).

- 128. В. В. Владимиров, В. Н. Горшков, Ю. Н. Явлинский ЖЭТФ 69, 750 (1975).
- 129. H. Bruhns, K. Hubner, Phys. Lett. A43, 89 (1973).
- 130. В. В. Владимиров, Л. В. Дубовой, В. А. Смирнов, В. Ф. Шанский, ЖЭТФ 66, 235 (1974).
- 131. Ю. Н. Я влинский, ФТТ 12, 3385 (1970). В. В. Владимиров, Ю. Н. Явлинский, ЖЭТФ 60, 2344 (1971). В. В. Владимиров, Н. И. Козловский, В. Ф. Шанский, ДАН CCCP 202, 62 (1972).
- 132. В. В. Владимиров, В. Н. Горшков, М. П. Семесенко, ЖТФ 45, 1369 (1975).
- 133. H. B. Briggs, R. G. Fletcher, Phys. Rev. 91, 1342 (1953).
- 134. В. В. Владимиров, В. Н. Горшков, Ю. Н. Явлинский, Физ. плазмы 1, 127 (1975).

Дополнение при корректуре. После направления статьи в печать опубликованы интересные работы по исследованию пинт-эффекта в плазме твердого тела. В работах Такано и Катаоки (Japan J. Appl. Phys. 14, 253, 261 (1975)) проведено теоретическое и экспериментальное исследование устойчивости Z-пинча в плазме *n*-InSb, образованной в результате ударной ионизации. К сожалению, в опытах пространственная струк-тура возмущений не исследовалась. В работе Марчука и Васецкого (УФЖ 20, 839 (1975)) экспериментально исследован θ-пинч в Ge при внешнем подогреве кристалла, когда плазме образца практически полностью скомпенсирована. Результаты опытов хорошо согласуются с теорией 131.