

537.56

СТРАТЫ

А. В. Недоспасов

Образование слоев в положительном столбе — распространенное явление, известное уже пионерам физики газового разряда. Это первое проявление неустойчивостей, которыми так богата плазма, вызвало много противоречивых суждений о его причинах. В обзорах¹⁻³, обобщающих обширный материал, накопленный за вековую историю изучения страт, не дано объяснения основным явлениям. Это объяснение было получено лишь в последние годы.

Настоящая статья в основном охватывает работы, выполненные за последние 15 лет. В этот период была однозначно установлена ионизационно-диффузионная природа страт.

Изучение ионизационной неустойчивости представляет не только общезначимый интерес. По-видимому, это основная неустойчивость низкотемпературной слабо ионизованной плазмы, которая может проявляться в МГД генераторах энергии, плазменных волноводах, газовых лазерах и других технических устройствах.

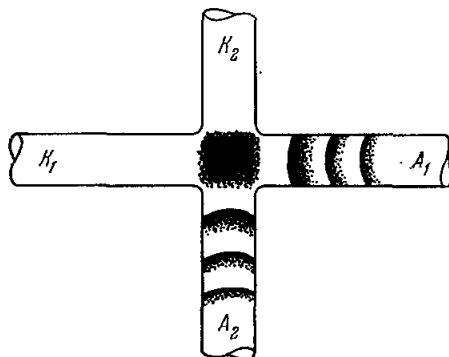
1. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О СТРАТАХ

§ 1. Слоистый положительный столб

Слоистый разряд оказывается наиболее распространенной формой положительного столба. Кажущийся однородным столб зачастую оказывается слоистым, но наличие страт в нем маскируется их быстрым движением. В водороде страты существуют при изменении плотности тока почти на восемь порядков величины и давления газа на четыре порядка⁴. Страты в инертных газах наблюдаются в интервале давлений от сотых долей до нескольких сотен мм рт. ст. Страты бывают неподвижные (стоячие) и бегущие. Неподвижные страты располагаются по анодную сторону от какого-либо значительного нарушения однородности плазмы, например катодной части разряда, зонда с большим отрицательным потенциалом и т. д.^{4, 5}. При этом обычно страты затухают с удалением от места их возникновения. Местом зарождения неподвижных страт может быть повышение концентрации плазмы на перекрестке однородных положительных столбов (рис. 1).

В чистых инертных газах страты движутся от анода к катоду (положительные страты) со скоростями v порядка 10^3 — 10^5 см/сек, причем их длина l достигает нескольких диаметров столба. Типичная картина изменения характеристик плазмы в пределах хорошо выраженных страт^{6, 7} показана на рис. 2. Электрический потенциал скачком возрастает в головной части страты и слабо меняется в остальной ее части. Со скачком потенциала связано увеличение температуры электронов, усиленные возбужде-

ние и ионизация в голове страты. Максимум концентрации смещен относительно максимума температуры в сторону анода ^{4, 6-8}. В хвосте страты энергия электронов мала для ионизации. В этой части электроны присутствуют благодаря тому, что они не успели рекомбинировать с ионами,



а также благодаря амбиполярной диффузии в осевом направлении. Для установившегося слоистого столба характерно то, что баланс ионизации и рекомбинации выполняется не в любой момент времени (или не в любом поперечном сечении), а лишь в пределах страты в целом.

Численная обработка экспериментальных данных о концентрации и температуре электронов в движущихся стратах ^{7, 9} показывает, что распределение концентрации подчиняется уравнению диффузии

Рис. 1. Образование страт за местом повышенной плотности разряда ⁴.

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D_a \Delta n = I(r, z, t);$$

здесь D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, I — ионизация в единицу времени. При этом ионизация сосредоточена в тонком по сравнению с длиной страты слое (рис. 3).

Радиальное распространение концентрации в слоистом столбе такое же, как в однородном ^{7, 10}; оно близко к функции Бесселя $J_0(\beta r/a)$. Собственное значение краевой задачи $\beta = 2,4$ при $n(a) = 0$ и уменьшается с давлением при учете более строгих краевых условий ¹¹⁻¹³.

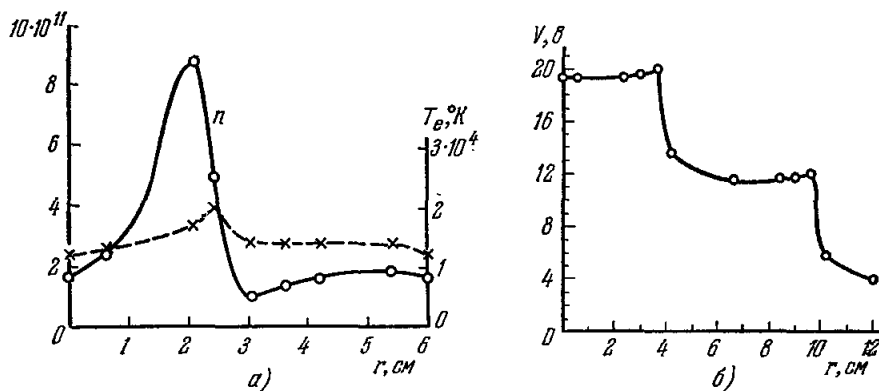


Рис. 2. а) Изменение концентрации и температуры электронов в пределах страты ⁷. б) Изменение потенциала на оси трубки в слоистом положительном столбе ⁷.

Такая структура характерна как для движущихся, так и для неподвижных страт большой амплитуды. Относительные изменения концентрации в стратах всегда в несколько раз больше относительных изменений температуры электронов. Это связано с сильной зависимостью коэффициента ионизации от T_e в слабо ионизованной плазме.

При своем движении страты создают колебания с основной частотой, лежащей в интервале от сотен герц до десятков килогерц. В инертных газах эти колебания подчиняются закону подобия, экспериментально

установленному Пушпом: произведение частоты на радиус трубки и молекулярный вес газа ($fa\mu$) является близкой для всех газов (за исключением гелия) функцией произведения давления газа на радиус, деленного на ионизационный потенциал, $p_0 a / u_i$ ¹⁴ (рис. 4). Зависимость скорости страт от давления показана на рис. 5.

Нередко движение страт носит нерегулярный характер, причем переход от регулярного движения к хаотическому и обратно может происходить, например, при изменении силы тока¹⁶. Можно наблюдать нарушение регулярного движения страт в аргоне при охлаждении трубки жидким азотом. Такие характеристики страт, как длина, слабо зависят от тока разряда и величины балластного сопротивления¹⁵⁻¹⁷, хотя для регулярного характера страт параметры внешней электрической цепи оказываются существенными.

На рис. 6 приведены фотографии страт, сделанные А. А. Зайцевым с помощью вращающегося зеркала. Ось вращения параллельна оси трубки. Рис. 6, а соответствует регулярному движению в положительном направлении. На рис. 6, б дан пример нерегулярного движения, при котором изменяются длина и скорость страт, а также наблюдается разделение одной страты на две.

Опыт показывает, что страты наблюдаются в определенных интервалах изменений условий разряда. В чистых инертных газах известны¹⁸⁻²¹

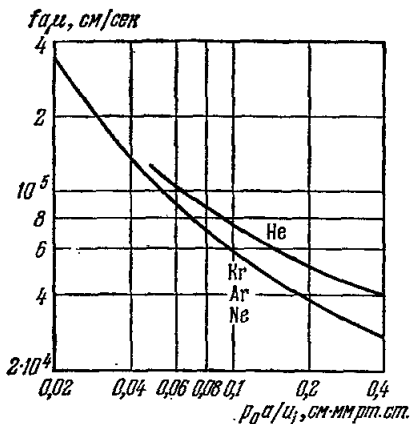


Рис. 4. Закон подобия для страт¹⁴.

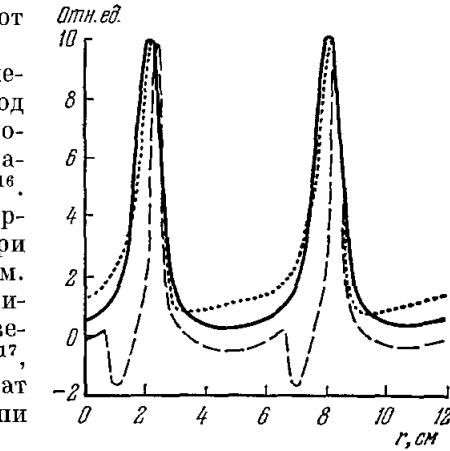


Рис. 3. Распределение интенсивности света (сплошная линия) и ионизации (пунктирные линии) в стратах⁷.

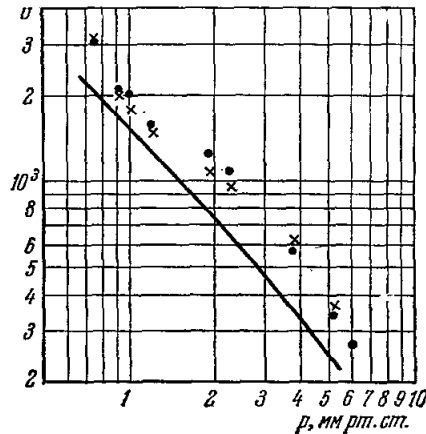


Рис. 5. Зависимость скорости страт в аргоне от давления ($a = 1,15$ см)¹⁶.

в ряде случаев верхняя и нижняя границы существования страт по току I , давлению газа p и радиусу трубки a . В пространстве этих параметров область существования страт ограничена замкнутой поверхностью^{108,110}. Верхнюю границу впервые исследовали Пушп¹⁸. Он показал, что максимальный ток $I_{\max}$, при котором еще наблюдаются страты, обратно пропорционален давлению. Из его данных также следует, что при постоянном

давлении I_{max} убывает с ростом молекулярного веса газа. В работе ²² эти данные уточнены. Показано, в частности, что определение границы зависит от чувствительности аппаратуры и от способа измерения. Используя зависимость границы существования от величины радиуса трубки, авторы работы ²² показали, что страты могут существовать в части газоразрядной трубки, ограниченной более узкими участками, лишенными каких-либо

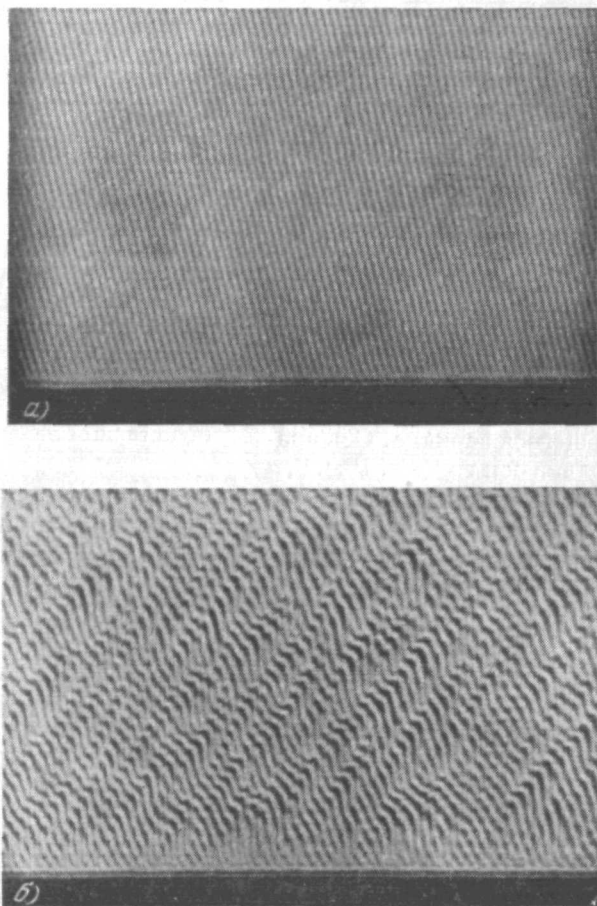


Рис. 6. Регулярные (а) и нерегулярные (б) страты. Неон, $a = 0,3$ см; $p = 5$ мм рт. ст. Время — слева направо, анод — вверху.

