

ТОКОВО-КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

А. В. Недоспасов

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|-----|
| 1. Введение | 643 |
| 2. Теория ТКН положительного столба | 644 |
| 3. Экспериментальные данные о ТКН положительного столба | 646 |
| а) Значения H_K (646). б) Частота колебаний (648). в) Длина волны возмущения $\lambda(648)$ | |
| 4. ТКН положительного столба вне границ справедливости теории | 649 |
| 5. Волны конечной амплитуды | 651 |
| 6. Турбулентный положительный столб | 652 |
| 7. ТКН в различных плазменных устройствах | 656 |
| 8. Методы стабилизации ТКН | 658 |
| 9. Заключение | 661 |
| Цитированная литература | 661 |

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1957 г. Иванов и Рывкин¹ обнаружили гармонические колебания тока в тонких образцах германия, помещенных в продольные электрическое и магнитное поля. Для возбуждения колебаний было необходимо увеличить напряженность магнитного поля выше некоторого критического значения.

В 1958 г. Ленерт² сообщил, что в положительном столбе газового разряда в продольном магнитном поле уход заряженных частиц на стенки трубки начинается, при определенных условиях, возрастать с увеличением напряженности поля.

К тому времени уже накопилось немало экспериментальных данных о том, что процессы переноса в замагниченной плазме не соответствуют классическим представлениям. В свете захватывающих сообщений о раскрываемых работах по управляемому термоядерному синтезу, причины такого несоответствия вызвали огромный интерес. Поэтому естественным было появление экспериментальных работ по диффузии в магнитном поле заряженных частиц в хорошо изученной слабоионизованной плазме газового разряда, хотя она по своим параметрам сильно отличалась от горячей плазмы гипотетического термоядерного реактора.

Первые эксперименты с гелиевым положительным столбцом в слабом магнитном поле показали, что характеристики разряда соответствуют известной формуле для поперечной амбиполярной диффузии³

$$D_{\perp} = \frac{D_{\parallel}}{1 + (\omega_{He}\omega_{Hi}/\nu_e\nu_i)}; \quad (1)$$

здесь D_{\perp} и D_{\parallel} — коэффициенты амбиполярной диффузии перпендикулярно и параллельно магнитному полю, ω_{He} , ω_{Hi} — циклотронные частоты электронов и ионов, ν_e , ν_i — частоты их соударений с нейтральным газом.

Использованное в работе поле до 450 гс позволяло наблюдать уменьшение D_{\perp} лишь в несколько раз.

В работе ⁴ формула (1) была проверена по распределению концентрации плазмы в катодной области низковольтной дуги в аргоне, где плазма одновременно диффундирует вдоль и поперек магнитного поля. Благодаря малым сечениям рассеяния при температуре электронов 0,5 эв и большей (до 1000 гс) индукции магнитного поля, в этой работе наблюдалось уменьшение D_{\perp} на порядок.

В работе ² было обнаружено, что режим положительного столба определяется формулой (1) лишь до некоторого критического значения (H_K) продольного магнитного поля, не достигнутого в работе ³.

Результаты Ленерта были объяснены Кадомцевым и Недоспасовым ⁵, показавшими, что в положительном столбе развивается неустойчивость, позднее названная токово-конвективной неустойчивостью (ТКН). В зарубежной литературе чаще встречается название винтовой (helical, screw) неустойчивости.

Гликсман ⁶ применил развитую в ⁵ теорию ТКН к электронно-дырочной плазме полупроводников и на ее основе успешно объяснил результаты Иванова и Рывкина. Четыре работы ^{1, 2, 5, 6} названных авторов составили основу для широкого исследования неустойчивости плазмы газовых разрядов и твердого тела. Настоящий обзор охватывает работы, относящиеся к газоразрядной плазме. ТКН в плазме полупроводников посвящен специальный обзор В. В. Владимирова (УФН 115, 73 (1975)).

2. ТЕОРИЯ ТКН ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА

В диффузионном режиме в положительном столбе устанавливается поперечный градиент концентрации, связанный с ионизацией газа в объеме и рекомбинацией на стенках трубки. При этом физический механизм неустойчивости может быть понят из рис. 1,

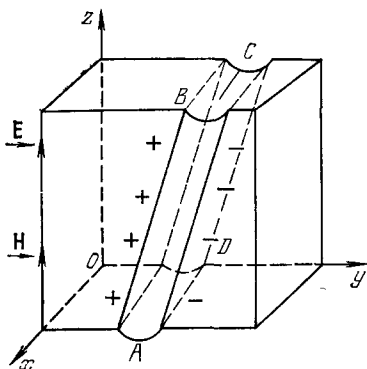


Рис. 1.

на котором для простоты цилиндрическая геометрия заменена плоской так, что ось Ox соответствует радиальному, а Oy — азимутальному направлениям. Рассмотрим положительную флуктуацию n' в наклонном к оси Oz слое. Из условия сохранения тока в этом слое уменьшится продольное электрическое поле и на границах слоя появятся электрические заряды. Благодаря наклону они создают возмущение электрического поля по Oy . В скрещенных полях электроны слоя дрейфуют по Ox . Их избыточный заряд компенсируется движением немагнитных ионов и в результате квазинейтральный слой движется вдоль Ox со скоростью, определяемой как дрейфом электронов, так и подвижностью ионов. Вытекание плазмы в область с меньшей концентрацией усиливает первоначальное возмущение. Для отрицательного возмущения плотности смена знака движения дает аналогичную картину неустойчивости. Так как необходимыми условиями этой неустойчивости являются продольный ток и конвективное поперечное движение в неоднородной плазме, ее естественно было назвать токово-конвективной неустойчивостью.

Ряд факторов стабилизирует развитие неустойчивости. К ним, например, относится усиленная продольная и поперечная диффузия из области возмущения.

Радиальное электрическое поле амбиполярной диффузии направлено от плазмы к стенкам (по оси Ox на рис. 1) и создает электронный дрейфовый ток по оси Oy и поляризацию слоя противоположного знака. Этот механизм стабилизирует сильнее высшие моды, поэтому вначале развивается возмущение с $m = 1$.

Для корректного определения границы устойчивости в работе⁵ были рассмотрены малые колебания концентрации и потенциала вида $f(r) \exp(im\varphi + ikz - i\omega t)$.

Плазма положительного столба в простейшем диффузионном режиме описывается уравнениями непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} nv_e = \frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} nv_i = Zn \quad (2)$$

и движения для электронов

$$\frac{T_e}{mn} \nabla n = -\frac{e}{mc} [\mathbf{v}_e \mathbf{H}] + \frac{e}{m} \nabla \varphi - \frac{\mathbf{v}_e}{\tau_e} \quad (3)$$

и ионов

$$v_i = -b_i \nabla \varphi; \quad (4)$$

здесь n — плотность электронов (и равная ей плотность ионов), $Z(T_e)$ — число ионизаций, производимое в единицу времени одним электроном, T_e — температура электронов, которая определяется из условий баланса частиц в стационарном разряде и, как обычно, много больше температуры ионов и газа, φ — потенциал электрического поля, b_i — подвижность ионов.

В соответствии с условиями, в которых Ленертом были обнаружены аномальные явления, здесь предположено, что частота столкновений ионов с молекулами нейтрального газа много больше как их циклотронной частоты, так и частоты рассматриваемых колебаний. Для электронов же

$$\omega_{He} \tau_e = \frac{eH\tau_e}{mc} \gg 1.$$

Приняв радиальный профиль возмущений $f(r) \sim J_1(\alpha_1 r/a)$, где α_1 — первый корень функции Бесселя J_1 , авторы⁵ получили дисперсионное уравнение для ω и условие потери устойчивости (a — радиус трубки):

$$Kx^4 + Fx^2 + G < mx \frac{eE_0 a}{T_e}, \quad x = \frac{k(\omega_{He} \tau_e) a}{\alpha_1}. \quad (5)$$

Положительные коэффициенты K , F , G слабо зависят от отношения подвижности ионов и электронов и убывают с ростом $\omega_{He} \tau_e$.

В длинной трубке возможны произвольные значения x . Поэтому неустойчивость возникает, когда левая часть уравнения (5) окажется равной правой в единственной точке. При этом равны также их производные.

Так как все коэффициенты в (5) имеют примерно один порядок величины, то x оказывается порядка единицы, т. е. неустойчивость появляется на длинноволновых возмущениях: $ka = \alpha_0 x / \omega_{He} \tau_e \ll 1$.

Уравнения, описывающие диффузионные процессы в плазме, обладают той особенностью, что длина, время и магнитное поле входят в них только в комбинации с давлением, т. е. в виде ap , tp , H/p . Это следует из того, что Z пропорционально, а b , D и τ_e обратно пропорциональны давлению. Уравнения неявно зависят еще от температур электронов и ионов, которые определяются балансом энергии, т. е. в конце концов, величиной E/p .

Все это позволяет сделать вывод, что, если имеются две геометрически подобные системы с одинаковыми параметрами ap , E/p , H/p , то в них

будут протекать процессы, отличающиеся только масштабом времени. Этот результат остается справедливым также и при учете действия магнитного поля на движение ионов, их диффузии и инерции.

Так как уравнение (2) линейно по плотности n , то абсолютная величина на n или величина электрического тока не влияют на процессы в столбе.

Таким образом, если степень ионизации настолько мала, что можно пренебречь столкновениями ионов с электронами, то имеет место следующее соотношение подобия: E/p и ω/p являются функциями только ap , H/p и не зависят от величины тока.

