Записки Ленинградского орденов Ленина и Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова, том XXXVI, вып. 3, 1958 г.

СЛОИСТЫЙ РАЗРЯД [1]

Г. В. Гордеев

1. Слоистый разряд до сих пор остается загадкой для физиков. Экспериментальные данные, полученные различными исследователями в последние годы, в значительной мере способствуют уяснению вопроса о происхождении страт. Однако единой теории, объясняющей все причудливые формы, которые принимает слоистый разряд при различных условиях разряда, не существует до сих пор. Наша гипотеза о связи страт с группой волн колебаний потенциала плазмы встретила ряд возражений, напечатанных в дискуссионной статье В. В. Потемкина и М. Е. Герценштейна [2]. Возражения в основном сводятся к следующему: 1) группа волн высокочастотных колебаний плазмы сильно затухает в пространстве и не может дать устойчивой картины страт на протяжении длины газоразрядной трубки; 2) волновой пакет расплывается и не может образовать устойчивой картины страт во времени; 3) высокочастотные колебания плазмы очень слабы, обнаруживаются только в катодной области разряда и далеко не всегда.

Эти возражения заставили меня пересмотреть свою гипотезу о стратах и внести в нее некоторые изменения. Главные из них заключаются в следующем.

1. Импульсное возмущение в плазме может возникать на всей длине газоразрядной трубки, а не только у анода, как предполагалось раньше.

2. Волновые образования, соответствующие различным импульсным возмущениям, не зависят одно от другого и не образуют единого волнового образования на всей длине трубки.

3. Значительную роль в образовании страт играют низкочастотные колебания плазмы, причем не только в катодной области разряда, как полагалось раньше, а на всей длине газоразрядной трубки.

Эти изменения в гипотезе снимают указанные выше возражения. Каждое волновое образование ответственно только за одну-две или несколько ближайших к нему страт. Поэтому затухание волн в пространстве не имеет отношения к устойчивой картине страт по всей длине трубки. Оно может только ограничить число страт, связанное с данным волновым образованием, обрезая волновой пакет на протяжении одной или нескольких средних волн пакета. Вследствие независимости страты могут набегать друг к другу вплотную и образовывать картину страт, кажущуюся единой, устойчивой по всей длине

[1] В порядке обсуждения (*Ред.*).

трубки. Затухание волн во времени ограничивает расплывание пакета, так что оно почти не сказывается на длине страт во время их перемещения вдоль газоразрядной трубки. Устойчивость же стоячих страт во времени объясняется теперь тем, что страты могут набегать друг на друга и усиливать остановившуюся страту, которая благодаря этому не теряет своей интенсивности, несмотря на расплывание пакета волн. Пакет волн при этом играет роль причины, вызывающей появление объемного заряда, который сохраняется и после того, как волновой пакет исчез вследствие затухания и расплывания пакета. Следующий набегающий волновой пакет увеличивает объемный заряд в остановившейся страте. И наконец, независимость высокочастотных волновых образований, а также возможность образования страт, связанных с низкочастотными колебаниями плазмы, объясняют: почему высокочастотные колебания плазмы почти не наблюдаются при образовании страт.

В настоящей статье мы подробнее изучим вопрос о связи страт с высоко- и низкочастотными колебаниями плазмы и сравним теорию с экспериментом.

2. Волны в плазме возникают в результате импульсного возмущения в них, которые можно представить как уплотнение в определенной области пространства, занятого плазмой электронного или ионного газа. Уплотненный ионный газ притягивает к себе электроны и вызывает волны адиабатического сжатия и разрежения электронного газа, а также связанные с ними высокочастотные колебания потенциала плазмы. Уплотненный же электронный газ притягивает к себе ионы и вызывает волны адиабатического сжатия и разрежения ионного газа и связанные с ними низкочастотные колебания потенциала плазмы. В плазме, находящейся в постоянном электрическом поле, сгущение электронов уносится от катода к аноду со скоростью дрейфа электронов, представляя собой подвижный источник низкочастотных колебаний плазмы. И наоборот, сгущение ионов движется со скоростью дрейфа ионов от анода к катоду, возбуждая при своем движении высокочастотные колебания плазмы.