регулярных колебаний. Это доказывает, что страты зарождаются в самом столбе, а не вызываются внешними возмущениями.

В общем случае глубина модуляции непостоянна по длине слоистого разряда. Для подвижных страт она обычно увеличивается в направлении от катода к аноду ²¹⁻²⁵. Вблизи границы существования усиление страт происходит практически по всей длине столба. По мере удаления от границы амплитуда нарастает и достигает насыщения на меньших расстояниях, вплоть до размеров порядка длины одного слоя (рис. 7).

Страты наблюдаются в инертных и молекулярных газах и отсутствуют в разряде в парах щелочных металлов ^{4, 24}. Клярфельд сообщает, что в парах Cd и Hg, а также в инертных газах с небольшой примесью водорода страт нет ⁴. Однако в более поздних работах страты наблюдались в парах

ртути в узких интервалах давления и силы тока²⁵. Во всех газах страты исчезают при понижении давления, когда на длине страты укладывается несколько длин свободного пробега электрона⁴.

Размеры страт и области их существования могут изменяться в очень широких пределах в присутствии различных примесей к основному газу. Так, добавление паров воды к водороду⁴ уменьшает их длину до 0,05 диаметра, а примесь паров ртути к гелию на три порядка уменьшает максимальный ток $I_{\max}$ ¹⁶. Существенно влияет на параметры страт в инертных газах примесь водорода^{26, 27}.

Наряду с широкими положительными стратами наблюдаются узкие «отрицательные», движущиеся от катода к аноду⁴.

§ 2. Искусственные страты

Важным шагом в экспериментальном изучении слоистого положительного столба явилось открытие А. А. Зайцевым искусственного возбуждения страт. Им было показано, что внешними колебаниями, наложенными на однородный разряд, можно создавать и поддерживать подвижные страты^{28, 29}. Способы возбуждения искусственных слоев могут быть различными: модуляция тока внешним генератором, периодическое возмущение участка столба с помощью вспомогательного разряда, зонда и т. д.

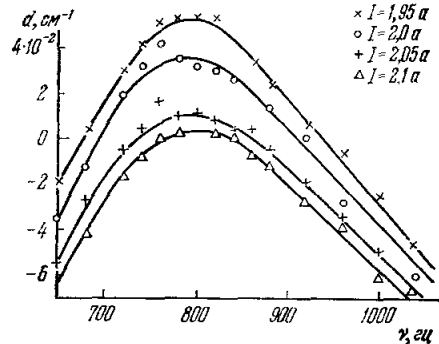


Рис. 8. Зависимость показателя пространственного усиления волн от возбуждающей частоты³⁰.

страты с собственной частотой 800 гц. На этой частоте искусственные страты имеют наибольший показатель усиления (d_0). Величина d_0 растет с приближением тока к граничному значению 1,9 а и при $I = 2,1$ а делается положительной (рис. 9). Искусственные страты непрерывно переходят в обычные. Наблюдавшееся различие между граничным током самовозбуждения страт 1,9 а и током 2,1 а обсуждается ниже в § 7. На рис. 9 показано также изменение d_0 в гелии вблизи нижнего граничного тока (по данным Зайцева). Спонтанные страты в этих условиях возникали при $I = 370$ ма.

В отличие от близких к разрывным колебаний большой амплитуды, вблизи границы расслоения однородного столба форма искусственных

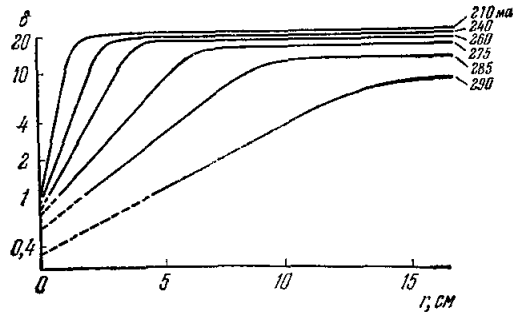


Рис. 7. Резкость страт вдоль трубки²¹. Аргон, $p = 5$ мм рт. ст., $a = 0,25$ см. Цифрами указаны значения тока (в миллиамперах). Верхний граничный ток существования страт 295 ма.

Легче всего искусственные страты возбуждаются вблизи границ существования слоистого разряда, а их параметры (размеры, знак и величина скорости) близки к параметрам спонтанно возникающих слоев. На рис. 8 показана зависимость от частоты внешнего воздействия показателя пространственного усиления d колебаний, имевших вид $A \times \exp(-dx) \exp\{i(kx - \omega t)\}$. (Положительное направление Ox — от анода к катоду³⁰.) В этих опытах при токах меньше 1,9 а существовали

и спонтанных страт близка к синусоидальной^{28, 30}. При изменениях параметров разряда, приводящих к расслоению, амплитуда колебаний может либо плавно увеличиваться от нуля («мягкий» режим), либо изменяться скачком до некоторого конечного значения («жесткий» режим).

В последнем случае обнаруживаются гистерезисные явления²⁸.

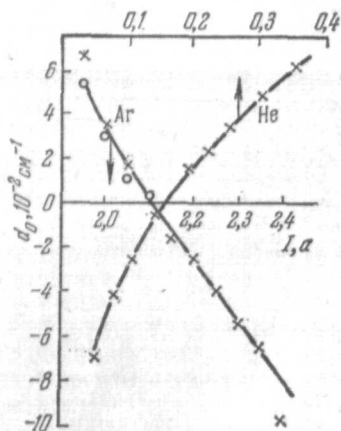


Рис. 9. Зависимость d_0 от силы тока вблизи верхней (Ar) и нижней (Ne) границ существования страт.

В работе²⁸ было показано, что вынуждающая частота внешнего генератора может быть в некоторых пределах сообщена стратным колебаниям. При этом внешнее воздействие изменяет длину и скорость страт. Идентичные изменения происходят с частотой и скоростью искусственных страт^{23, 30}.

Искусственные подвижные слои можно получить также однократным возмущающим плазму импульсом. Этот способ, впервые описанный Л. Пекареком^{31, 32}, особенно удобен для изучения колебательных свойств положительного столба. Возникшие под действием импульса колебания затухают, причем вблизи границы расслоения время затухания может на несколько порядков превышать период колебаний T . При изменении режима в сторону большей устойчивости оно уменьшается до величины порядка T . С помощью

вращающегося зеркала Пекарек обнаружил существенную особенность искусственного возбуждения страт. Оно происходит таким образом, что от места возмущения колебательный режим распространяется в сторону анода, хотя возникшие волны движутся к катоду. Это явление получило название волны расслоения.

В дальнейшем волна расслоения исследовалась многими авторами³³⁻³⁷ с помощью самых разнообразных методик. На рис. 10 показаны типичные осциллограммы модуляции света (полученные с помощью фотоумножителя) с анодной стороны от места возмущения³³. Из них видно, что запаздывание колебаний растет с расстоянием. Так как в этих опытах страты затухают через 5—10 колебаний, зона нестационарных слоев, двигаясь к аноду, существует лишь на некотором участке столба. Скорость фронта волны расслоения, отличаясь знаком, сравнима со скоростью положительных страт. Некоторые данные о скоростях волны расслоения и страт приведены в³³. Для скорости волны расслоения (v_p) в гелии получена эмпирическая формула $v_p \left(\frac{\text{см}}{\text{сек}} \right) = \frac{2.8 \cdot 10^5}{(ap)^{1.6}}$; p — в мм. рт. ст., a — в см.

Влияние на v_p продольного магнитного поля исследовано в работе³⁸

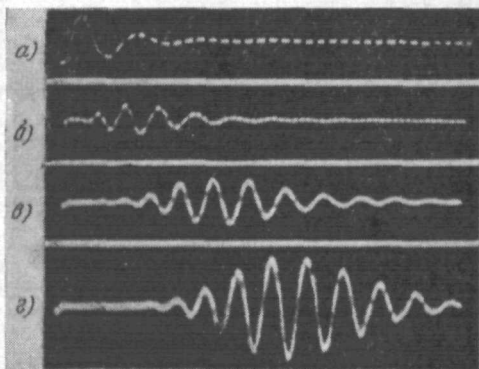


Рис. 10. Осциллограммы переходного процесса при различных расстояниях d умножителя от источника возмущения³³.

Время возрастает слева направо. Длительность метки времени 10^{-4} сек. Значения d : а) 3 см; б) 9,8 см; в) 19,2 см; г) 28 см.

II. ПРИРОДА СТРАТ

§ 3. Попытки теоретического объяснения страт

Для объяснения механизма возникновения страт предлагались различные теоретические схемы.

А. А. Власов рассматривал страты как периодические структуры в рамках известного кинетического уравнения бесстолкновительной плазмы. При этом столкновения с нейтральными атомами, ионизация и рекомбинация считались несущественными^{39, 40}.

Неприменимость уравнения Власова к слоистому разряду была отмечена в работах^{4, 41, 42}. Как уже указывалось, страты существуют только тогда, когда их длина больше нескольких длин свободного пробега электронов. Поэтому пренебрегать столкновениями с нейтральным газом нельзя. Условием возникновения периодических решений в³⁹ является наличие скорости дрейфа электронов порядка их тепловой скорости, что не выполняется в столбе со стратами.

К работам^{39, 40} примыкает серия работ⁴³⁻⁴⁸, в которых страты связываются с лэнгмюровскими колебаниями электронов и ионов. Из этих работ существенный результат содержит работа Гордеева, в которой получено условие возбуждения ионно-звуковых волн протекающим по плазме током. Существование такого возбуждения в положительном столбе позднее было подтверждено экспериментально^{19, 49}. Однако страты наблюдаются обычно в таких условиях, когда ионный звук не может возбуждаться из-за частых столкновений ионов с нейтральными атомами. О том, что страты и ионный звук имеют различную природу, свидетельствуют разные спектры частот и дисперсия волн, существование (иногда одновременное) этих колебаний независимо друг от друга и т. д.^{19, 36, 50-53, 100}.