Для расчета критических электрического и магнитного полей, длины волн неустойчивости и частоты колебаний нужно знать соотношение Ea/T_e как функцию ap и H/p . Значение E и T_e можно в принципе определить теоретически из уравнений баланса частиц и энергии. При этом, однако, имеются трудности в определении функции распределения быстрых электронов по энергиям и потерь энергии на излучение. Поэтому теоретические значения критических параметров для неустойчивости столба в магнитном поле лучше искать, опираясь на надежные экспериментальные зависимости $E/p = f_1(ap)$ и $T_e = f_2(ap)$, полученные без магнитного поля.

Законы подобия для положительного столба, как известно, обусловлены диффузионным временем жизни плазмы $\tau \sim a^2/D_a$. Так как в докритической области справедлива формула (1), в продольном магнитном поле температура электронов и электрическое поле будут такими же, как в разряде без магнитного поля (при том же давлении), но с радиусом, в $\sqrt{1 + (\omega_{He}\omega_{Hi}/v_e v_i)}$ раз большим:

$$\frac{E}{p} = f_1 \left(ap \sqrt{1 + \frac{\omega_{He}\omega_{Hi}}{v_e v_i}} \right), \quad (6)$$

$$T_e = f_2 \left(ap \sqrt{1 + \frac{\omega_{He}\omega_{Hi}}{v_e v_i}} \right). \quad (7)$$

Вместо (6) можно пользоваться известной зависимостью от E/p средней доли энергии электронов κ , теряемой при столкновении $Ea/T_e \sim ap \sqrt{\kappa}$.

Именно так были выполнены количественные расчеты критических параметров в работах ^{5, 7}.

Джонсон и Джед ⁸ получили более строгое решение задачи об устойчивости в виде ряда по функциям Бесселя и показали, что принятое в ⁵ приближение достаточно точно для количественного сравнения с экспериментом. При этом профиль возмущения концентрации у них совпадает с принятым в ⁵, а потенциал отличается множителем $1/J_0(\beta_0 r)$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ТИП ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА

В настоящее время имеется большое число согласующихся между собой данных о картине неустойчивости положительного столба в продольном магнитном поле, особенно о величине критической напряженности H_k . В первых работах ^{2, 9-12} H_k определялось по точке минимума на кривой зависимости $E(H)$. Этот способ применим, например, к разрядам в гелии, для которых на указанной кривой имеется излом в критической точке (рис. 2). Однако в ряде случаев (например, в аргоне и ртути) такой излом отсутствует. В настоящее время критическая точка обычно определяется по возникновению колебаний.

а) Значения H_k . На рис. 3 показана выполнимость закона подобия $H_k/p = f(ap)$ для гелия. Теоретические значения находятся

в хорошем количественном согласии с экспериментальными данными. Как и следует из теории, H_K очень слабо зависит от силы разрядного тока.

Зависимость H_K от ap для водорода представлена на рис. 4. Из сравнения рис. 3 и 4 можно видеть, что при равных ap в водороде критическое

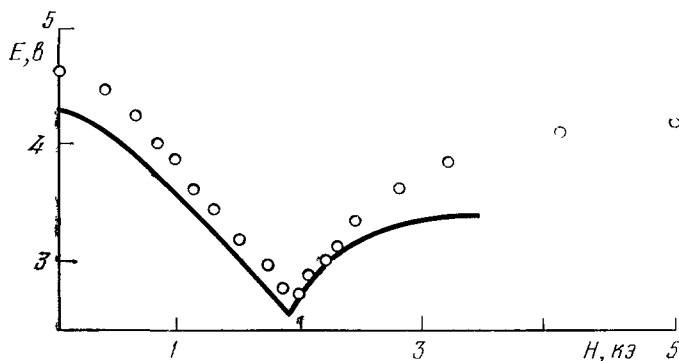


Рис. 2. Зависимость $E(H)$ в гелиевом столбе.

Точки — эксперимент ⁹ при $a = 1$ см, $p = 0,89$ тор; линия — теоретическая кривая ⁵.

поле значительно (примерно в четыре раза) меньше, чем в гелии. В водороде потери энергии электронами существенно больше из-за неупругих соударений с молекулами. Поэтому при одинаковых ap отношение E/T_e в нем

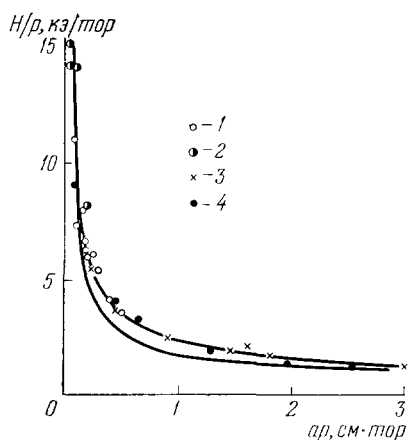


Рис. 3. Зависимость H_K/r от ap для гелия.

Нижняя кривая — теоретическая ⁷, экспериментальные точки из работ ¹²(1), ¹¹(2), ⁹(3) и ¹⁰(4).

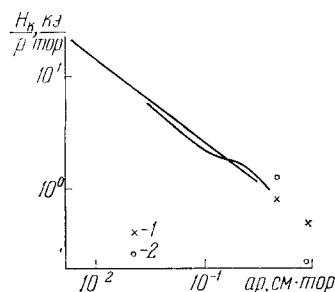


Рис. 4. H_K/r как функция ap для водорода.

Линии — эксперимент по данным ¹⁰, 1 — эксперимент ⁹, 2 — расчет ⁷.

в несколько раз больше по сравнению с гелием. Это согласно (5) приводит к соответствующему снижению H_K .

В аргоне, как известно, подвижность электронов сильно зависит от их энергии, а следовательно, и от величины E/r . Благодаря такой зависимости продольное поле в столбе меняется немонотонно с изменением давления газа ¹³. Это, в свою очередь, приводит к немонотонной зависимости величины H_K от давления (рис. 5).

Данные о критических значениях в неоне и ртути приводятся ниже (см. рис. 11 и 12).

Молекулярные добавки к инертным газам существенно уменьшают H_K ¹⁴⁻¹⁶. Как и в случае чистого водорода, это уменьшение вызвано увеличением отношения Ea/T_e , характеризующего уровень неупругих потерь.

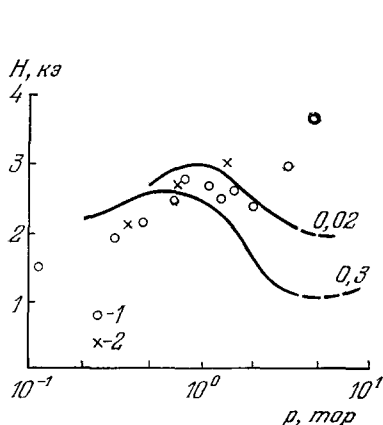


Рис. 5. Зависимость H_K от p для аргона ($a = 1,25$ см.).

Кривые — расчет при токе 25 и 300 ма. Экспериментальные точки из работ⁹(1) и¹⁰(2) (пересчет по закону подобия).

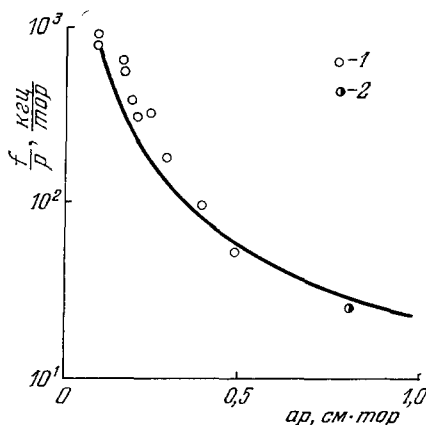


Рис. 6. Зависимость f/p от ar для гелия

Экспериментальные точки из работ¹³(1) и¹⁴(2), линия — теоретическая кривая.

б) Частота колебаний. При магнитных полях, не намного превышающих H_K , в столбе возникают колебания с частотой

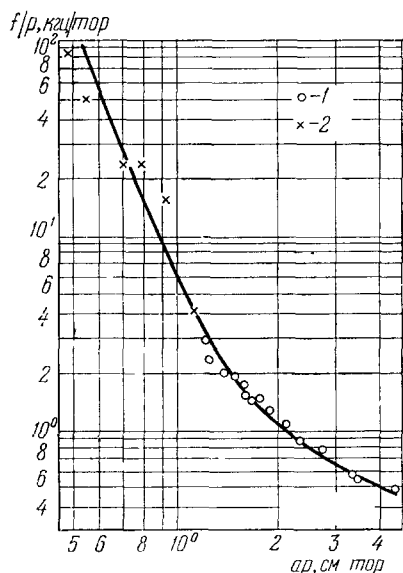


Рис. 7. Зависимость f/p от ar для неона из работ¹⁸(1) и¹⁶(2)

Так, примесь H_2 к Ne увеличивает частоту в 4—7 раз. Это увеличение связано с уменьшением H_K , так как согласно (8) $f \sim H_K^{-1}$.

в) Длина волны возмущения. В работах^{18, 19} наблюдались винтовые искривления столба при $H \geq H_K$, предсказанные в⁵. Длина волны этого искривления в гелиевом разряде при различных

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \approx \frac{3De\beta_1^2}{2\pi\omega_{He}T_e} (0,6 + x^2) \approx \frac{10b_i D_e}{\omega_{He}T_e b_e a^2}. \quad (8)$$

Как и страты¹⁷, эти колебания являются «диффузионными», их частота обратно пропорциональна диффузионному времени жизни заряженных частиц в плазме столба. Вращение винтового возмущения вызвано, в основном, его продольным и азимутальным (холловским) дрейфом

На рис. 6 приведены теоретическая и экспериментальная зависимости f/p от ar для гелия. Экспериментальная зависимость для неона представлена на рис. 7. В интервале изменения аргумента на порядок и отношения f/p более чем на два порядка она совпадает с теоретическим законом подобия с точностью 10—30%.