Тепловое движение электронов и ионов рассасывает сгущение электронного или ионного газа. Температура электронов в неизотермической плазме газового разряда настолько высока, что тепловые (среднеквадратные) скорости электронов обычно больше их скорости дрейфа. Поэтому сгущение электронного газа (катодный импульс), перемещаясь в однородной плазме от катодной ее границы к анодной быстро затухает. Вызванные им низкочастотные волны также затухают. Из всего спектра волн можно, однако, выделить почти монохроматическую группу волн, движущихся к аноду, со средней длиной волны, соответствующей минимуму затухания. Эта группа волн испытывает очень слабое затухание и иногда может даже нарастать во времени, увеличивая свою амплитуду за счет энергии электрического поля [3]. Тепловая скорость ионов порядка скорости их дрейфа и значительно меньше тепловой скорости электронов. Поэтому сгущение ионного газа (анодный импульс) перемещаясь от анодной границы плазмы к катодной, сохраняется более длительное время и на большем отрезке пути, чем катодный импульс. Вызванные им высокочастотные волны всегда сильно затухают. Но и среди этих волн можно выделить почти монохроматическую группу волн, движущихся к катоду со средней длиной волны, соответствующей минимуму затухания [1].

В максимумах биений группы волн ионизация и свечение газа будет больше, чем в минимумах биений. При высокочастотных колебаниях плазмы это связано с тем, что в максимумах биений адиабатическое сжатие и разрежение электронного газа влечет за собой колебания температуры электронов с той же частотой. В минимумах же биений, где плазма однородна, температура электронов постоянна. Изменение в температуре электронов влечет за собой изменение в ионизации и свечении газа, усреднение которых по времени за период колебаний дает в результате увеличение ионизации и свечения газа в максимумах биений, по сравнению с ионизацией и свечением газа в минимумах. Различие в градиентах потенциала в максимумах и минимумах биений не сказывается существенно на ионизации и свечении газа, если колебания высокочастотные, так как за период колебаний электроны не успевают приобрести в поле энергию, достаточную для ионизации. При низкочастотных же колебаниях плазмы картина в некотором смысле обратная: температура электронов; которые являются главной причиной ударной ионизации, успевает выравниться за период низкочастотных колебаний и остается одинаковой в максимумах и минимумах биений, а следовательно, не вызывает различия в ионизации и свечении газа в них. Различие же в градиентах потенциала в максимумах и минимумах биений вызывает различие в ионизации и свечении в них газа, так как электроны за период колебаний успевают приобрести в поле энергию, достаточную для ионизации газа. Усреднение ионизации и свечения газа за период колебаний дает в результате увеличение их в максимумах биений по сравнению с ионизацией и свечением газа в минимумах.

Различие в ионизации и свечении газа в максимумах и минимумах биений группы волн как высокочастотных, так и низкочастотных колебаний плазмы, позволяет связать светящиеся слои газового разряда с наличием максимумов биений группы волн. Максимумы биений перемещаются в плазме с групповой скоростью. Следовательно, если групповая скорость волн не равна нулю, получаются бегущие страты. Встречные бегущие страты могут образовать стационарные страты, которые являются разновидностью стоячих страт. Все эти разновидности стоячих и бегущих страт наблюдаются на опыте. Нужно сказать, что на опыте наблюдаются самые причудливые формы страт, часть из которых не может быть объяснена наличием независимых максимумов биений группы волн. Как уже отмечалось ранее [1], возможно также образование почти монохроматической стоячей волны между двумя электродами. Это может быть, если волны не затухают в пространстве (или почти не затухают) и если образуется очень узкий пучок монохроматических волн, удовлетворяющий условию $\Delta k \ll k$ (k — волновое число), а именно такой, что расстояние между электродами составляет только часть длины первого биения группы волн. Такие незатухающие волны существуют в плазме — это низкочастотные волны [3]; они могут образовать стоячую волну, вызывающую появление новой разновидности стоячих страт. Но этот вопрос требует более детального обсуждения.