В работах⁵⁵⁻⁶¹ рассматривались периодические неустойчивости положительного столба на основе гидродинамических уравнений для электронов и ионов, уравнения Пуассона, а в⁵⁷ — на основе уравнения для энергии электронного газа. Ионизация принималась пропорциональной концентрации электронов n_e . Общим недостатком этих работ является пренебрежение в уравнении для малых колебаний диффузией к стенкам при оставлении члена с ионизацией. Это неправильно не только с количественной стороны (частота страт порядка диффузионного времени жизни), но, главное, приводит к исследованию неравновесного относительно ионизации состояния разряда. В работах^{57, 59} для квазинейтральных волн вида $\exp\{i(\omega t - kx)\}$, которые отождествляются со стратами, получено следующее дисперсионное соотношение:

$$i\omega = z - D_a k^2; \quad (3,1)$$

здесь z — частота ионизации одним электроном. Для мнимой части частоты в⁶¹ дается выражение

$$\text{Im } \omega = -\frac{b_e E_0 z k}{z + \frac{D_e}{\lambda_D^2}} - iz; \quad (3,2)$$

здесь b_e и D_e — подвижность и коэффициент диффузии электронов, E_0 — продольное электрическое поле, λ_D — дебаевский радиус экранирования. Характерным для приведенных выражений является аперiodическое нарастание возмущений при малых k вне зависимости от условий разряда. Этот странный результат не имеет отношения к стационарному

положительному столбу и является следствием указанной выше ошибки. Если же правильно учесть диффузию к стенкам, положительный столб при предположении, что z не зависит от n_e , устойчив ⁶² относительно малых возмущений.

Серия теоретических работ была опубликована Л. Пекареком с сотрудниками ⁶³⁻⁶⁷. Возникновение страт в них объяснялось отклонениями от квазинейтральности плазмы. В первых работах физическая природа страт связывалась со следующими предположениями: 1) λ_D и D_e равны бесконечности, а подвижность ионов равна нулю; 2) существенную роль играют лишь колебания температуры электронов и плотности ионов, связанные зависимостью коэффициента ионизации от T_e . В дальнейшем авторы рассмотрели более общий случай и их точка зрения сблизилась с излагаемой в настоящем обзоре.

Как указывалось выше, размеры страт слабо меняются с концентрацией электронов и обычно на несколько порядков больше дебаевского радиуса λ_D . Необходимость рассматривать страты как квазинейтральные волны отмечалась еще Дрюйвестейном ⁶⁸. Подход к стратам как волнам, характерным масштабом которых оказывается λ_D , является поэтому несостоятельным. Основные уравнения в работах ⁶⁴⁻⁶⁶ записаны недостаточно точно: в уравнении энергии электронов не учитывается теплопроводность. Хотя в работах ⁵⁵⁻⁶¹, ⁶³⁻⁶⁷ правильно предполагается ионизационный характер страт, их результаты не объяснили основные экспериментальные данные о слоистом положительном столбе.

Чапник ^{62, 69} пытался объяснить страты как волны температуры электронов T_e , считая их концентрацию постоянной. Изменение T_e определялось при этом не из уравнения энергии, а из уравнений непрерывности и движения. Такие предпосылки теории противоречат экспериментальным данным и исключают из рассмотрения существенные явления; поэтому они не привели к успеху.

Во многих перечисленных теоретических работах игнорируется объяснение страт как ионизационно-диффузионных колебаний. Но именно эта точка зрения на их природу, постепенно вырабатывавшаяся в физике газового разряда ^{70-73, 4}, является правильной.

§ 4. Страты большой амплитуды

Объяснение ряда закономерностей страт впервые было дано в рамках полуфеноменологической теории релаксационных колебаний ионизационно-диффузионного типа ⁷⁴.

Усиленная ионизация в голове страты приводит к локальному возрастанию n , в силу чего начинает играть роль продольная амбиполярная диффузия. По анодную сторону электрическое поле диффузии направлено навстречу приложенному, и продольное поле

$$E = -\frac{j}{e_0 b_e n} - \frac{D_e}{b_e} \frac{\nabla n}{n} \quad (4,1)$$

оказывается меньше, чем в однородном столбе. Уменьшение джоулева нагрева приводит к остыванию электронного газа и, следовательно, к преобладанию рекомбинации над ионизацией в значительной части страты.

Рассмотрим применительно к инертным газам случай, когда ионизацией можно пренебречь всюду, за исключением узкого слоя в голове страты, а рекомбинация происходит только на стенках трубки. В системе отсчета, движущейся вместе со стратами со скоростью v , распределение n дается уравнением

$$D_a n_{\xi}'' + v n_{\xi}' - \frac{n}{\tau} = 0, \quad (4,2)$$

где

$$\xi = z - vt, \quad \tau = \frac{a^2}{\beta^2 D_a}.$$

Его решение таково:

$$n \sim n_0 \exp \left[-\frac{|\xi|}{2D_a} (v_1 + v) \right], \quad (4,3)$$

$$v_1 = \sqrt{v^2 + \frac{4D_a}{\tau}}.$$

Экспоненциальное убывание концентрации в осевом направлении, как это видно из (4,1), имеет предел. При достижении этого предела возникает скачок потенциала^{74, 75}, обусловленный переносом тока к аноду. Этот скачок порождает новую область сильной ионизации, являющейся началом следующей страты. Представление о том, что каждая страта вызывается процессами в хвосте предыдущей, расположенной с катодной стороны, подтверждается серией опытов, описанных в⁴, и наблюдениями за процессом возникновения страт при зажигании разряда^{76, 77}.

В работе⁷⁴ на основании (4,1) и (4,3) было получено дисперсионное соотношение для страт

$$l \approx \frac{(v_1 + v) a^2}{2\beta^2 D_a} \ln \left[1 + \frac{D_e \left(1 - \frac{v}{v_1} \right) I}{D_a \left(1 + \frac{v}{v_1} \right) i} \right], \quad (4,4)$$

где I — суммарный рекомбинационный ток на стенки в пределах одной страты, i — сила разрядного тока.

Согласно (4,4) длина страт растет со скоростью их движения. Увеличение l связано с более медленным убыванием n , в силу чего минимальное значение концентрации достигается на большем расстоянии от головы страты. Закон изменения концентрации электронов в движущейся страте зависит от отношения скорости движения к скорости диффузионного ухода зарядов от стенки. Чем меньшую относительную роль играет диффузия в радиальном направлении, тем медленнее убывает n вдоль оси разряда и тем больше длина страты.

Соотношение (4,4) было проверено экспериментально¹⁵ с помощью явления захвата, описанного в²⁸. При подаче на индуктивность в цепи питания трубки напряжения от постороннего генератора удается получить захватывание стратовых колебаний внешней силой в некотором интервале частот, близких к собственной частоте страт. При этом под внешним воздействием меняются одновременно длина и скорость страт. Полученная таким образом зависимость $l(v)$ показана на рис. 11 кружками. Там же приведены теоретические кривые по (4,4) с использованием измеренных в этих опытах значений величины I .

Длина неподвижных страт из (4,4) получается как частный случай при $v = 0$:

$$l = \frac{a}{\beta} \ln \left(1 + \frac{D_e I}{D_a i} \right). \quad (4,5)$$

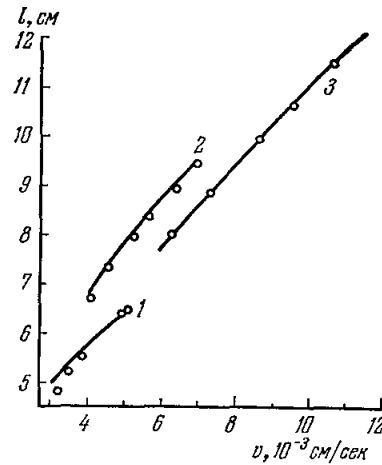


Рис. 11. Зависимость $l(v)$ в аргоне¹⁵.

Давление: 1—6; 2—4; 3—2 мм рт. ст.

Формула (4,5) справедлива и для катодной области низковольтной дуги⁷⁵, что согласуется с представлениями об аналогии явлений в этой области и стратах. При давлении в несколько мм рт. ст. размеры неподвижных страт по (4,5) оказываются порядка диаметра трубки. Движущиеся же страты по длине могут достигать четырех-пяти диаметров.

Для сильных страт, рассматриваемых как релаксационные колебания ионизационно-диффузионного типа, характерными масштабами длины, скорости и частоты колебаний являются, соответственно, величины

$$\frac{a}{\beta}, \quad \frac{\beta D_a}{a} \quad \text{и} \quad \frac{1}{\tau} = \frac{\beta^2 D_a}{a^2}.$$

Из этого, в частности, следует закон подобия: в положительном столбе $T_e \sim u_i$ и $D_a \sim u_i/p$. Тогда из $f \sim 1/\tau$ следует $f a \mu \sim (p a / u_i)^{-1}$. На рис. 12

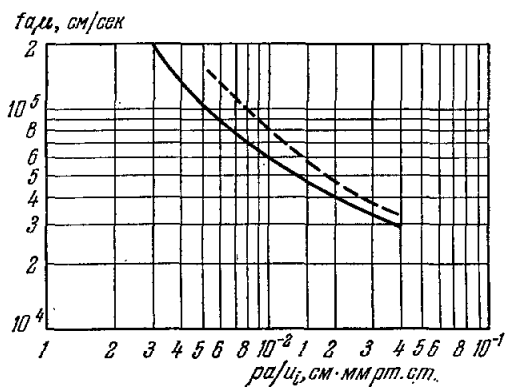


Рис. 12. Зависимость $f a \mu$ от $p a / u_i$ для аргона⁷⁴.

пунктиром нанесены расчетные значения $f a \mu$ на основе формулы (4,4) и экспериментальных данных о v и отношении $1/i$. Они находятся в хорошем согласии с экспериментальной кривой.

Если наложить на разряд продольное магнитное поле, при котором диффузия к стенкам происходит по классическому закону, это сведется к замене значения β на $\beta_{\parallel} = \beta \sqrt{D_{\perp}/D_{\parallel}}$, где $D_{\perp}$ и $D_{\parallel}$ — коэффициенты амбиполярной диффузии перпендикулярно и параллельно магнитному полю⁷⁸.

Так как температура электронов меняется с магнитным полем довольно слабо, длина страт прямо пропорциональна, а скорость обратно пропорциональна $\sqrt{D_{\parallel}/D_{\perp}}$:

$$l \approx l_0 \sqrt{\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}}, \quad v \approx v_0 \sqrt{\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}}. \quad (4,6)$$

Экспериментально это показано в работе Зайцева и Васильевой³⁸ как для движущихся, так и для неподвижных страт.