Молекулярные добавки увеличивают частоту в критической точке¹⁶.

p и a , измеренная Пауликасом и Пайлом, показана на рис. 8 и 9. Там же приведены теоретические кривые.

Следует отметить, что в ряде работ приводятся теоретические кривые, несколько отличающиеся от полученных в ^{5,7}. Это различие связано с другими значениями Ea/T_e , которые используются в формуле (5). Они или находятся из уравнений баланса частиц и энергии, как в ¹⁸, или берутся непосредственно из экспериментов ²⁰. В последнем случае трудности в определении T_e зондовым методом в сильном магнитном поле привели, по-видимому, к заметным ошибкам.

С помощью системы зондов в ²¹ было проверено, что в гелии вблизи H_K колебания соответствуют $m = 1$. Последующие исследования показали, что $m = 1$ и для винтовых возмущений в других энергичных газах.

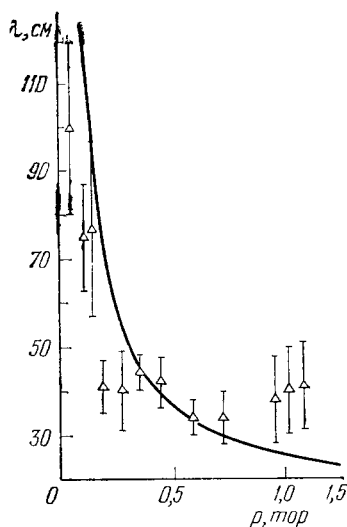


Рис. 8. Зависимость длины волны от давления ¹⁸.
Гелий, $a = 0,9$ см.

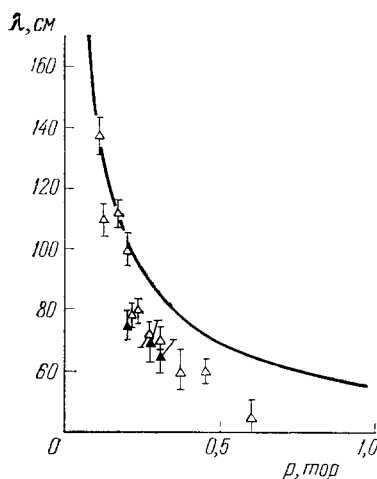


Рис. 9. То же, что на рис. 8, при $a = 2,75$ см.

Однако, при низких давлениях и малых токах $m = 2$ в азоте ²², а также в водороде ²³. В условиях работ ^{22, 23} неустойчивость начинала развиваться при $\omega_{He} \tau_e \approx 1$. Если отказаться от условия $\omega_{He} \tau_e \gg 1$, то стабилизирующая роль азимутального электронного дрейфа ослабляется, в силу чего возможно возбуждение винтовых возмущений сразу с $m = 2$.

Как видно из приведенных примеров, теория ТКН ⁵ в пределах своей применимости достаточно хорошо описывает экспериментальные факты. Ряд опытных данных о положительном столбе в продольном магнитном поле можно найти также в ²⁴⁻²⁷.

4. ТКН ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ВНЕ ГРАНИЦ СПРАВЕДЛИВОСТИ ТЕОРИИ ⁵

Ограничения на применимость теории могут накладывать конечная длина столба, несправедливость предположений о сильной замагниченности электронов, диффузионном режиме разряда, пропорциональности ионизации концентрации электронов и т. д.

Тимофеев ²⁸ обобщил теорию ТКН на столб конечной длины и учел замагниченность ионов. Он нашел условия стабилизации первых мод неустойчивости в коротком столбе, длина которого ограничивает снизу

возможные значения волновых чисел. При этом для данной моды существуют два значения магнитного поля: при достижении меньшего из них неустойчивость возникает, а при превышении большего — стабилизируется.

При $k^2 > 1,6E_0/aT_e$ столб устойчив для всех гармоник независимо от величины магнитного поля.

Эффекты возбуждения, а затем стабилизации винтовых колебаний в коротких положительных столбах с ростом H наблюдались в ряде работ ^{24, 29-31}. Увеличение H_K при уменьшении длины столба L , находящегося внутри соленоида, исследовали Ахмедов и Зайцев ³². Они показали,

что H_K не меняется, пока L не достигнет некоторой критической величины L_K , после чего начинается быстрое возрастание H_K (рис. 10).

В достаточно коротком соленоиде ТКН не развивается ни при каких значениях H ^{28, 31}.

Неустойчивость ртутного положительного столба при низких давлениях,

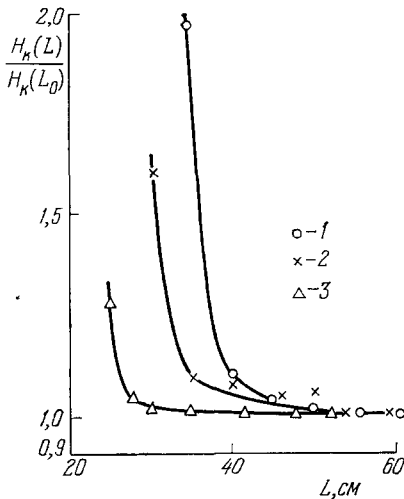


Рис. 10. Зависимость H_K от длины положительного столба ³².

Гелий, $p = 0,2$ тор; a (см); 1,5 (1), 1,25 (2) и 0,9 (3).

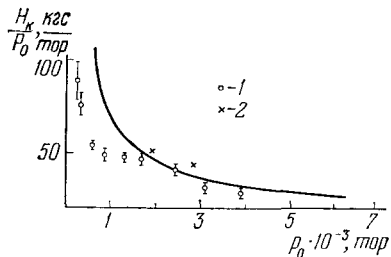


Рис. 11. Зависимость H_K/p_0 от давления для ртути.

$a = 1,6$ см. Линия — теоретическая кривая ⁷, 1 — эксперимент ²⁹, 2 — пересчет эксперимента ³⁸.

когда длина пробега больше радиуса трубки, исследована в работе ²⁹. Полученная зависимость H_K/p_0 от давления показана на рис. 11. При $p_0 > 1,5 \cdot 10^{-3}$ тор экспериментальные точки лежат вблизи кривой, рассчитанной по формулам гл. 2 ⁷. При более низких давлениях теоретическая зависимость явно расходится с экспериментом (расчетное H_K стремится к бесконечности). В этих условиях становится существенной инерция ионов и начинает проявляться дрейфовая ионно-звуковая неустойчивость (называемая также дрейфово-диссипативной) ³³⁻³⁶. Применительно к условиям опытов с ртутным разрядом она обсуждалась в ^{29, 34}, а затем связь с другими неустойчивостями столба при низких давлениях была рассмотрена в работах ³⁷.

Следует отметить, что впервые ртутный положительный столб в продольном магнитном поле был исследован Репковой и Спиваком ³⁸. При увеличении напряженности поля они наблюдали немонотонное изменение параметров заряда. Анализ данных этих работ и сравнение их с работой ²⁹ не оставляют сомнения, что авторы имели дело с неустойчивым разрядом. Так, на рис. 11 нанесены пересчитанные по правилам подобия некоторые критические точки для измерения параметров плазмы в магнитном поле (из работы ³⁸). Видно, что именно появление неустойчивости может объяснить сложный ход обнаруженных зависимостей. Но в то

время интерес к неустойчивостям плазмы в магнитном поле еще не возник, потому эти работы оказались незаслуженно забытыми.

Начало контракции столба при повышении давления, как обнаружили Ахмедов и Зайцев³⁹, сопровождается спадом H_k . Особенно резко это явление выражено в неоне (рис. 12). Результаты Ахмедова и Зайцева объяснены в⁴⁰ при включении в теорию ТКН зависимости частоты ионизации от концентрации электронов. В условиях, которым соответствует рис. 12, такая зависимость возникает из-за дефицита быстрых электронов по сравнению с максвелловским распределением по энергиям. Так как перераспределение энергии между электронами происходит в результате

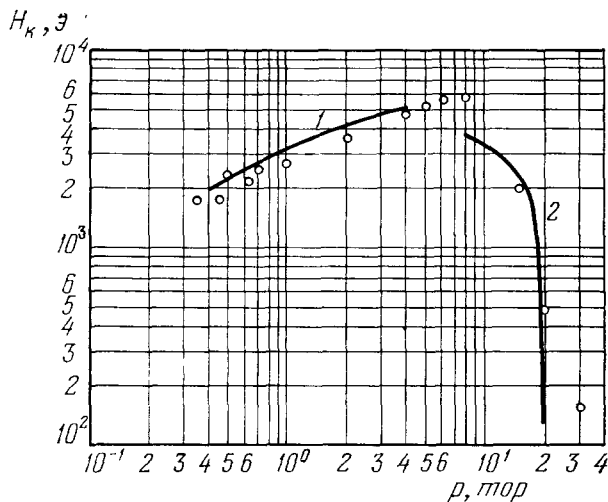


Рис. 12. Зависимость H_k от давления в неоне.

Теоретические кривые из работ⁷ (1) и⁴⁰ (2), экспериментальные точки из работ^{10, 39}.

их соударений между собой, степень дефицита, а следовательно, и Z сильно зависят от n ⁴¹. Учет в возмущениях члена $\partial Z/\partial n$ дает спадающую зависимость $H_k(p)$ (кривая 2 на рис. 12). Естественно, что в этой области давлений H_k сильно зависит и от тока разряда³⁹. Падение H_k уменьшает стабилизирующую роль азимутального дрейфа электронов, если ω_{HeTe} делается меньше единицы. Возможно, что неустойчивость с $m = 2$ в азоте и водороде^{22, 23}, а также зависимость H_k от тока, наблюдавшаяся в азоте⁴², связаны с сильной зависимостью Z от n в молекулярных газах.