3. Биение группы волн всегда расплывается с течением времени, вследствие зависимости групповой скорости волн от средней длины волны пакета. Однако расплывание волн сказывается на длине страт, если страты связаны с незатухающими или слабо затухающими колебаниями плазмы. Сильное же затухание волн ограничивает расплывание биения, „обрезая“ его на протяжении нескольких или даже одной

монохроматической длины волны, соответствующей минимуму затухания. Поэтому, например, в бегущих стратах, связанных с низкочастотными слабо затухающими колебаниями плазмы, расплывание страт будет заметным и оно наблюдалось на опыте [5]. В стоячих же стратах, связанных с сильно затухающими высокочастотными колебаниями плазмы, расплывания, за исключением некоторых случаев [4], обычно не наблюдается на опыте. Несмотря на расплывание пакета волн стоячие страты устойчивы во времени. Это связано с независимостью страт и возможностью набегания их друг на друга, т. е. усилением остановившихся страт.

Рассмотрим подробнее вопрос о независимости страт. Волновые образования, соответствующие различным импульсным возмущениям, не зависят одно от другого. Поэтому затухающие высокочастотные колебания плазмы, обычно заметные только в „обрезанном" основном биении, соответствующем данному импульсу, трудно обнаружить на лехере. Их нельзя обнаружить и на осциллоскопе, так как они имеют частоту порядка 10^9 *гц*. Незатухающие (или слабо затухающие) низкочастотные колебания плазмы образуют несколько биений, соответствующих одному и тому же импульсу, поэтому их можно наблюдать на лехере. Их можно наблюдать и на осциллоскопе, так как они имеют максимальную частоту порядка 10^7 *гц*. Низкочастотные колебания плазмы наблюдались на опыте со стратами [6]. На осциллоскопе можно видеть картину связанных друг с другом колебаний потенциала и интенсивности свечения с частотой значительно меньшей лэнгмюровской и в том случае, когда страты связаны с высокочастотными колебаниями потенциала [7,15]. Дело в том, что увеличение ионизации газа в максимумах биений увеличивает в них положительный объемный заряд, так как ионы медленнее электронов покидают место ионизации. С анодной же стороны за положительным объемным зарядом скапливаются электроны, притягиваемые им. Создается волна объемного заряда, связанная с биением группы высокочастотных волн и поддерживаемая ими. Она то и наблюдается на экране осциллоскопа. Волны объемного заряда особенно интенсивны, когда групповая скорость высокочастотных колебаний плазмы равна как раз скорости дрейфа ионов (скорости анодного импульса). В этом случае наблюдается своеобразный резонанс, при котором анодное возмущение само себя поддерживает. Если анодные возмущения периодически повторяются, что наблюдается при образовании светящегося двойного слоя у анода и связанных с ним анодных колебаний потенциала [7], образуются следующие друг за другом бегущие страты, которые дают на экране осциллоскопа картину связанных друг с другом волн, хотя страты остаются независимыми.

Независимость страт проявляется при встрече с препятствием, например, в виде скопления объемного заряда в отрицательном свечении тлеющего разряда. Приближаясь к отрицательному свечению, страты замедляются, так как увеличение градиента потенциала уменьшает групповую скорость высокочастотных волн. В самом деле, для достаточно длинных трубок можно отвлечься от влияния наличия электродов на частоту колебаний плазмы ω и рассматривать трубку бесконечной длины. Относительная поправка к частоте колебаний на конечность радиуса трубки R также будет значительно меньше единицы, если волновое число k удовлетворяет неравенству $Rk > 1$ [8]. Следовательно, для таких k, которые удовлетворяют неравенству $Rk > 1$, частота ω в первом приближении определяется формулой

Власова—Ландау, написанной с учетом скорости дрейфа электронов w_1 [1]

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + 3k^2 a_1^2} + w_1 k, \qquad (1)$$

где $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n_1 e^2}{m_1}}$ — лэнгмюровская частота электронных колебаний плазмы;

$a_1 = \sqrt{\frac{\varkappa T_1}{4\pi n_1 e^2}}$ — дебаевское расстояние для электронов;

n_1, T_1 — концентрация и температура электронов;

e, m_1 — их заряд и масса;

$\varkappa$ — постоянная Больцмана.