Рассмотренная релаксационная картина движущихся страт устойчива не при любых значениях v ⁸⁰. Может быть вычислено изменение длины страт при наложении на их поступательное движение малых колебаний скорости. Для отклонения начала n -й страты от невозмущенного положения

$$\xi_n \sim e^{i(\kappa n - \omega t)}$$

при малых κ и $\omega \ll v_1/D_a$ справедливо дисперсионное уравнение

$$-i\omega \left(\frac{2D_a}{v_1^2} \frac{v_1 + v}{v_1 - v} - \frac{l}{v_1} \right) = i\kappa - \frac{\kappa^2}{2}. \quad (4,7)$$

Движение устойчиво, если выражение в скобках больше нуля, что для достаточно быстрых страт всегда выполняется. Вычисленная по формуле (4,7) граница устойчивости для соответствующих условий разряда показана на рис. 5 линией. Она близка к реально наблюдаемой картине движения. Точное значение скорости, так же как и величину скачка, нельзя найти без детального рассмотрения структуры головы страты, аналогичной зоне катодного падения в низковольтной дуге. Такое рассмотрение области ионизации в стратах большой амплитуды до сих пор не проведено.

§ 5. Неустойчивость положительного столба

Как следует из предыдущего параграфа, основные закономерности развитых страт можно объяснить в рамках ионизационно-диффузионных колебаний релаксационного вида. Однако это объяснение неприменимо вблизи границ расслоения и не отвечает на вопрос, в каких случаях столб расслаивается, а в каких остается однородным. Исследование вблизи границ существования и особенно данные о возбуждении страт показывают, что они являются проявлением колебательной неустойчивости плазмы разряда.

В работах ⁸¹⁻⁸⁴ было показано, что при определенных условиях инкремент малых колебаний однородного столба становится положительным. Исследование устойчивости проведено в рамках следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} - D \Delta n_m = \tilde{P}, \quad (5,1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n \mathbf{v}_e) = \tilde{n} \tilde{z} = \frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n \mathbf{v}_p), \quad (5,2)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{3}{2} n T_e \right)}{\partial t} + \operatorname{div} \left(\frac{3}{2} T_e n \mathbf{v}^* \right) = -n \mathbf{v}_e \mathbf{E} - n \tilde{H}, \quad (5,3)$$

$$\mathbf{v}_p = b_p \mathbf{E}, \quad (5,4)$$

$$\mathbf{v}_e = -b_e \left[\mathbf{E} + T_e \frac{\nabla n}{n} + \left(\delta - \frac{3}{2} \right) \nabla T_e \right], \quad (5,5)$$

$$\mathbf{v}^* = -\frac{2}{3} \delta b_e \left[\mathbf{E} + T_e \frac{\nabla n}{n} + \left(\delta^* - \frac{3}{2} \right) \nabla T_e \right], \quad (5,6)$$

$$n = n_m = 0 \quad \text{при} \quad r = a, \quad n' = n'_m = 0 \quad \text{при} \quad r = 0; \quad (5,7)$$

здесь n_m и D — концентрация и коэффициент диффузии метастабильных атомов, n — концентрация электронов и ионов, v_e и v_p — их средние скорости, $\tilde{P}$ и $\tilde{n} \tilde{z}$ — соответственно числа метастабильных атомов и пар электронов и ионов, возникающих в единице объема в единицу времени, T_e — температура электронов в эв, $\tilde{H}$ — энергия, теряемая электроном при соударениях в единицу времени. Числа δ , δ^* определяются зависимостью длины свободного пробега электронов от скорости и видом их функции распределения по скоростям.

Предполагается, что при наличии страт плазма квазинейтральна.

Эти диффузионные уравнения без учета объемной рекомбинации и изменения плотности нейтрального газа применимы к довольно ограниченной области параметров разряда. Однако, так как в этой области положительный столб в инертных газах обычно бывает слоистым, они пригодны для исследования его неустойчивости, приводящей к образованию страт.

Принимая простейшую схему атома с одним метастабильным уровнем, переходя к одномерным уравнениям и линеаризуя их по малым возмущениям вида $\exp \{i(\omega t - kx)\}$, можно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{vmatrix} (i\omega + z_m) n_m & -\frac{n_m}{\tau_m} & -\tilde{P}_T T_e \\ \frac{n_m}{n_g} z_{mi} & i\omega + D_a k^2 & \delta_1 k^2 D_a - \tilde{z}_T T_e \\ 0 & \frac{2i\delta_0^2}{n_0 D_e} - ikj_0 & \delta_0 D_e n k^2 + \frac{3}{2} ikj_0 + n H_T \end{vmatrix} = 0. \quad (5,8)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \tilde{z}_T &= \frac{\partial}{\partial T_e} \left\{ z_i + \frac{n_m}{n_g} z_{mi} - \frac{1}{\tau} \right\}, \\ \tilde{P}_T &= \frac{\partial}{\partial T_e} \left\{ n_e z_m - n_e \frac{n_m}{n_g} z^* - \frac{n_m}{\tau_m} \right\}, \\ \delta_1 &= \delta - \frac{3}{2}, \quad \delta_0 = \delta (\delta^* - \delta), \end{aligned} \right\} \quad (5,9)$$

z_m , $\frac{n_m}{n_g} z_m^*$, z_i , $\frac{n_m}{n_g} z_{mi}$ — соответственно частоты актов возбуждения, девозбуждения, прямой и ступенчатой ионизации, приходящиеся на один электрон. Величина τ_m характеризует исчезновение метастабильных атомов в результате диффузии к стенкам и столкновений с нейтральными атомами.

Для страт $\omega \sim D_a k^2$, $E \sim T_e k$ и $D \ll D_a$, поэтому в уравнении (5,8) пренебрежено производными по времени в балансе энергии и диффузией метастабилей вдоль оси трубки. Так как переменная составляющая напряжения на концах балластного сопротивления, ограничивающего ток трубки со стратами, обычно значительно меньше постоянной, плотность тока $j_0 = -nv_e$ не зависит от времени.

Для определения инкремента колебаний можно без большой ошибки положить $\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \gg \frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial x}$. Тогда при $\omega \ll z_m$ (т. е. в пренебрежении колебаниями метастабильных атомов)

$$\gamma = \text{Re}(i\omega) = - \left\{ k^2 D_a + \frac{2\tilde{z}_T T_e}{\frac{H_T D_e}{b_e^2 E_2} + \delta_0 \left(\frac{k T_e}{E_0} \right)^2} \right\} + \frac{1}{\tau_m} \frac{z_{mi} \frac{n_m}{n_g}}{z_m \frac{n_e}{n_m}}. \quad (5,10)$$

Первый член в этом выражении, γ_0 , всегда отрицателен и при достаточно большой теплопроводности имеет максимум при $k = k_{\max}$. К нему добавляется положительная величина, которая, в принципе, может сделать инкремент положительным вблизи $k_{\max}$. Для этого необходимы заметная ступенчатая ионизация и процессы разрушения возбужденных атомов без столкновений с электронами ($1/\tau_m > 0$). Однако, если последние процессы преобладают, столб устойчив.

Усиление ионизации с ростом температуры, как следует из (5,10), является стабилизирующим фактором. Это объясняется тем, что усиление ионизации и соответствующее увеличение проводимости плазмы приводят к уменьшению джоулева нагрева электронов.

В возникновении неустойчивости существенную роль играют колебания концентрации метастабильных атомов^{83, 84}. Даже при $1/\tau_m \approx 0$ столб неустойчив, если

$$\frac{\gamma_0}{\omega_r} \leq \omega_r \tau \frac{\tilde{P}_T T_e}{z_m T_e} \frac{z_{mi} \frac{n_m}{n_g}}{z_m \frac{n_e}{n_m}}, \quad (5,11)$$

где ω_r — действительная часть частоты.

Из (5,10) и (5,11) следует, что столб плазмы тем устойчивее, чем больше $\tilde{z}_T$ и меньше $\tilde{q}_T$. Для максвелловского распределения электронов

$$\tilde{z}_T \sim \frac{u_i}{T_e} \quad \text{и} \quad \tilde{P}_T \sim \frac{u_m}{T_e} \left(1 - \frac{(u_i - u_m)}{T_e} \right),$$

где u_i и u_m — потенциалы ионизации и возбуждения атома. По-видимому, этим объясняется возрастание устойчивости при переходе от легких инерт-

ных газов к тяжелым и относительная устойчивость ртутного положительного столба.

Существенная роль ступенчатой ионизации в расслоении разряда была отмечена ранее в работе ⁸⁵. Она подтверждается многими экспериментальными фактами. Разрушение метастабильных состояний внешним облучением уменьшает амплитуду страт ¹⁶. Добавка примеси Hg к инертному газу, как уже отмечалось, уменьшает граничный ток на два-три порядка. В парах щелочных металлов, где нет метастабилей, нет и страт ⁸⁶. Существование верхней и нижней границ неустойчивости по току следует из (5,10) и (5,11), так как отношение $\frac{z_{m_i} n_m/n_g}{z_{n_i} n_e/n_m}$ стремится к нулю при малых и больших токах.

Таким образом, основные экспериментальные факты получают качественное объяснение в рамках теории ионизационной неустойчивости столба разряда. Получить из нее надежные количественные данные о границах расстояния, по-видимому, трудно. Для определения численных значений необходимо принимать модель атома с многими энергетическими уровнями и учитывать отклонение электронной функции распределения от максвелловской ⁸⁷⁻⁸⁹. Можно думать, что получение более полных данных о заселенности уровней атомов и о частотах возбуждения и ионизации позволит, в рамках тех же физических представлений, достичь удовлетворительного количественного согласия с экспериментом в вопросе о границах существования страт.

Отклонение распределения от максвелловского, в котором недостает быстрых электронов, может существенно усилить ионизационную неустойчивость столба. В местах с большей концентрацией плазмы увеличивается число быстрых электронов благодаря росту числа электрон-электронных соударений. В результате с ростом n растет число актов ионизации и возбуждения, что, как показано выше, необходимо для развития неустойчивости. Исследование устойчивости положительного столба с учетом вариации функции распределения было недавно выполнено Джентлом ⁹⁰ и дало неплохое согласие с экспериментом.

Кроме того, такое отклонение от максвелловского распределения уменьшает коэффициент теплопроводности, стабилизирующей разряд.

§ 6. Скорость ионизационных волн

Из уравнения (5,8) получается фазовая скорость волн ⁹¹:

$$\frac{\omega}{k} = \frac{j_0 D_a}{e_0 n_e D_e} \frac{\alpha_1 - \left(\frac{ka}{2,4}\right)^2}{\alpha_2 + \alpha_3 k^2}, \quad (6,1)$$

где $\alpha_1, 2, 3$ — числа порядка нескольких единиц, зависящие от $\tilde{z}_T$ и H_T .

Обычно наибольший инкремент имеют волны, длина которых составляет несколько диаметров столба ($ka \lesssim 1$). Для них из (6,1)

$$\frac{\omega}{k} \approx cb_i E_0, \quad (6,2)$$

где c — коэффициент порядка единицы. Это — известная скорость положительных страт. Она оказывается порядка скорости продольного дрейфа ионов и обычно больше ее в несколько раз.