При еще больших давлениях, когда столб разряда стягивается в тонкий шнур, ТКН проявляется в его закручивании в спираль. При E , параллельном H , правовинтовое искривление шнура усиливается дополнительной силой $[jH]/c$, что наблюдал еще Эленбас⁴³. При антипараллельности E , H полей наблюдается левовинтовое искривление³⁹.

5. ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

Учет конечной амплитуды колебаний вблизи критической точки был сделан в работе⁵ в рамках квазилинейного приближения. Дополнительный поток плазмы, возникающий в результате токовой конвекции, пропорционален квадрату амплитуды колебаний и линейно возрастает с надкритичностью $\Delta H = H - H_k$. Рассчитанная в работе⁵ зависимость $E(H)$ с учетом конвекции приведена на рис. 2. Она согласуется с экспериментальными данными вплоть до $H = 3$ кэс, где усредненный поток частиц

на стенки в четыре раза больше диффузионного. С его ростом соответственно увеличивается ионизация, а следовательно, возрастают T_e и E .

Холтер и Джонсон^{44,45} детально рассчитали характеристики столба с нелинейной спиральной модой $m = 1$, критические параметры для возбуждения волн с $m = 2$ и нашли зависимость продольного электрического поля, длины волны и частоты колебаний от ΔH . Расчет дал правильную (возрастающую) зависимость частоты колебаний от ΔH , наблюдавшуюся ранее^{12, 21}. В смеси $Ne + H_2$ при большом содержании водорода указанная зависимость становится убывающей.

Радиальный профиль плазмы положительного столба в закритической области измерялся в работах⁴⁶⁻⁴⁹. При этом было получено согласие с результатами⁴⁴, в частности, флуктуационная часть концентрации пропорциональна функции Бесселя первого порядка⁴⁷.

Строгую нелинейную теорию винтовых колебаний малой конечной амплитуды развили Саймон и Ши⁵⁰. Они учли вторые гармоники, которые имеют тот же порядок малости, что и квадратичные (по амплитуде) члены, а также существование ионов разной массы. Для расчета электрического поля и T_e они воспользовались, как и в работе⁵, классическими экспериментальными данными Клярфельда¹³. В результате для гелиевого столба вычисления дали хорошее согласие с экспериментом Ленерта и Хоу⁹. Вычисление амплитуды второй гармоники колебаний и учет конечной скорости рекомбинации плазмы на стенках трубки выполнил Холтер⁵¹. Расчет профиля плотности при конечной амплитуде возмущений с $m = 1$ и $m = 2$ провели Даугерти и Венгрис⁵².

В теоретической работе⁴⁴ получен гистерезис возбуждения ТКН при изменениях магнитного поля. Гистерезис связан с тем, что винтовое возмущение тока разряда создает дополнительное магнитное поле, совпадающее по направлению с внешним. Поэтому при уменьшении внешнего поля срыв колебаний может происходить при значении его напряженности, меньшем H_K . Такого рода гистерезисные явления наблюдали Зайцев и Швилкин⁵³ и Робертсон⁵⁴. Однако парамагнитный эффект неустойчивости слишком мал, и наблюдаемый гистерезис, вероятно, обусловлен нелинейными процессами, связанными с балансом ионизации.

6. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ

При $H \gg H_K$ в положительном столбе возбуждается широкий спектр колебаний и плазма становится турбулентной. Замечательной особенностью, обнаруженной еще в первых работах, является довольно быстрое насыщение кривой $E(H)$, т. е. независимость конвективного переноса плазмы к стенкам трубки от напряженности магнитного поля. Кадомцев⁵⁵, по аналогии с теорией Прандтля для турбулентной затопленной струи, применил для описания турбулентного положительного столба понятие о длине перемешивания. При конвекционном движении плазма вытекает на стенку отдельными винтовыми трубками, а снаружи в плазму проникают «пузыри», свободные от плазмы. Так как на их границе относительный градиент $\nabla n/n$ велик, то вследствие ТКН они довольно быстро перемешиваются с плазмой и вся картина принимает турбулентный характер. Так как возмущение плотности создается конвекционным движением, то среднюю пульсацию плотности можно представить как $n' = l \, dn/dx$, где l — эффективная длина перемешивания, на которую перемещаются плазменные трубки при конвекции до разрушения при взаимодействии с другими возмущениями. Пульсация скорости v' связана с пульсацией плотности соотношением $\gamma n' \sim v' \, dn/dx$, где γ — максимальный инкремент развития неустойчивости.

Для $H \gg H_K$, пренебрегая в уравнении непрерывности ионизацией и считая $\omega_{Hi}\tau_i \gg 1$, Кадомцев нашел, что

$$\gamma = U \frac{d \ln n}{dx}, \quad U = \frac{1}{2} b_i E \sqrt{\frac{b_i}{b_e}}, \quad (9)$$

откуда радиальный диффузионный поток

$$q = \langle n'v' \rangle = -Ul^2 \frac{|\nabla n|}{n} \nabla n. \quad (10)$$

Предполагая, как и в теории Прандтля, величину l постоянной по сечению и пропорциональной радиусу трубки a , он вычислил профиль распределения плотности по радиусу, а из экспериментальных данных о диффузионной утечке плазмы определил величину $l \approx 0,15 a$. При этом

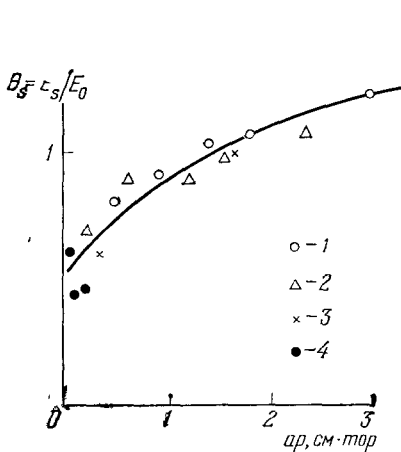


Рис. 13. Кривые: 1 — $a = 1$ см, 2 — $a = 0,76$ см, 3 — $a = 0,535$ см (по данным ⁹) и 4 — $a = 1$ см (по данным ¹¹).

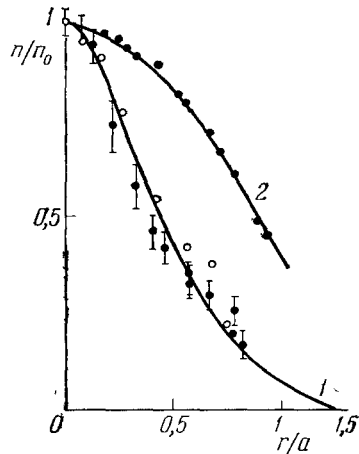


Рис. 14. $n(r)$ в гелиевом положительном столбе ⁵⁶. 1 — $H = 1500$ э, 2 — $H = 0$ ($p = 2 \cdot 10^{-2}$ тор).

вычисленная зависимость от магнитного поля величины $\theta_s = E_s/E_0$, где E_s — электрическое поле в турбулентном столбе, а E_0 — при $H = 0$, оказалась в хорошем соответствии с экспериментами разных авторов (рис. 13).

В работе ⁵⁶ с помощью подвижного электрического зонда был измерен профиль $n(r)$ в гелиевом положительном столбе при различных давлениях газа и $H > H_K$. В режимах, когда $\omega_{Hi}\tau_i < 1$, при $H \approx (1-3) H_K$ профиль концентрации мало отличается от $J_0 (\alpha_0 r/a)$, хотя при $H \approx 3H_K$ продольное электрическое поле уже было близко к значению насыщения, характерному для турбулентного режима. При $H = 8H_K$ и $\omega_{Hi}\tau_i \approx 5$ наблюдалась концентрация разряда на оси трубки (рис. 14), предсказанная в ⁵⁵ и связанная с тем, что коэффициент турбулентной диффузии пропорционален $|\nabla n|/n$ и растет вблизи стенок. Теоретическая кривая на рис. 14 приведена с учетом того, что около стенки концентрация n_s должна быть порядка пульсации концентрации и что $q = n_s U$. Это дает обращение n в нуль при экстраполированном значении радиуса $R' = a + 2l \approx 1,3a$.

Необходимо отметить известные методические трудности экспериментов с разрядами в сильных продольных магнитных полях, недостаточно учитываемые в ряде работ. Они связаны с магнитной фокусировкой электронов неоднородным магнитным полем у конца соленоида, обращенного к катоду ⁵⁷. Эта фокусировка, благодаря сильной анизотропии подвиж-

ности электронов, может искажать радиальное распределение плазмы на значительных расстояниях от зоны неоднородности поля, особенно когда катод расположен вблизи соленоида. Соответствующие эффекты наблюдались во многих работах, например ⁵⁸⁻⁶⁰. Вторым фактором, связанным с указанной фокусировкой, является смена знака радиального электрического поля, так как магнитное поле собирает на оси электроны. Как показали более поздние измерения, этот фактор разительным образом меняет некоторые характеристики турбулентного столба ⁶¹.

Действенным способом устранения побочных эффектов фокусировки является специальное расширение трубки вне соленоида. Этот способ был применен в работе ⁵⁶, причем увеличение вдвое радиуса трубки вне соленоида практически не сказалось на профиле $n(r)$, измерявшемся на расстоянии восьми диаметров от края соленоида. Турбулентная поперечная диффузия в этих опытах превосходила классическую ламинарную примерно на три порядка.

Таким образом, на первом этапе теория турбулентного положительного столба получила экспериментальное подтверждение.

Радиальное распределение концентрации в закритической области, измеренное в работах ^{48, 62, 63}, оказалось неконтрагированным. В этих опытах ионы были еще слабо замагничены, и результаты мало отличались от полученных в работе ⁵⁶ при $\omega_{Hi}\tau_i < 1$. Их можно сравнивать не с теорией турбулентного столба ⁵⁵, а с режимом ламинарной конвекции ⁴⁴.