Движение обусловлено тем, что область максимальной ионизации не совпадает с максимумом концентрации электронов. Поле диффузии

$-T_e \frac{\nabla n}{n}$ складывается с внешним электрическим полем, в результате чего область наибольшего выделения джоулева тепла, а вслед за ней и максимум концентрации перемещаются в широких стратах в сторону анода (рис. 13).

Для страт с $l \ll a$ фазовая скорость согласно (6,1) меняет знак: узкие страты движутся к аноду. Смена знака происходит, когда в уравнении (5,8) $\delta_1 k^2 D_a > \tilde{z}_T T_e$. Физически это связано с тем, что в коротких волнах локальное увеличение T_e приводит к уменьшению n , так как дополнительная ионизация не может компенсировать тепловое расширение электронного газа.

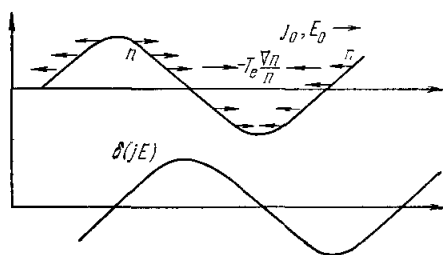


Рис. 13.

Зависимость величины и знака скорости страт от их размеров была недавно исследована в работах ^{92, 93}. Наблюдалось непрерывное изменение скорости искусственных слоев с переменной знака в зависимости от k . Эксперимент производился со смесью

54% Ne и 46% He. В трубке диаметром 1,7 см фазовая скорость изменяет знак при $k = 6 \div 7$. Постепенный переход от широких положительных страт к узким отрицательным наблюдается в неоне-водородной смеси при увеличении содержания водорода.

В высокочастотном разряде ионизационная неустойчивость и расслоение плазмы существуют так же, как и при $E = \text{const}(t)$ ⁹⁴⁻⁹⁸. В частности, сохраняют силу выражения (5,10) и (5,11). Возникающие страты обычно неподвижны, так как член $jT_e \frac{\nabla n}{n}$ в среднем равен нулю. Наложение дополнительного постоянного поля приводит страты в движение, причем, в соответствии с (6,1), их скорость растет прямо пропорционально силе постоянного тока и падает с увеличением концентрации плазмы ^{96, 98} (рис. 14).

Как следует из уравнения (6,1), фазовая скорость падает с ростом k . Этот закон дисперсии, подтверждаемый многочисленными экспериментами, как уже отмечалось в § 4, обусловлен конечной скоростью рекомбинации на стенках. Другой существенной причиной оказывается электронная теплопроводность. Чем она больше, тем меньше изменения T_e и дополнительная ионизация, вызываемые возмущениями концентрации.

Когда в уравнении (5,8) можно положить $\delta_1 k^2 D_a \ll \tilde{z}_T T_e$ и $\delta_0 D_e k^2 \gg H_T$, дисперсионная формула (6,1) принимает простой вид:

$$\omega k = \text{const.} \quad (6,3)$$

Такая зависимость наблюдалась в работе ³⁸ при низких давлениях газа. Чаще зависимость $l(f)$ оказывается линейной (рис. 15).

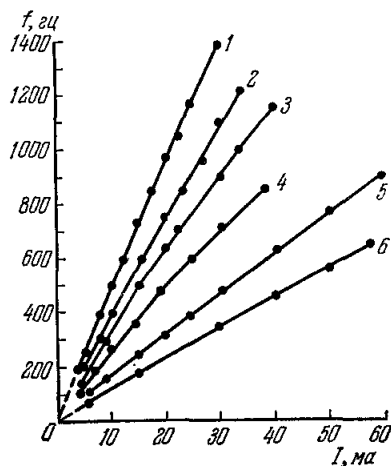


Рис. 14. Частота подвижных слоев в ВЧ разряде в зависимости от силы постоянной составляющей тока.

Неон, $p = 1,8$ мм рт. ст., $2a = 3,1$ см; сила тока равна: 1—35; 2—60; 3—76; 4—98; 5—117; 6—164 ма.

Групповая скорость волн $d\omega/dk < 0$, т. е. направлена к аноду. Это обстоятельство, на которое впервые обратил внимание А. А. Зайцев, объясняет волну расслоения Л. Пекарека. Пакет волн движется к аноду, усиливаясь или ослабляясь в зависимости от того, является ли режим разряда неустойчивым или устойчивым.

§ 7. Колебательные свойства столба

Как уже отмечалось, колебания тока во внешней цепи не являются необходимыми для появления страт. Однако такие колебания, такие как и колебания в катодной и анодной частях разряда, могут существенно влиять на устанавливающийся спектр волн. При низких давлениях ионизационная неустойчивость вблизи границы проявляется в возникновении шумов с непрерывным спектром в некотором интервале частот¹⁰¹. Максимум амплитуды соответствует частоте, для которой показатель усиления волн наибольший и выполняются обычные для страт дисперсионные соотношения. С повышением амплитуды выделяется одна волна, синхронизирующая остальные колебания, и спектр становится линейчатым. В этом существенную роль играет обратная связь между анодным и катодным концами столба, которая устанавливается обычно через внешнюю электрическую цепь^{103, 31}. В таком столбе выполняется условие баланса фаз^{48, 21}

$$\frac{2\pi}{l} L + \varphi_0 = 2\pi n, \quad (7.1)$$

где $2\pi L/l$ — сдвиг фазы в столбе, φ_0 — сдвиг фазы, вносимый остальной цепью, n — любое целое число. В соответствии с (7.1) при плавном изменении длины столба можно наблюдать скачкообразное изменение частоты и длины страт через интервалы, равные средней длине страты.

Вблизи границы устойчивости плазмы показатель усиления волн мал, и возникновение самоподдерживающихся колебаний зависит от коэффициента обратной связи и длины трубки. По этой причине в коротких трубках граница расслоения не совпадает с условием обращения в нуль инкремента. Страты могут полностью исчезнуть при уменьшении длины столба, когда на ней укладывается еще пять длин волн²¹.

Другие колебания могут быть причиной нерегулярных страт, часто наблюдающихся в различных условиях¹⁰⁴⁻¹⁰⁶. Из рис. 6, б видно, что нерегулярный характер страт создается возмущениями, распространяющимися, подобно волне расслоения, к аноду. Источником этих возмущений могут быть собственные колебания в катодной и анодной частях разряда, причем анодные колебания могут передаваться через внешнюю цепь. Такие колебания могут изменять частоту, а следовательно, и другие характеристики страт, и влиять на границы их появления, хотя ионизационное усиление волн в столбе само по себе от них не зависит.

То обстоятельство, что в слоистом положительном столбе часто наблюдается одна нелинейная волна с определенными l и f , а не турбулентный режим со многими степенями свободы, позволило теоретически исследовать свойства страт малой конечной амплитуды^{83, 107-109}. В работах^{83, 107}

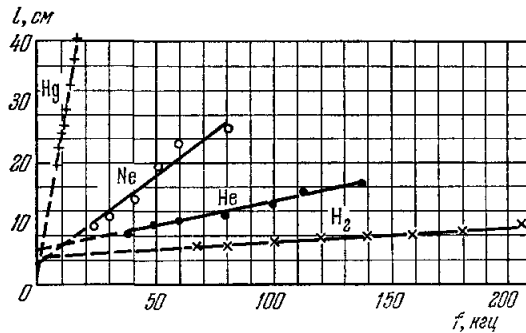


Рис. 15. Зависимость длины страт от частоты в различных газах ($a = 1,5$ см).

получены условия «мягкого» возбуждения колебаний и показано, что вблизи границы возбуждения форма страт должна мало отличаться от синусоидальной, а их амплитуда пропорциональна $\sqrt{\lambda - \lambda_{кр}}$, где $\lambda_{кр}$ — критическое значение параметра, определяющего состояние плазмы. Такими параметрами являются сила тока, давление газа и радиус столба¹¹⁰. Волновой декремент вблизи границы устойчивости пропорционален $\lambda - \lambda_{кр}$ ^{83, 107, 108}. Эти результаты квазилинейной теории подтверждаются экспериментом^{28, 30, 21}. При увеличении $\lambda - \lambda_{кр}$ страты постепенно принимают форму релаксационных колебаний, рассмотренных в § 4. При этом в голове страты, где электрическое поле и направленная скорость электронов больше, могут возбуждаться новые виды колебаний.

Так, в работе¹⁹ наблюдалось в аргоновом разряде возникновение в начале страт ионно-звуковых колебаний с частотами 0,2—1 Мгц. Плазменные колебания с частотами 2—4 Ггц, связанные с головой страт, описаны в¹¹¹.

III. МАГНИТНЫЕ СТРАТЫ

§ 8. Т е о р и я

Наложение поперечного магнитного поля на положительный столб разряда в стеклянной трубке изменяет характеристики страт, в частности уменьшает их длину¹¹². Эти изменения обычных страт связаны, по-видимому, с уменьшением продольной диффузии и теплопроводности и перераспределением плотности плазмы по сечению столба, увеличивающим потери на стенках.

Помимо этого, в плазме, помещенной в скрещенные электрическое и магнитное поля, существует специфический механизм ионизационной неустойчивости. На использовании низкотемпературной плазмы в скрещенных E - и H -полях основаны предложения о магнитогазодинамическом способе преобразования тепловой энергии в электрическую. Не случайно поэтому новый вид неустойчивости, названный магнитными стратами, был впервые исследован в плазме инертных газов, содержащих присадку легко ионизируемых паров металлов (обычно цезия или калия). По предложению Керрерброка¹¹³ такая плазма может быть использована в МГД генераторах, причем температура электронов в ней может превышать температуру газа за счет нагрева электронов джоулевым теплом рабочего тока генератора. Это дает возможность сохранять необходимую электропроводность плазмы при понижении температуры рабочего газа (T_g) ниже 2000° С.

Многочисленные исследования такой низкотермической плазмы, выполненные в последние годы^{114–124}, показали, что при определенных условиях в ней имеется ионизационное равновесие с температурой электронов, а потери энергии электронами происходят в основном в упругих соударениях с атомами газа. Достаточно медленные изменения параметров плазмы происходят квазистационарно^{125, 126}.

Ионизационная неустойчивость, приводящая к расслоению плазмы в скрещенных E - и H -полях, была теоретически рассмотрена Велиховым и Дыхне^{127, 129} и Керрерброком¹²⁸. Состояние плазмы описывается следующей системой уравнений:

1) Обобщенный закон Ома

$$\sigma \left[E + T_e \frac{\nabla n}{n} + \left(\delta - \frac{3}{2} \right) \nabla T_e \right] = j + [j \Omega \tau]. \quad (8,1)$$

2) Закон сохранения энергии для электронов

$$J \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n T_e) - \delta \nabla T_e \frac{j}{e} = \frac{E j}{e} - \kappa \frac{n T_e}{\tau}. \quad (8,2)$$

3) Уравнение Сахá

$$\frac{n^2}{n_g - n} = AT_e^{3/2} e^{-J/T_e}. \quad (8,3)$$

В уравнениях (8,1)–(8,3) n и n_g — концентрация электронов плазмы и нейтральных атомов, T_e и J — температура электронов и потенциал ионизации (в вольтах), κ — средняя доля энергии, теряемая электроном при соударениях с тяжелыми частицами, τ — время его свободного пробега, σ — проводимость, δ — число, определяемое зависимостью длины свободного пробега электронов от скорости и видом их функции распределения по скоростям, A — известная постоянная; $\Omega = eB/mc$.

В (8,2) опущен член с теплопроводностью и для простоты положено $T_e \gg T_g$.

Линеаризованная система уравнений (8,1)–(8,3) при условиях $\text{rot } \mathbf{E} = 0$, $\text{div } \mathbf{j} = 0$ дает для волн малой амплитуды вида $\exp \{i(\mathbf{kz} - \omega t)\}$ дисперсионное уравнение

$$i\omega = \frac{i_0^2 \left\{ -2\omega\tau \sin \varphi \cos \varphi - 2 \cos^2 \varphi + 2 \sin^2 \varphi \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln n} - \frac{\partial \ln T}{\partial \ln n} \right\}}{n_0 \sigma J \left[1 + \frac{3}{2v} \left(1 + \frac{\partial \ln T_e}{\partial \ln n} \right) \right]} + \frac{i(\mathbf{kj}_0) \left(v - \frac{3}{2} - xv \right)}{en_0 \left(v + \frac{3}{2} \right)^2 (1-x) + \frac{3}{2} (2-x)}; \quad (8,4)$$

здесь φ — угол между током j_0 и фронтом волны,

$$v = \frac{J}{T_e}, \quad x = \frac{n}{n_g} \quad \text{и} \quad \frac{\partial \ln T}{\partial \ln n} = \frac{2-x}{\left(v + \frac{3}{2} \right) (1-x)}. \quad (8,5)$$

Инкремент колебаний имеет максимум при выполнении равенства

$$\text{tg } 2\varphi = - \frac{\omega\tau}{1 + \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln n}}. \quad (8,6)$$

При этом его значение

$$\gamma_{\max} \simeq \frac{i_0^2}{\sigma n J} \left\{ \sqrt{(\omega\tau)^2 + \left(1 + \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln n} \right)^2} + \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln n} - 1 - \frac{\partial \ln T}{\partial \ln n} \right\}. \quad (8,7)$$

При слабой степени ионизации присадки

$$\frac{\partial \ln T}{\partial \ln n} \approx \frac{2T}{J} \sim 10^{-1}$$

и $\gamma = \gamma_{\max}$ при $\omega\tau \gg 1$.

Физический механизм ионизационной неустойчивости можно понять, рассмотрев флуктуацию джоулева нагрева, связанную с флуктуацией концентрации плазмы. Допустим, что в заштрихованной области на рис. 16 концентрация на малую величину δn больше, чем в окружающем пространстве. Примем, что основной ток направлен по Oy , магнитное поле перпендикулярно плоскости рисунка и направлено от нас. При этом

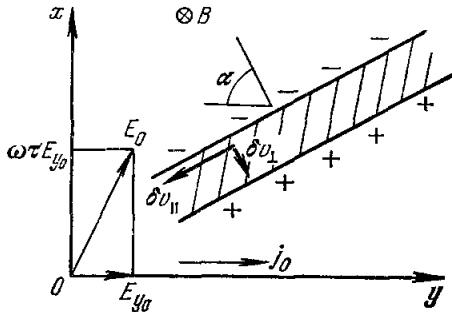


Рис. 16.

согласно обобщенному закону Ома

$$\frac{E_{0x}}{E_{0y}} = \omega\tau. \quad (8,8)$$

Скорость движения электронов в этой плоскости

$$\mathbf{v} = -\frac{b_e \mathbf{E}}{1 + (\omega\tau)^2} + \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} \frac{c[\mathbf{E}\mathbf{H}]}{H^2}, \quad (8,9)$$

где первое слагаемое соответствует обычной подвижности, а второе — дрейфу в скрещенных полях. Для простоты пренебрежем флуктуациями τ . Нормальная составляющая тока сохраняется; поэтому на границе слоя выступают электрические заряды, изменяющие v и E внутри слоя. Величины этих изменений определяются первым членом уравнения (8,9), так как тангенциальное поле не может измениться ($\text{rot } \mathbf{E} = 0$):

$$\delta v_{\perp} = -v_{\perp} \frac{\delta n}{n} = -\frac{b_e \delta E_{\perp}}{1 + (\omega\tau)^2}; \quad (8,10)$$

здесь

$$v_{\perp} = -\frac{j_0 \cos \alpha}{en_0}.$$

Благодаря изменению $E_{\perp}$ изменится и продольная скорость:

$$\delta v_{\parallel} = \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} \frac{c \delta E_{\perp}}{H}. \quad (8,11)$$

Продольная составляющая флуктуационного тока в слое

$$\delta j_{\parallel} = j_{0\parallel} \frac{\delta n}{n} - en_0 \delta v_{\parallel},$$

согласно (8,8) и (8,11), равна

$$\delta j_{\parallel} = j_0 (\sin \alpha + \omega\tau \cos \alpha) \frac{\delta n}{n}. \quad (8,12)$$

Дополнительная мощность, выделяющаяся в единице объема слоя:

$$\delta W = (\delta j_{\parallel} E_0) + j_{0\perp} \delta E_{\perp} = \frac{j_0^2}{\sigma} (2\omega\tau \sin \alpha \cos \alpha - 2 \cos^2 \alpha + 1) \frac{\delta n}{n}. \quad (8,13)$$

Таким образом, в слое с $\delta n > 0$ δW может превышать рост потерь энергии на соударения с газом, равный

$$\frac{j_0^2}{\sigma} \left(\frac{\delta n}{n} + \frac{\delta T}{T} \right).$$

Это в свою очередь увеличивает T_e и степень ионизации, т. е. приводит к дальнейшему отклонению концентрации от равновесного значения.

Развивающиеся неоднородности перемещаются аналогично стратам в положительном столбе⁹¹. Как было показано в § 6, движение обусловлено выделением дополнительного тепла, пропорционального градиентам n и T_e . При малой степени ионизации и преобладании потерь энергии в упругих соударениях скорость магнитных страт равна

$$v \simeq \frac{T_e}{J} \sqrt{\frac{T_e}{M}} \quad (8,14)$$

(M — молекулярный вес основного газа).

При повышении степени ионизации присадки скорость, согласно (8,4), меняет знак, когда

$$\frac{n_e}{n_g} = 1 - \frac{3}{2} \frac{T_e}{J}.$$

Обратное движение при $\frac{d \ln T}{d \ln n} \gg 1$ связано с переносом тепла дрейфующими электронами.

Формулы (8,4), (8,6), (8,7) относятся к неограниченной плазме. В плазме конечных размеров форма и размеры неоднородностей зависят от краевых условий для возмущений. При этом флуктуационные токи замыкаются внутри объема и через внешнюю электрическую цепь (рис. 17).

С увеличением степени ионизации щелочной присадки и уменьшением разности температур $T_e - T_g$ критическое магнитное поле растет. Согласно (8,7) плазма становится устойчивой при $x \rightarrow 1$, если $\frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T} < 0$. Однако

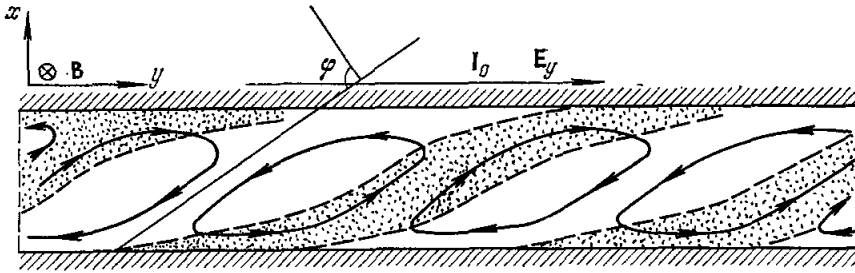


Рис. 17.

в такой плазме с полностью ионизованной присадкой могут возникать слабо проводящие столбики (не обязательно кругового сечения), вытянутые вдоль магнитного поля¹³⁰.

Учет конечной амплитуды слоев в неограниченной плазме был сделан Веденовым и Велиховым¹³⁰. Ими показано, что для флуктуаций, амплитуда которых $\delta n > n/\omega t$, скорее должны развиваться слои, перпендикулярные направлению среднего тока. Размеры возникающих неоднородностей в рамках уравнений (8,1) — (8,3) остаются произвольными. На самом деле перенос энергии излучением и амбиполярной диффузией ограничивает развитие коротких волн. Длинные волны ограничиваются размерами плазмы и зависят от условий ее поддержания.

§ 9. Экспериментальное исследование магнитных страт

Первые эксперименты по проверке теории¹²⁷ были выполнены с импульсным разрядом в стеклянной трубке прямоугольной формы, которая помещалась между полюсами электромагнита¹³¹. В ней имелось несколько пар электродов, включенных в независимые разрядные цепи. Схема эксперимента показана на рис. 18. Трубку содержала аргон при давлении около 100 мм рт. ст. и пары ртути при давлении около 10^{-2} мм рт. ст. Система электростатических зондов служила для определения средних электрических полей вдоль тока (E_y) и холловского тока (E_x), а также относительных изменений плотности плазмы и для наблюдения колебаний. Температура электронов измерялась оптическими методами. Время сноса тока под действием силы $\frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{B}]$, определяемое подвижностью ионов в E_x , было значительно больше времени измерений.

Было обнаружено, что при $\omega t > 3$ в плазме возбуждаются колебания с частотой порядка 10^4 гц. При этом отношение $\bar{E}_x/\bar{E}_y$ перестает зависеть от напряженности магнитного поля (рис. 19), а проводимость

уменьшается обратно пропорционально $\omega\tau$. Аналогичные результаты были получены в работе ¹³⁸.

Природа этих явлений была установлена Шипуком и его сотрудниками ^{129, 132, 133}. Схема их экспериментальной установки аналогична изображенной на рис. 18. Для наблюдения структуры неоднородностей плазмы применялись многокаскадные электроннооптические преобразователи, с помощью которых делались фотоснимки с экспозицией 10—40 мксек, а также фотоумножители. Разряд осуществлялся при различных давлениях инертного газа (аргона или гелия) с примесью паров цезия, причем степень ионизации присадки могла изменяться.

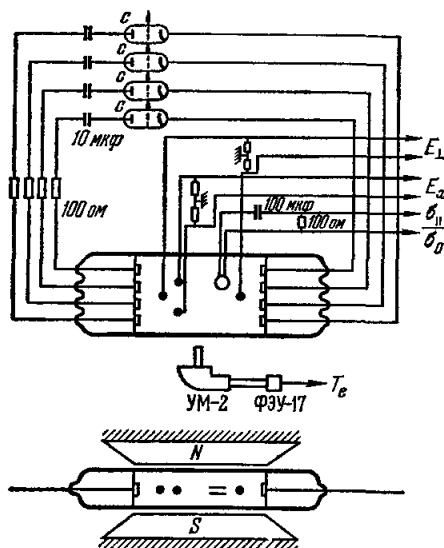


Рис. 18. Схема экспериментов с разрядом в поперечном магнитном поле.