Как и при изучении гидродинамической турбулентности, за измерениями усредненных величин (потоков на стенки и профилей концентрации) последовали корреляционные измерения структуры пульсаций в турбулентном столбе.

Первые измерения по фигурам Лиссажу корреляции сигналов с двух зондов, помещенных в разные точки положительного столба, провел Вёлер ⁶⁴. Он наблюдал сильную корреляцию, не укладывающуюся в предположение об относительной малости длины перемешивания.

В работе ⁶¹ спектры колебаний, скорости волн и корреляции между колебаниями в продольном и поперечном направлениях были измерены для широкого диапазона экспериментальных условий. Наблюдалось упомянутое выше сильное влияние магнитной фокусировки, сопровождавшееся сменой знака радиального поля в значительной части трубки и возникновением радиальных волн. Эти явления устранялись с помощью расширения наружной части трубки или небольшого (порядка одного градуса) наклона оси трубки относительно H . Влияние небольшого наклона трубки относительно поля на картину колебаний наблюдалось также в работе ⁶⁵. С увеличением напряженности магнитного поля наблюдалось ⁶¹ не появление мелкомасштабных колебаний в результате развития ТКН под действием продольного тока, а возникновение новых типов колебаний. На рис. 15 приведена измеренная при $H \approx 10H_k$ полярная

корреляционная функция ⁶⁶ $R(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T \text{sgn } u(t) \text{sgn } v(t + \tau) dt$ сигна-

лов на стеночном и осевом зондах для трех различных случаев. Если случайные величины $u(t)$, $v(t)$ подчиняются нормальному закону распределения, то

$$R(\tau) = \frac{2}{\pi} \arcsin F(\tau),$$

где

$$F(\tau) = \frac{\int_0^T u(t)v(t+\tau)dt}{T\sqrt{\overline{u^2}}\sqrt{\overline{v^2}}}$$

— обычная корреляционная функция. Из рис. 15 видно, что колебания сильно коррелированы во всем поперечном сечении столба. Измерения Шеффилда⁶³ также подтвердили сильную корреляцию колебаний. Для $H_K < H < 4H_K$ наблюдается нелинейная спираль (теоретически $F(\tau)$ вблизи H_K была вычислена в⁶⁷), а при $4H_K < H < 8H_K$ — нестабильные винтовые возмущения.

Эти измерения противоречат теории турбулентного столба, так как при столь сильной корреляции $l \approx a$ и поток плазмы на стенки по формуле (10) должен быть на порядок больше наблюдаемого.

Попытка устранить указанное противоречие путем учета флуктуаций T_e и объемной ионизации была сделана в работе⁴⁰. Для возмущений,

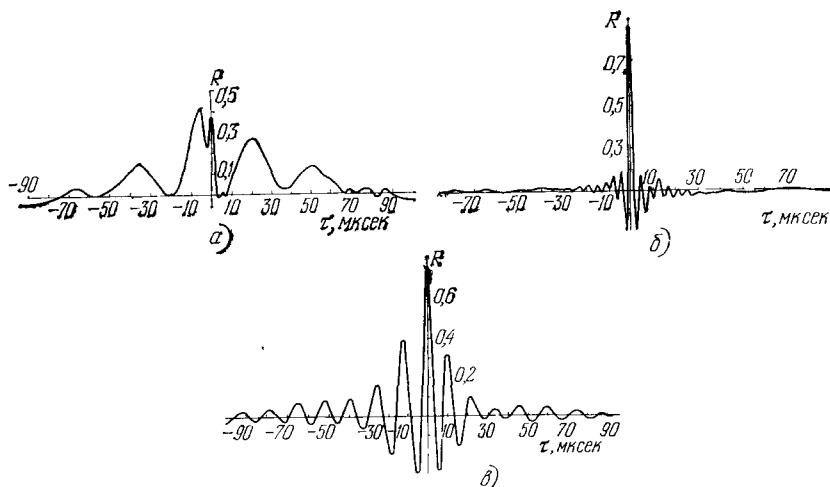


Рис. 15. Полярная корреляционная функция сигналов со стеночного и осевого зондов. Гелий, $p = 0,1$ тор, $a = 1,6$ см⁶¹. а) $H = 5400$ э, угол между осью трубки и полем $\alpha = 0$; б) то же при $\alpha = 1,2^\circ$; в) $H = 5200$ э, трубка с расширением.

поперечный размер которых сравним с радиусом трубки, можно считать плотность тока неизменной. Положительным флуктуациям концентрации при этом соответствуют отрицательные флуктуации джоулева тепловыделения, что приводит к уменьшению $Z(T_e)$ и дополнительной стабилизации неустойчивости. В итоге максимальный инкремент ТКН равен

$$\gamma = U \frac{d \ln n}{dx} - 2Z_0, \quad (14)$$

где Z_0 — устанавливающаяся в сильных полях частота ионизации. Формула (10) остается в силе при $l \sim a$, если γ достаточно мало, что приводит к полученной Кадомцевым зависимости $Z = \text{const}(ap) \cdot U/a$, согласующейся с экспериментом для гелия (рис. 13).

Продвижение в область больших магнитных полей, выполненное Халсесом и Пайлом⁶⁸, показало, что мелкомасштабная турбулентность начинает преобладать при $H > 15H_K$, что согласуется с теоретическим прогнозом Шеффилда⁶³. При $H = 20H_K$ измерение пространственной корреляции пульсаций дает $l \sim 0,19 a$ (рис. 16). Радиальный профиль $n(r)$ также хорошо соответствует теории турбулентного столба. Эти данные получены при $H = 12$ кэс в гелиевом разряде при давлениях 0,02—0,4 тор и радиусе трубки 2,75 см.

Детали перехода к развитой турбулентности остаются неясными и для их уточнения нужны новые эксперименты. Так как степень замагничен-

ности ионов оказывается существенной, недостаточно характеризовать турбулентный столб только отношением H/H_k и желательны опыты с разными газами. Для мелкомасштабных, сильно вытянутых вдоль поля пульсаций несправедливо условие $j = \text{const}$, которое, как сказано выше, является стабилизирующим фактором. Для них, наоборот, можно ожидать

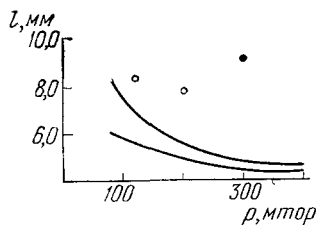


Рис. 16. Зависимость длины перемешивания от давления ⁶⁸.

Гелий, $a = 2,75$ см. \circ — экспериментальные точки, кривые — расчет по ⁶⁸.

перегревно-ионизационного усиления возмущений, причем оно может быть того же порядка, что и инкремент ТКН.

Маловероятно, чтобы в сильных магнитных полях при $\omega_{Hi}\tau_i > 1$ не проявлялись другие неустойчивости неоднородной плазмы. При достаточно низких давлениях газа в положительном столбе возбуждаются продольные ионно-звуковые волны ⁷, ⁶⁹⁻⁷², спектр их колебаний лежит в более высокой области частот.

Другим распространенным видом колебаний положительного столба являются страты. Продольное поле влияет на их характеристики и границы существования сложным образом. В частности, наблюдалось подавление страт при возникновении винтовых возмущений ⁷³. Однако более поздние работы показывают, что оба вида колебаний существуют одновременно и что амплитуда страт начинает уменьшаться с ростом H до появления ТКН ^{74, 75}.

Аномально сильное рассеяние микроволн с $f = 34$ и 30 Гц турбулентным положительным столбом наблюдалось в ^{76, 77}. Некоторые данные о ртутном столбе при H до 80 кгс получены в ⁷⁸.

Газоразрядный столб в сильном магнитном поле является очень удобным объектом для изучения взаимодействия различных видов волн — одной из сложнейших проблем физики турбулентной плазмы. И его возможности в этом направлении далеко еще не исчерпаны.

7. ТКН В РАЗЛИЧНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСТРОЙСТВАХ

До сих пор мы рассматривали неустойчивость цилиндрического столба слабоионизованной плазмы с продольным током. ТКН может проявляться и во многих других ситуациях, встречающихся в различных плазменных конфигурациях.

Она имеет место в полностью ионизованной плазме с продольным током, если в ней существует поперечный градиент температуры dT_0/dr , а следовательно, и проводимости ⁷⁹. Механизм развития неустойчивости в этом случае отличается только тем, что при $\omega_{Hi}\tau_i \gg 1$ слой с повышенной проводимостью (см. рис. 1) дрейфует как целое со скоростью с EH/H^2 .

Эта неустойчивость оказалась первой теоретически исследованной диссипативной неустойчивостью неоднородной плазмы, обусловленной ее неидеальностью (в данном случае конечной электропроводностью σ_0). Вслед за работой ⁷⁹ возможность развития ТКН в плазме на установках типа Токамак, Стелларатор и Зета обсуждалась в работах ^{80, 81}. Экспериментально ТКН в полностью ионизированной плазме наблюдалась в работе ⁸².

Особый интерес вызывают потери частиц и энергии в системах типа Токамак вследствие токовой конвекции. Анализ, выполненный Кадомцевым и Погуде ⁸³ и Арцимовичем ⁸⁴, показывает, что эти потери не представляют опасности для достижения условий осуществления термоядерной реакции. Благодаря теплопроводности вдоль магнитного поля, стаби-

лизирующей температурные возмущения, могут развиваться лишь флуктуации с малыми поперечными размерами (определяемыми перекрещенностью силовых линий магнитного поля), вклад которых в поперечный тепловой поток невелик.

Эффект ТКН в комбинации с «амбиполярным звуком» в плазме, где ионы уходят на стенки без столкновений, рассмотрел Владимиров⁸⁵. Его результаты соответствуют экспериментам с ртутным разрядом в коротких соленоидах²⁹.