делается турбулентной. При изменении направления тока или магнитного поля угол наклона страт меняется таким образом, что всегда $k_x/k_y < 0$, где k_y и k_x — составляющие волнового вектора вдоль тока j_0 и вдоль $[j_0 B]$. Эти данные хорошо согласуются с теорией ионизационной неустойчивости, изложенной в предыдущем параграфе.

При малых $\omega\tau$ размеры магнитных страт определяются конфигурацией разряда и по порядку величины равны ширине плазменного шнура. Измеренная скорость движения регулярных страт близка к теоретической, определяемой формулой (8,14) (рис. 21). Связанные с этим движением колебания концентрации и потенциала плазмы при малых надкритичностях лежат в узком интервале частот порядка килогерц. С ростом $\omega\tau$ и развитием мелкомасштабных неоднородностей спектр колебаний расширяется в сторону больших частот. В работах ^{132, 133} было также показано, что устойчивость увеличивается при увеличении степени ионизации присадки.

Возникновение магнитных страт и замкнутых холловских токов влияет на эффективный холловский параметр (отношение средних полей E_x/E_y) таким образом, что это отношение перестает зависеть от B . Теоретическое обоснование этого закона дано в работах ^{127, 134}.

При увеличении напряженности магнитного поля однородность плазмы со слабой степенью ионизации теряется. В плазме возникают страты, расположенные под углом 25—30° к току, в плоскости, перпендикулярной B (рис. 20). Критическое значение для возникновения неустойчивости $(\omega\tau)_{кр} \sim 1 \div 2$. С ростом $\omega\tau$ правильная форма страт разрушается вследствие развития неоднородностей более мелких масштабов, и картина

При увеличении напряженности магнитного поля однородность плазмы со слабой степенью ионизации теряется. В плазме возникают страты, расположенные под углом 25—30° к току, в плоскости, перпендикулярной B (рис. 20). Критическое значение для возникновения неустойчивости $(\omega\tau)_{кр} \sim 1 \div 2$. С ростом $\omega\tau$ правильная форма страт разрушается вследствие развития неоднородностей более мелких масштабов, и картина

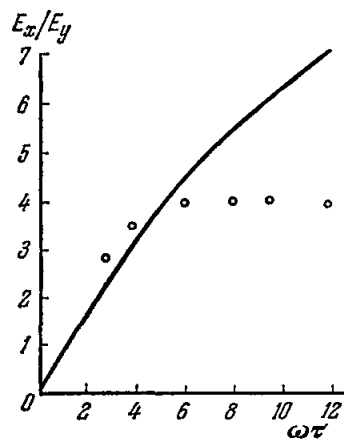


Рис. 19. Зависимость $\bar{E}_x/\bar{E}_y$ от $\omega\tau$ ¹³¹.

Сплошная линия — расчет для однородной плазмы.

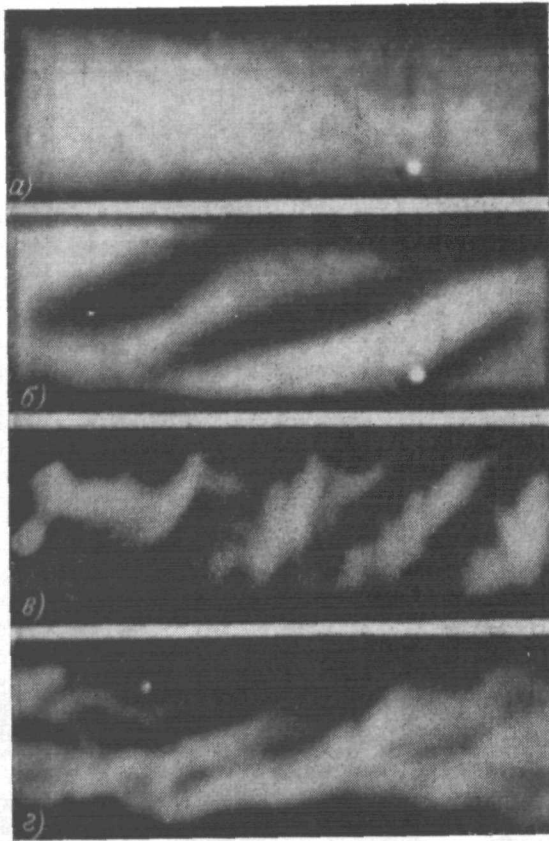


Рис. 20. Фотографии разряда.
Значения $\omega\tau$: а) 0; б) 2; в) 3; г) 8.

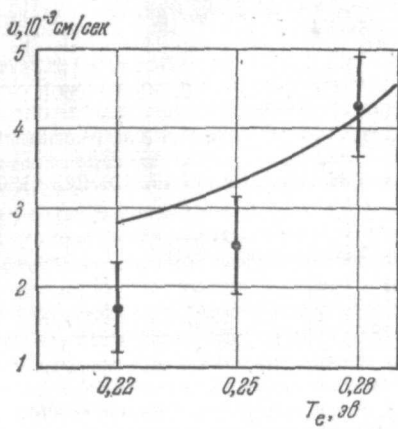


Рис. 21. Скорость магнитных страт в аргонно-цезиевой плазме.

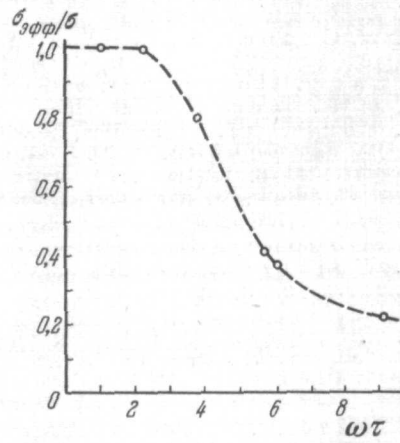


Рис. 22. Зависимость от $\omega\tau$ отношения эффективной проводимости к средней ¹³².

Эффективная проводимость плазмы в направлении, перпендикулярном $\mathbf{B}$, при этом падает (рис. 22).

Ионизационный характер описываемых явлений подтверждают эксперименты Бредерлова, Фенеберга и Хадсона¹³⁵. В них изучалась плазма в аргонно-калиевой смеси при температуре 2000° К. При малых плотностях тока, когда джоулев нагрев электронов несуществен, проводимость плазмы сохраняла ламинарный характер и эффективный холловский параметр линейно увеличивался с $\mathbf{B}$ вплоть до значений порядка десяти. С увеличением плотности тока и температуры электронов возникали колебания с частотой 7 кГц и отношение E_x/E_y насыщалось при значениях 2 ÷ 3.

Ряд новых данных, подтверждающих теорию возникновения магнитных страт, получен также в работах^{137, 139, 140}.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Druyvesteyn, F. Penning, Rev. Mod. Phys. **12**, 2 (1940).
2. Н. А. Капцов, Электрические явления в газах и вакууме, М., Гостехиздат, 1947.
3. G. Francis, Handb. Phys. **22**, 142 (1956).
4. Б. Н. Клярфельд, ЖЭТФ **22**, 66 (1952).
5. Н. А. Карелина, Б. Н. Клярфельд, ЖТФ **18**, 1235 (1948).
6. W. Purp, Phys. Zs. **36**, 61 (1935).
7. A. B. Stewart, J. Appl. Phys. **27**, 911 (1956).
8. N. N. Heuma, H. Prinzler, O. Štirand, Beitr. Plasmaphys. **5** (516), 343 (1965).
9. V. D. Farris, Proc. Phys. Soc. **B68**, 381 (1955).
10. K. Wojaszek, Beitr. Plasmaphys. **1**, 30 (1960).
11. W. de Groot, Physica **8**, 23 (1928).
12. В. Л. Грановский, ДАН СССР **23**, 880 (1939).
13. В. М. Захарова, Ю. М. Каган, В. И. Перель, Изв. АН СССР, сер. физ. **23**, 999 (1959).
14. W. Purp, Zs. techn. Phys. **7**, 257 (1934).
15. А. Недоспасов, Г. Панкова, В. Конах, ЖТФ **30**, 125 (1960).
16. А. А. Зайцев, М. Я. Васильева, Изв. вузов (Радиофизика) **5**, 523 (1962).
17. Г. Лакатос, Ж. Бито, ЖТФ **32**, 902 (1960).
18. W. Purp, Phys. Zs. **33**, 844 (1932).
19. А. В. Недоспасов, Доклад № 217 на конференции по физике плазмы, Зальцбург, 1961.
20. K. Rademacher, K. Wojaszek, Ann. Phys. **2** (7), 57 (1958).
21. А. А. Зайцев, Г. С. Леонов, Радиотех. и электроника **10**, 913 (1965).
22. A. W. Cooper, N. L. Oleson, Proceedings of the Fifth Intern. Conference on Ionisation Phenomena in Gases, Munich, v. 1, 1961, стр. 556.
23. D. Lee, P. Bletzing, A. Garscadden, J. Appl. Phys. **37** (1), 377 (1966).
24. M. A. Hakeem, H. S. Robertson, J. Appl. Phys. **31**, 2063 (1960).
25. K. Foulds, J. Electronics **2**, 270 (1956).
26. М. Я. Васильева, А. А. Зайцев, Н. А. Мискинова, Вестник МГУ, сер. III, № 6, 3 (1965).
27. L. Pekárek, V. Krejčí, O. Štirand, Czech. J. Phys. **13**, 243 (1963).
28. А. А. Зайцев, ДАН СССР **79**, 779 (1951); **84**, 41 (1952).
29. А. А. Зайцев, Вестник МГУ, № 10, 41 (1952).
30. K. Wojaszek, Ann. Phys. **2** (7), 68 (1958).
31. Л. Пекарек, Вестник МГУ, № 3, 73 (1954).
32. L. Pekárek, Czech. J. Phys. **4**, 221 (1954).
33. А. А. Зайцев, М. Я. Васильева, ДАН СССР **127**, 63 (1959).
34. L. Pekárek, Czech. J. Phys. **8**, 498 (1958); Phys. Rev. **108**, 1371 (1957).
35. H. Yoshimoto, Y. Yamashita, J. Phys. Soc. Japan, № 9, 1649 (1961).
36. P. J. Barrett, L. F. Little, Phys. Rev. Lett. **14**, 356 (1965).
37. O. Štirand, V. Krejčí, L. Laska, Czech. J. Phys. **B16**, 65 (1966).
38. А. А. Зайцев, М. Я. Васильева, Радиотех. и электроника **7**, 557 (1962).
39. А. А. Власов, Теория многих частиц, М., Гостехиздат, 1950.
40. А. А. Власов, И. П. Базаров, ЖЭТФ **20**, 1098 (1950).
41. Ю. Д. Климонтович, ЖЭТФ **21**, 1284, 1292 (1951).
42. М. Ф. Широков, ЖЭТФ **24**, 601 (1953).
43. Г. В. Гордеев, ДАН СССР **79**, 771 (1951).
44. Г. В. Гордеев, ЖЭТФ **22**, 230 (1952).