ТКН в положительном столбе нецилиндрической геометрии и при наличии диафрагм экспериментально исследована в⁸⁶. Радиальные распределения плотности и флуктуаций электрического поля при развитой неустойчивости в столбе с проводящими стенками получены в работе⁸⁷. Вблизи стенок азимутальная составляющая флуктуации поля уменьшается, что приводит к ослаблению конвекции. Соответственно возрастают концентрация плазмы и радиальная компонента электрического поля.

Сравнение ТКН в коаксиальном и обычном цилиндрах экспериментально было осуществлено в работах^{88, 89}.

Гест и Саймон⁹⁰ по аналогии с винтовой неустойчивостью положительного столба предложили объяснение неустойчивости плазмы, заключенной в сосуд с проводящими стенками. Как известно⁹¹, диффузия заряженных частиц в такой плазме не является амбиполярной; вдоль магнитного поля возникает электронный ток, который и может быть причиной неустойчивости. Вдовин показал, что к аналогичной неустойчивости может приводить неоднородность плазмы вдоль магнитного поля⁹².

Как было сказано в гл. 2, дрейф в радиальном электрическом поле, которое в критической точке направлено от плазмы к стенке, стабилизирует разряд. Перемена знака поля, меняя направление дрейфа электронов, приводит к неустойчивости. По существу, это ТКН, обусловленная током, перпендикулярным к H , когда неустойчивы чисто азимутальные моды. На возможность ТКН при положительном заряде стенок указал Саймон⁹³, а применительно к пеннинговскому разряду — Хоу⁹⁴ (см. также⁹⁵). В ряде экспериментальных работ наблюдались неустойчивости пеннинговского разряда, в том числе возбуждение низкочастотных колебаний и винтовых возмущений, сопровождающихся аномальной диффузией^{96–100}.

Наряду с чисто дрейфовыми неустойчивостями, в них могут проявляться и эффекты, рассмотренные в работах^{93, 94}. В частности, в¹⁰⁰ теория Хоу подтверждается для разряда в молекулярных газах.

Результаты⁹³ были применены Гаррисоном и Хасаном к анализу устойчивости плазмы в МГД ускорителе¹⁰¹ и Кимом к одному специальному случаю торможения потока плазмы поперечным магнитным полем¹⁰². Рассмотренная в^{93, 94} модификация ТКН была использована в работе¹⁰³ применительно к самоподдерживающимся разрядам, возникающим при определенных условиях в результате движения газа в поперечном магнитном поле. На входе и выходе из МГД канала в них существуют границы с большими градиентами концентрации. На границе, расположенной ниже по потоку, возможна неустойчивость с инкрементом

$$\gamma = (\omega_{Hi}\tau_i)(\omega_{He}\tau_e)^3 u\kappa,$$

где $\kappa = d \ln n/dx$, u — скорость газа. Экспериментально эти эффекты не исследовались, хотя они были возможны в ряде моделей МГД-генераторов с горячими электронами^{104, 105}.

Михайловский и, независимо, Рухадзе с сотрудниками исследовали неустойчивости замагниченной плазмы, в которой вдоль магнитного поля распространяется пучок электронов, неоднородный в поперечном направ-

лении ^{106, 107}. Эти неустойчивости являются предельным случаем неустойчивости неоднородной плазмы с током, когда на движение электронов не влияют их столкновения с тяжелыми частицами. Рассмотренная в ⁵ ТКН является другим ее предельным случаем частых соударений. В работе ¹⁰⁶ показано, что имеются низкочастотная и высокочастотная ($\omega \gg \omega_{H_i}$) бесстолкновительные ТКН. Механизм возникновения первой из них, в простейших предположениях потенциальности колебаний и независимости скорости электронов в пучке U_0 от координат, оказывается следующим. Если в плазме с пучком, неоднородным в направлении Oy , возникло возмущение электрического поля с компонентами E_x и E_z , то в малом объеме плазмы за время δt изменение тока будет равно

$$\delta j_z = e \left(n_0 \frac{e}{m} E_z \delta t + U_0 \delta n \right).$$

Возмущение δn связано с дрейфом по Oy под действием E_x :

$$\delta n = \frac{c E_x}{H_0} \frac{\partial n_0}{\partial y} \delta t.$$

Отсюда

$$\frac{\delta j_z}{\delta t} = \frac{e^2 n_0}{m} E_z + \frac{c E_x}{H_0} \frac{\partial j_z}{\partial y}.$$

Изменение тока оказывает обратное воздействие на создавшее его возмущение электрического поля. Дифференцируя по времени равенство $\partial E / \partial t = -4\pi j$, получим

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = -4\pi \left(\frac{e^2 n_0}{m} E_z + \frac{c E_x}{H_0} \frac{\partial j_z}{\partial y} \right). \quad (12)$$

Рис. 17. Зависимость времени развития ТКН от H^{110} .
Линия — теоретическое значение обратного инкремента.

При $-(E_x/E_z)(c/H_0)\partial j_0/\partial y > e^2 n_0/m$ имеет место аperiодическая неустойчивость и, так как $E_x/E_z = k_x/k_z$, условие неустойчивости может быть записано в виде

$$\frac{[k \nabla j_0]}{e n_0 \omega_{H_e} k_z} > 1. \quad (13)$$

Дальнейшее интересное развитие исследований в этом направлении освещено в обзорах Незлина и Богданкевича и Рухадзе ^{108, 109}.

ТКН при турбулентном токовом нагреве плазмы теоретически и экспериментально исследована в работе ¹¹⁰. ТКН в этом случае имеет особенности, связанные с аномальным электросопротивлением при раскачке током ионно-звуковых колебаний. Она проявлялась в возникновении в плазме скачка потенциала, резком изменении распределения тока по сечению, низкочастотным флуктуациям продольного и азимутального магнитного поля. На рис. 17 показана полученная в ¹¹⁰ зависимость времени развития неустойчивости от величины магнитного поля. Теоретическая и экспериментальная кривые хорошо согласуются между собой.

8. МЕТОДЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ТКН

После того как механизм ТКН был надежно установлен, появилась возможность исследовать различные методы ее стабилизации. В физике высокотемпературной плазмы способы стабилизации неустойчивости обсуждаются очень широко, и для многих из них положительный столб является удобным объектом опробования их.

Первым серьезным исследованием в этом направлении была работа Гирке и Вёлера²⁰. Стремясь получить убедительные доказательства за или против механизма ТКН, авторы существенно расширили условия опытов Ленерта, изучив влияние высокочастотного электрического и азимутального магнитного полей на разряд. Ими было показано, что наложение дополнительного ВЧ поля достаточной амплитуды увеличивает H_k . При этом выделении энергии ВЧ полем обеспечивается достаточный уровень T_e при меньших значениях постоянного электрического поля, что согласно (5) и приводит к росту H_k . Вслед за Гирке и Вёлером влияние ВЧ поля на ТКН в положительном столбе подробно исследовали Ахмедов и Зайцев³², Рач и Пайл¹¹¹, Пауэрс¹¹². В работе¹¹¹, в частности, прослежена зависимость H_k от частоты приложенного поля в ВЧ разряде вплоть до полного подавления винтового возмущения при больших частотах. В работе¹¹² получен закон подобия $H_k/p = f(ap)$ для ВЧ разряда, аналогичный показанному на рис. 3.

Наряду с увеличением H_k Ахмедов и Зайцев наблюдали и обратный эффект — уменьшение критического поля при воздействии на участок столба ВЧ поля малой амплитуды. Они объяснили его тем, что в слабом ВЧ поле, уменьшающем продольное электрическое поле лишь на несколько процентов, диффузионный ток на стенки трубки падает благодаря действию силы

$$F = - \frac{e^2}{4m(\omega^2 + v^2)} \frac{dE^2}{dx}$$

(здесь E и ω — амплитуда и частота ВЧ поля, v и m — частота столкновений и масса заряженной частицы).

Как следует из физической картины ТКН, она будет затруднена или подавлена, если электроны получают возможность перемещаться поперек магнитного поля и нейтрализовать поляризацию слоя, вызванную флуктуацией проводимости. Такую возможность создают, например, градиентный и центробежный дрейфы в неоднородном поле. Возможность стабилизации винтовых мод «магнитной ямой» рассмотрена Фаулером¹¹³. Полученный им критерий стабилизации первой моды ТКН в положительном столбе можно представить в виде

$$\frac{\Delta H}{H} > \left| \frac{k_z(\omega_{He}\tau_e)}{k_\perp} \right| \frac{aE_0}{T_e} \sim 1, \quad (14)$$

т. е. изменение напряженности поля в поперечном сечении столба должно быть большим, порядка величины самого поля. Условие (14) имеет простой физический смысл. За время $t \approx (b_e k_z E_0)^{-1}$, за которое электроны смещаются вдоль трубки на расстояние порядка длины волны, они дрейфуют в неоднородном магнитном поле на расстояние

$$k_\perp^{-1} \approx v_{dr} t = \frac{T_e}{m_e \omega_{He}} \frac{1}{Ha} \frac{\Delta H}{Ha} (b_e k_z E_0)^{-1}.$$

Влияние азимутального магнитного поля наблюдалось в трубке коаксиальной геометрии, на оси которой располагался изолированный металлический стержень с током²⁰. Если дополнительная сила $[j_z H_\phi]$ была направлена наружу, винтовое возмущение возникало при меньших H_k , и наоборот.

ТКН полого плазменного столба в винтовом магнитном поле с «широм» подробно исследована Рейнольдсом и Холтом¹¹⁴. Они показали экспериментально и теоретически, что помимо перекрещенности магнитных силовых линий с азимутальным полем H_ϕ существенно меняется профиль

стационарного распределения плазмы, что, в свою очередь, влияет на его стабильность.