45. Г. В. Гордеев, Записки Горного института им. Плеханова **36**, 65 (1958).
46. Г. В. Гордеев, ЖЭТФ **27**, 19 (1954).
47. М. Е. Герценштейн, ЖЭТФ **23**, 669 (1953).
48. М. Е. Герценштейн, В. В. Потемкин, ЖЭТФ **24**, 643 (1953).
49. F. W. Crawford, Proceedings of the Fifth Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases, Munich, v. 1, 1961, стр. 593.
50. М. Я. Васильева, А. А. Зайцев, Э. Д. Андрюхина, Изв. АН СССР **23**, 995 (1959).
51. P. F. Little, H. G. Jones, Proc. Phys. Soc. **85**, 979 (1965).
52. L. C. Woods, J. Fluid Mech. **23**, 315 (1965).
53. А. В. Недоспасов, С. С. Соболев, ЖТФ **36**, 1758 (1966).
54. В. В. Потемкин, М. Е. Герценштейн, ЖЭТФ **24**, 610 (1953).
55. М. Ф. Широков, ДАН СССР **89**, 837 (1953).
56. О. В. Прудковская, М. Ф. Широков, ДАН СССР **112**, 1023 (1957).
57. О. В. Прудковская, ДАН СССР **117**, 601 (1957).
58. S. Watanabe, N. Oleson, Phys. Rev. **99**, 1701 (1955).
59. K. Wojaszek, Monatsber. Deutsch. Akad. Wiss. **1**, 23 (1959).
60. K. Wojaszek, Ann. Phys. **3** (7), 37 (1959).
61. R. S. Coorer, Sc. D. Thesis (MIT, 1963).
62. И. М. Чапник, ЖЭТФ **34**, 1496 (1958).
63. L. Pekárek, V. Krejčí, Proceedings of the Fifth Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases, Munich, v. 1, 1961, стр. 573.
64. L. Pekárek, V. Krejčí, Czech. J. Phys. **B11**, 779 (1961).
65. L. Pekárek, Czech. J. Phys. **B12**, 439 (1962).
66. L. Pekárek, V. Krejčí, Czech. J. Phys. **B12**, 296 (1962); **B12**, 450 (1962); **B13**, 881 (1963).
67. L. Pekárek, Comptes rendus de la VI Conference internationale sur les phenomenes d'ionisation dans les gaz, Paris, v. 2, 1963, стр. 133.
68. M. J. Druvesteyn, Physica **1**, 273 (1934).
69. И. М. Чапник, Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук **1**, 81 (1965).
70. J. Thomson, Phil. Mag. **8**, 1 (1929).
71. K. T. Compton, L. A. Turner, W. H. McCurdy, Phys. Rev. **24**, 597 (1924).
72. R. Holm, Zs. Phys. **75**, 171 (1932).
73. H. Paul, Zs. Phys. **97**, 330 (1935).
74. А. В. Недоспасов, ЖТФ **28**, 173 (1958).
75. А. В. Недоспасов, К. Е. Торгоненко, Радиотех. и электроника **2**, 497 (1957).
76. А. А. Зайцев, В. Е. Мицук, ДАН СССР **119**, 469 (1958).
77. K. Rademacher, K. Wojaszek, Monatsber. Deutsch. Akad. Wiss. **1** (4), 211 (1959).
78. А. В. Недоспасов, ЖЭТФ **34**, 1338 (1958).
79. А. А. Зайцев, Ше-Мядон, Вестник МГУ **4**, 98 (1966).
80. А. В. Недоспасов, ЖТФ **29**, 1388 (1959).
81. H. Rother, Ann. Phys. **4**, 373 (1959), **5**, 252 (1960).
82. K. Wojaszek, Beitr. Plasma Phys. **2**, 1 (1962).
83. A. V. Nedospasov, Yu. B. Ponomarenko, Comptes rendus de la VI Conference internationale sur les phenomenes d'ionisation dans les gaz, Paris, v. 2, 1963, стр. 223.
84. А. В. Недоспасов, Ю. Б. Пономаренко, Теплофиз. высоких температур **3**, 17 (1965).
85. H. S. Robertson, Phys. Rev. **105**, 368 (1957).
86. H. S. Robertson, M. A. Hakem, Proceedings of the Fifth Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases, Munich, v. 1, 1961, стр. 550.
87. К. С. Мустафин, Вестник ЛГУ **22**, 130 (1960).
88. Ю. М. Каган, Р. И. Лагущенко, ЖТФ **31**, 445 (1961); **32**, 192, 735 (1962); **34**, 1873 (1964).
89. И. А. Воробьев, Ю. М. Каган, В. М. Мпленин, ЖТФ **33**, 571 (1963); **34**, 2079 (1964).
90. K. W. Gentle, Phys. Fluids **9**, 2203, 2212 (1966).
91. А. В. Недоспасов, Proceedings of a Symposium of MHD, Salzburg, v. 2, 1966, стр. 345.
92. L. Pekárek, Proceedings of VII Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade, 1965.
93. L. Pekárek, V. Krejčí, O. Štirand, L. Laska, Phys. Rev. Lett. **15**, 721 (1965).
94. E. Hiedemann, Phys. Rev. **37**, 978 (1931).
95. А. А. Зайцев, Х. А. Джерпетов, ДАН СССР **89**, 825 (1953).
96. А. А. Зайцев, Х. А. Джерпетов, ЖЭТФ **24**, 516 (1953).

97. J. A. Rich, *Proceedings of the Fifth Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases*, Munich, v. 1, 1961, стр. 558.
98. N. Sato, Y. Hatt a, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 306 (1966).
99. J. Nakata, E. Takenaka, T. Masutani, *J. Phys. Soc. Japan* **20**, 1698 (1965).
100. А. А. Зайцев, Б. Н. Швилкин, *ДАН СССР* **172**, 565 (1967).
101. А. А. Зайцев, Б. Н. Швилкин, *Радиотех. и электроника* **12**, 736 (1967).
102. H. Achterberg, J. Michel, *Ann. Phys.* **2**, 365 (1959).
103. А. А. Зайцев, Л. Пекарёк, *Вестник МГУ* **3**, 69 (1954).
104. T. Donahue, G. H. Dieke, *Phys. Rev.* **81**, 248 (1951).
105. R. S. Stewart, W. F. May, K. G. Emeleus, J. R. M. Coulter, N. H. K. Armstrong, *Intern. J. Electronics* **18**, 65 (1965).
106. А. А. Зайцев, Тезисы докладов Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1966.
107. Ю. Б. Пономаренко, *ПММ* **28**, 688 (1964).
108. А. В. Недоспасов, Ю. Б. Пономаренко, *ЖТФ* **46**, 926 (1964).
109. А. А. Веденов, Ю. Б. Пономаренко, *ЖЭТФ* **46**, 2247 (1964).
110. A. Rutscher, K. Wojaszek, *Beitr. Plasma Phys.* **4**, 41 (1964).
111. G. A. Swartz, L. S. Napol i, *Phys. Fluids* **8**, 1517 (1965).
112. A. Rutscher, *Naturwiss.* **45**, 54 (1958).
113. J. L. Kerrebrock, *Second Symposium on the Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics*, University of Pennsylvania, 1961.
114. В. С. Голубев, Г. А. Касабов, В. Ф. Ко на х, *Теплофиз. высоких температур* **2**, 493 (1964).
115. J. L. Kerrebrock, M. A. Hoffman, *AIAA J.* **2**, 1080 (1964).
116. E. E. Zukoski, T. A. Cool, E. G. Gibson, *AIAA J.* **2**, 1410 (1964).
117. E. E. Zukoski, T. A. Cool, *AIAA J.* **3**, 370 (1965).
118. Ю. М. Волков, *ТФВТ* **3**, 3 (1965).
119. Ю. М. Волков, *Proceedings of a Symposium of MHD*, Salzburg, v. 2, 1966, стр. 55.
120. M. Sakuntala, *Brit. J. Appl. Phys.* **16**, 821 (1965); **17** (2), 191 (1966).
121. H. I. Ellington, J. C. Ralph, *Proceedings of a Symposium of MHD*, Salzburg, v. 2, 1966, стр. 17.
122. В. М. Батеник, А. Е. Шейндлин, Э. И. Асиновский, *Proceedings of a Symposium of MHD*, Salzburg, v. 2, 1966, стр. 123.
123. Н. Д. Моргулис, И. Н. Полушкин, *Proceedings of a Symposium of MHD*, Salzburg, v. 2, 1966, стр. 141.
124. J. Bernard, E. Labois, P. Ricateau, P. Zettwoog, *Plasma Phys.* **9**, 193 (1967).
125. К. Н. Ульянов, *Теплофиз. высоких температур* **2**, 510 (1964); **2**, 842 (1964).
126. В. П. Кулепов, А. В. Недоспасов, *Proceedings of a Symposium of MHD*, Salzburg, v. 1, 1966, стр. 611.
127. Е. П. Велихов, А. М. Дыхне, *Comptes rendus de la VI Conference internationale sur les phenomenes d'ionisation dans les gas*, Paris, v. 2, 1963, стр. 511.
128. J. L. Kerrebrock, *AIAA J.* **2**, 1072 (1964).
129. Е. П. Велихов, А. М. Дыхне, И. Я. Шипук, Доклад на VII Международной конференции по ионизац. явлениям в газах, Белград, 1965.
130. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, *Proceedings of a Symposium of MHD*, Salzburg, v. 2, 1966, стр. 395.
131. А. В. Недоспасов, И. Я. Шипук, *Теплофиз. высоких температур* **3**, 186 (1965).
132. В. Н. Белоусов, В. В. Елисеев, И. Я. Шипук, *Proceedings of a Symposium of MHD*, Salzburg, v. 2, 1966, стр. 323.
133. С. Пашкин, И. Я. Шипук, *ДАН СССР* **176** (6) (1967).
134. А. А. Веденов, А. М. Дыхне, *Proceedings of a Symposium of MHD*, Salzburg, v. 2, 1966, стр. 335.
135. G. Bredelrow, W. Feneberg, G. Hodson, *Proceedings of a Symposium of MHD*, Salzburg, v. 2, 1966, стр. 29.
136. R. Dethlefsen, J. L. Kerrebrock, *7th Symp. on Engineering Aspects of MHD*, Princeton, 1966.
137. А. Ф. Виттас, В. С. Голубев, Доклад, представленный на VIII Международную конференцию по ионизац. явлениям в газах, Вена, 1967.
138. J. Klepries, R. J. Rosa, *AIAA J.* **3**, 1659 (1965).
139. A. Solbes, *8th Symp. on Engineering Aspects of MHD*, Stanford, 1967.
140. J. F. Louis, *8th Symp. on Engineering Aspects of MHD*, Stanford, 1967.