Это изменение соответствует притяжению или отталкиванию токов, текущих в плазме и в стержне, в зависимости от того, параллельны они или антипараллельны. В полном столбе винтовое возмущение развивается только в области отрицательного градиента концентрации плазмы (рис. 18). Азимутальное поле H_ϕ изменяет не только H_k , но и частоту вращения винта, причем дестабилизация способствует довольно быстрому появлению второй моды. Влияние собственного магнитного поля на стабильность плазменного столба в продольном поле рассматривалось в работе ¹¹⁵.

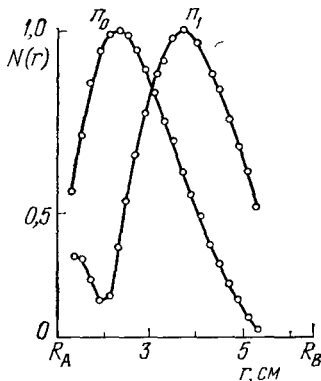


Рис. 18. Профили стационарного распределения плазмы (n_0) и винтового возмущения (n_1) в коаксиальном разряде ¹¹⁴.

Рутшер и Ружичка наблюдали движение винтовых волн в коаксиальной трубе при средних давлениях газа, когда разряд сильно контрагирован ¹¹⁶. Если сила $[jH]$ прижимает токовый шнур к внутренней стенке трубы, волны движутся в направлении анода, если к наружной — в направлении катода.

В цитируемых выше работах рассматривалось дополнительное магнитное поле, постоянное во времени. Джонсон и Джед теоретически определили влияние продольного поля, линейно нарастающего во времени, и показали, что достаточно сильное азимутальное вихревое электрическое поле стабилизирует разряд ¹¹⁷. Стабилизация связана как с действием j_ϕ , рассмотренным в гл. 1, так и с дополнительным джоулевым нагревом электронов. Авторы экспериментально наблюдали стабилизацию винтовой

неустойчивости в быстро нарастающем магнитном поле и его дестабилизацию в убывающем поле ¹¹⁸.

Принципиально иной способ стабилизации переменным во времени магнитным полем предложен Ивановым, Рудаковым и Тейхманном ¹¹⁹. Если H_ϕ периодически меняется во времени и силовые линии магнитного поля закручиваются таким образом, что плазма успевает смещаться вдоль них на характерный поперечный размер возмущений, неустойчивость не может развиваться. Для ТКН это условие стабилизации имеет вид ^{120, 121}:

$$\frac{k_\perp^2 D_a}{\Omega} \left(\frac{H_\phi}{H_0} \right)^2 > 1, \quad (15)$$

где Ω — частота изменения H_ϕ , D_a — коэффициент амбиполярной диффузии вдоль поля. Так как Ω должна быть больше частоты винтовых возмущений (8), условие (15) приводит к довольно тяжелому требованию $H_\phi \sim H_0$. Идея динамической стабилизации ТКН переменным полем H_ϕ была осуществлена экспериментально ¹²². В этой работе переменный ток силой 75 а и частотой $\Omega/2\pi = 100$ кГц пропускался по центральному стержню в трубке с радиусом 1,4 см, наполненной гелием при $p = 0,1$ тор. При напряженности продольного поля $H_0 = 750$ гс включение переменного тока уменьшало амплитуду винтовых колебаний вдвое.

Винтовые волны можно возбудить искусственно при $H \lesssim H_k$ локальным периодическим воздействием на положительный столб. Так, например, в работе ¹²³ определялось пространственное усиление спиральных волн в He, Ne и Hg. Такое воздействие, включенное в систему обратной связи, может стать эффективным средством стабилизации ТКН.

Как известно, идея использования обратных связей для подавления ряда неустойчивостей оказалась весьма плодотворной в физике высокотемпературной плазмы. Арсениным и Чуяновым¹²⁴ и Арсениным¹²⁵ были теоретически исследованы разные возможности стабилизации ТКН в газоразрядном столбе. В работе¹²⁵ исследован случай непрерывного распределения в положительном столбе дополнительных источников электронов, интенсивность которых регулируется системой обратной связи, и найдено условие подавления неустойчивости. Благодаря крупномасштабности винтовых волн, по-видимому, достаточно контролировать концентрацию плазмы с помощью электрических зондов в нескольких точках на длине волны.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как можно видеть из обзора, в настоящее время достигнуто довольно полное понимание явления неустойчивости замагниченной плазмы с током. Благодаря простоте экспериментальных установок и адекватных условиям опытов теоретических моделей, получено не только качественное, но и хорошее количественное согласие между теорией и экспериментом по всем основным вопросам. Это относится как к линейной теории и колебаниям малой амплитуды, так и к нелинейным процессам.

В ряде случаев ТКН оказывает заметное влияние на характеристики различных технических устройств — плазматронов, газоразрядных лазеров — с наложенным магнитным полем (литература об этом влиянии в обзор не включена).

ТКН сыграла важную роль в устранении имевшегося разрыва между физикой низкотемпературной плазмы газового разряда и физикой высокотемпературной плазмы, показав, что многие явления в горячей плазме, не зависящие от абсолютного уровня температур, могут эффективно исследоваться в более простых условиях. Она способствовала также открытию целого класса диссипативных неустойчивостей плазмы и развитию общей теории турбулентных процессов в плазме на опыте изучения токово-конвективной турбулентности.

Большое развитие идеи ТКН получили в физике плазмы твердого тела. Исследование ТКН носит подлинно интернациональный характер, чему способствует то обстоятельство, что для него не требуется сооружения сложных и дорогих установок. Поэтому в изучении ТКН активно участвуют многие университеты.

Возможности изучения в положительном столбе турбулентных явлений и способов борьбы с неустойчивостями плазмы далеко еще не исчерпаны. В этих направлениях можно ожидать появления новых результатов.

Институт высоких температур
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Л. Иванов, С. В. Рывкин, ЖЭТФ 28, 774 (1958).
2. B. Lehnert, Report P/146 at the 2nd United Nations Intern. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
3. R. J. Bickerton, A. Engel, Proc. Phys. Soc. B69, 468 (1956).
4. А. В. Недоспасов, ЖЭТФ 34, 1338 (1958).
5. B. V. Kadomtsev, A. V. Nedospasov, J. Nucl. Energy C1, 230 (1960).
6. M. Glicksman, Phys. Rev. 124, 1655 (1961).
7. В. Л. Вдовин, А. В. Недоспасов, ЖТФ 32, 817 (1962).
8. R. R. Johnson, D. Jerde, Phys. Fluids 5, 988 (1962).
9. F. C. Hoh, B. Lehnert, Proc. 4th ICPIG (Uppsala), v. III/A, 1959, p. 604; Phys. Fluids 3, 600 (1960).

10. Т. К. Allen, G. A. Paulikas; R. V. Pyle, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 409 (1960).
11. М. Я. Васильева, А. А. Зайцев, *ЖЭТФ* **38**, 1639 (1960).
12. А. Р. Ахмедов, А. А. Зайцев, *ЖТФ* **33**, 177 (1963).
13. В. Klarfeld, *J. Phys. USSR* **5**, 155 (1941).
14. К. И. Эфендиев, К. М. Даждамиров, *Изв. АН Аз. ССР, сер. физ.-техн. наук*, № 9, 97 (1967).
15. К. И. Эфендиев, Г. И. Гарибов, *Уч. зап. АГУ (Баку), сер. физ.-мат. наук*, № 4, 80 (1967).
16. А. В. Недоспасов, К. И. Эфендиев, Г. И. Гарибов, *ТВТ* **9**, 22 (1971).
17. А. В. Недоспасов, *УФН* **94**, 439 (1968).
18. G. A. Paulikas, R. V. Pyle, *Phys. Fluids* **5**, 348 (1962).
19. R. R. Johnson, in: *Compt. rend. de la VI Conference Intern. sur les phenomenes d'ionisation dans le Gaz*, t. 1, Paris, 1963, p. 413.
20. G. V. Gierke, K. H. Wohler, *Nucl. Fusion, Suppl.* **1**, 47 (1962).
21. S. Shimamoto, S. Ymazu, Y. Nakano, *J. Phys. Soc. Japan* **18**, 149 (1963).
22. S. Itoh, M. Kawaguchi, K. Yamamoto, *J. Appl. Phys.* **36** (pt. 1), 754 (1965).
23. M. Kawaguchi, S. Itoh, K. Yamamoto, *Japan J. Appl. Phys.* **6**, 1439 (1967).
24. И. А. Васильева, В. Л. Грановский, А. Ф. Черноволенко, *Радиотехн. и электрон.* **5**, 1508 (1960).
25. F. C. Hoh, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 267 (1962).
26. В. Л. Грановский, *Радиотехн. и электрон.* **11**, 372 (1966).
27. B. Lehnert, *Plasma Phys.* **9**, 301 (1967).
28. А. В. Тимофеев, *ЖТФ* **31**, 1420 (1961).
29. Л. Л. Арцимович, А. В. Недоспасов, С. С. Соболев, *Яд. синтез* **4**, 125 (1964).
30. M. Sato, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 11 (1967); K. Iatsui, Y. Inuishi, *J. Phys. Soc. Japan* **22**, 626 (1967).
31. G. Janzen, F. Moser, E. Röchle, *Zs. Naturforsch.* **25a**, 992 (1970).
32. А. Р. Ахмедов, А. А. Зайцев, *Вестн. МГУ, сер. III (Физика. Астрономия)*, № 3 (1964).
33. А. В. Тимофеев, *ЖТФ* **33**, 909 (1963); *ДАН СССР* **152**, 84 (1963).
34. Б. Б. Кадомцев, в кн. *Вопросы теории плазмы*, вып. 4, М., Атомиздат, 1964, стр. 188.
35. С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев, *ЖЭТФ* **44**, 763 (1963); *ЖТФ* **34**, 248 (1964).
36. J. Polman, *Plasma Phys.* **9**, 471 (1967).
37. A. J. Duncan, J. R. Forrest, F. W. Crawford, S. A. Self, *Phys. Fluids* **12**, 2607 (1969); **14**, 1959 (1971).
38. О. Реркова, G. Spivak, *J. Phys. USSR* **9**, 222, 419, 427 (1945).
39. а) А. Р. Ахмедов, А. А. Зайцев, *ЖЭТФ* **45**, 1414 (1963); б) A. Rutschsch, S. Plau, in: *9th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases*. Bucharest, 1969, p. 203.
40. А. В. Недоспасов, *ЖЭТФ* **58**, 1310 (1970).
41. Iu. B. Golubovsky, Ju. M. Kagan, R. J. Ljagustschenko, P. Michel, *Beitr. Plasma Phys.* **8**, 423 (1968).
42. Sahni Omesh, W. G. Jennings, *J. Phys.* **D7**, 369 (1974).
43. W. Elenbaas, in: *Selected Topics in Modern Physics. II. The High Pressure Mercury Vapour Discharge*, Amsterdam, North-Holland, 1951.
44. Ø. Holter, R. R. Johnson, *Phys. Fluids* **8**, 233 (1965).
45. Ø. Holter, R. R. Johnson, *ibid.* **9**, 622 (1966).
46. S. Itoh, M. Kawaguchi, K. Yamamoto, *ibid.*, p. 2535.
47. J. F. Reynolds, W. C. Jennings, R. L. Gunshor, *ibid.* **11**, 1048 (1968).
48. C. A. Ventrice, C. G. Massey, *ibid.*, p. 1990.
49. А. А. Зайцев, К. М. Даждамиров, К. И. Эфендиев, в кн. *Колесания и волны в плазме*, Минск, «Наука и техника», 1971.
50. A. Simon, J. N. Shiau, *Phys. Fluids* **12**, 2630 (1969); **13**, 2569 (1970).
51. Ø. Holter, *Phys. Norv.* **4**, 25 (1969); **6**, 147 (1972).
52. T. L. Daugherty, C. A. Ventrice, *Phys. Fluids* **14**, 713 (1971).
53. А. А. Зайцев, Б. Н. Швилкин, *Радиотехн. и электрон.* **10**, 951 (1965).
54. H. S. Robertson, *Phys. Fluids* **6**, 1093 (1964).
55. Б. Б. Кадомцев, *ЖТФ* **31**, 1273 (1961).
56. Л. Л. Арцимович, А. В. Недоспасов, *ДАН СССР* **145**, 1022 (1962).

57. C. S. Gummings, L. Tonks, Phys. Rev. 59, 514, 522 (1944).
58. В. А. Фабрикант, Г. Н. Рохлин, ДАН СССР 20, 437 (1938).
59. И. А. Васильева, Радиотехн. и электрон. 5, 2015 (1960).
60. A. Simon, Phys. Rev. 98, 317 (1955).
61. А. В. Недоспасов, С. С. Соболев, ЖТФ 36, 1758 (1966).
62. C. Ventrice, Appl. Phys. Lett. 16, 283 (1970).
63. J. Sheffield, Phys. Fluids 11, 222 (1968).
64. K. E. Woehler, in: Proc. of Intern. Symposium on Diffusion of Plasma across a Magnetic Field (December 1964); Phys. Fluids 10, 245 (1967).
65. D. A. Huchital, E. H. Holt, Phys. Rev. Lett. 16, 677 (1966).
66. С. Г. Гершман, Е. Л. Фейнберг, Акуст. ж. 7, 4 (1955).
67. S. Ichimaru, Phys. Fluids 8, 1205 (1965).
68. M. W. Halsteth, R. V. Pyle, ibid. 13, 1238 (1970).
69. A. V. Nedospasov, in: Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Salzburg, 1964), CN-10/217, Nucl. Fus., Suppl. 3, 1228 (1962).
70. F. W. Crawford, in: Proc. of 5th Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases, v. 1, Munich, 1961, p. 593.
71. А. А. Зайцев, Б. Н. Швилкин, Изв. вузов (Радиофизика) 11, 1274 (1968).
72. H. N. Ewald, F. W. Crawford, S. A. Self, Phys. Fluids 12, 303 (1969).
73. K. Iatsui, T. Ohji, Y. Inuishi, Japan J. Appl. Phys. 6, 105 (1967).
74. M. Sato, Y. Hotta, Electr. Eng. Japan 91, 93 (1971).
75. А. В. Недоспасов, К. И. Эфендиев, А. И. Бежанова, ЖТФ (1975).
76. V. Kubo, Y. Inuishi, J. Phys. Soc. Japan 21, 184 (1966).
77. C. A. Ventrice, Phys. Fluids 14, 192 (1971).
78. N. Sato, S. Saito, Y. Nishida, H. Mase, J. Phys. Soc. Japan 21, 1606 (1966).
79. Б. Б. Кадомцев, ЖТФ 31, 1209 (1961).
80. F. C. Hoh, Phys. Fluids 5, 22 (1962).
81. Б. Ленерт, АЭ 14, 82 (1963).
82. D. A. McPherson, Phys. Fluids 9, 1373 (1966).
83. Б. Б. Кадомцев, О. П. Погуце, цит. в ³⁴ сборник, вып. 5, 1967, стр. 209.
84. Л. А. Арцимович, Замкнутые плазменные конфигурации, М., «Наука», 1969.
85. В. В. Владимиров, ДАН СССР 164, 775 (1965).
86. С. Екман, F. C. Hoh, B. Lehnert, Phys. Fluids 3, 833 (1960).
87. H. Sato, M. Matsumoto, T. Takashima, Y. Nakano, J. Phys. Soc. Japan 32, 292 (1972); S. Imazu, цит. в ³⁸ сборник, p. 204.
88. Л. Е. Белоусов, ЖТФ 36, 892 (1966).
89. J. E. Reynolds, E. H. Holt, W. C. Jennings, J. H. Noun, Appl. Phys. Lett. 11, 148 (1967).
90. G. Guest, A. Simon, Phys. Fluids 5, 503 (1962).
91. A. Simon, Phys. Rev. 98, 317 (1955); Report P/366 at the 2nd United Nations Intern. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
92. В. Л. Вдовин, Письма ЖЭТФ 2, 369 (1965).
93. A. Simon, Phys. Fluids 6, 382 (1963).
94. H. F. Hoh, ibid., p. 1184.
95. R. Bingham, ibid. 7, 1001 (1964).
96. F. F. Chen, A. W. Cooper, Phys. Rev. Lett. 9, 333 (1962).
97. J. F. Bonnal, G. Briffod, C. Manus, ibid. 6, 665 (1961).
98. G. Briffod, M. Gregoire, C. Manus, Phys. Lett. 2, 204 (1962).
99. K. I. Thomassen, Phys. Rev. Lett. 14, 587 (1965); Phys. Fluids 9, 626 (1966).
100. D. M. Kerr, ibid., p. 2531.
101. G. W. Garrison, H. A. Hassan, ibid. 10, 711 (1967).
102. К. И. Ким, Ж. ПМТФ, № 1, 35 (1968).
103. А. В. Недоспасов, В. Г. Петров, ТВТ 11, 200 (1973).
104. A. F. Vitshas, V. S. Golubev, M. M. Malikov, in: Electricity from MHD, v. 1, Vienna, IAEA, 1968, p. 529.
105. В. С. Голубев, М. М. Маликов, А. В. Недоспасов, ТВТ 8, 1265 (1970).
106. А. Б. Михайловский, ЖТФ 35, 1933, 1945 (1965).
107. Л. С. Богданкевич, Е. Е. Ловецкий, А. А. Рухадзе, Яд. синтез 6, 69, 176 (1966).
108. М. В. Незлин, УФН 102, 105 (1970).
109. Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, УФН 103, 609 (1971).

110. Ю. Г. Калинин, Д. Н. Лин, Л. И. Рудаков, В. Д. Рютов, В. А. Скорюпин, ЖЭТФ 59, 1056 (1970).
 111. H. F. Ruggе, R. V. Pyle, Phys. Fluids 7, 754 (1964).
 112. E. I. Powers, *ibid.* 8, 1155 (1965).
 113. T. K. Fowler, *ibid.* 10, 469 (1967).
 114. J. F. Reynolds, E. H. Holt, Phys. Rev. 175, 205 (1968); J. Appl. Phys. 39, 2360 (1968).
 115. B. V. Paranjape, D. Seale, K. C. Ng, R. R. Johnson, Phys. Fluids 12, 1865 (1969).
 116. A. Rutscher, T. Růzicka, Beitr. Plasma Phys. 13, 93 (1973).
 117. R. R. Johnson, D. A. Jerde, Phys. Fluids 7, 103 (1964).
 118. R. R. Johnson, D. A. Jerde, Bull. Am. Phys. Soc. 7, 152 (1962).
 119. А. А. Иванов, Л. И. Рудаков, И. Тейхманн, ЖЭТФ 53, 1690 (1967).
 120. А. А. Иванов, J. Teichmann, Czechosl. J. Phys. B19, 941 (1969).
 121. А. А. Иванов, цит. в ³⁴ сборник, вып. 6, 1972, стр. 139.
 122. L. L. Artsimovich, A. A. Ivanov, V. D. Rusanov, S. S. Sobolev, Phys. Lett. A27, 573 (1968).
 123. Y. Nishida, Y. Hattа, M. Sato, J. Phys. Soc. Japan 24, 923 (1968).
 124. В. В. Арсенин, В. А. Чуянов, ЖТФ 39, 429 (1969).
 125. В. В. Арсенин, ТВТ 8, 899 (1970).
-