Определяя групповую скорость волн, движущихся против скорости дрейфа электронов из формулы (1) дифференцированием ω по k

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{3ka_1^2\omega_0}{\sqrt{1 + 3k^2 a^2}} - w_1,$$

видим, что она уменьшается при увеличении скорости дрейфа электронов. Это наблюдается в катодной области разряда или в головке положительного столба. Если препятствие нельзя преодолеть, то ближайшая к нему страта останавливается при достижении положения, при котором групповая скорость волн обращается в нуль. Условие существования стоячих страт принимает вид

$$\frac{3ka_1^2\omega_0}{\sqrt{1 + 3k^2 a_1^2}} = w_1, \qquad (2)$$

где w_1 — скорость дрейфа электронов вблизи препятствия (скопления объемного заряда).

При определении из условия (2) волнового числа k за w_1, можно брать скорость дрейфа электронов, усредненную по всему столбу, так как изменение ее вдоль столба по порядку величины равно групповой скорости волн, которая значительно меньше скорости дрейфа электронов, так что изменением скорости дрейфа можно пренебречь. Другие страты набегают на остановившуюся страту, увеличивая ее объемный заряд до тех пор, пока она не сделается неопределимым препятствием для ближайшей к ней страты и не остановит ее. Так возникают стоячие страты у катода, к которым приближаются бегущие страты, уменьшающие свою скорость вблизи стоячих страт. Опыт подтверждает наше заключение [9].

4. Низкочастотные колебания плазмы, следующие за катодным импульсом, имеют минимум затухания при длине волны [3]

$$\lambda_0 = \frac{4\pi w_1}{3\omega_2}, \qquad (3)$$

где $\omega_2 = \sqrt{\frac{4\pi n_2 e^2}{m_2}}$ — лэнгмюровская частота ионных колебаний плазмы,

n_2, m_2 — концентрация и масса ионов.

При этом λ_0 должна удовлетворять неравенству $\lambda_0 \leqslant 2\pi a_1$. Следовательно, катодный импульс будет сопровождаться почти монохроматической группой волн, слабо затухающих или даже нарастающих

во времени низкочастотных колебаний плазмы, если выполняется условие

$$w_1 \leqslant \frac{3}{2}\sqrt{\frac{\varkappa T_1}{m_2}}. \qquad (4)$$

Из условий (4) можно определить критическое значение скорости дрейфа электронов

$$w_{кр} = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{\varkappa T_1}{m_2}}, \qquad (5)$$

при которой начинают появляться страты, связанные с низкочастотными колебаниями плазмы. На опыте [5] с неоновой трубой при давлении газа 3,2 *мм* Hg наблюдалось появление страт при напряженности поля в плазме $E = 4{,}6$ *в/см*. Температура электронов была $T_1 \approx 5{,}5 \cdot 10^4$ °K. При этой температуре электронов критическое значение скорости дрейфа электронов в неоновой трубке, определенное по формуле (5), $w_{кр} \approx 10^6$ *см/сек*. Для сравнения теории с опытом надо определить скорость дрейфа электронов другим способом, так как непосредственно на опыте [5] она не определялась. Это можно сделать, пользуясь кривыми, выражающими зависимость скорости дрейфа электронов от отношения $\frac{E}{p}$ [10]. Определяя таким образом скорость дрейфа электронов в неоне при $\frac{E}{p} = 1{,}44$, получим $w_1 \approx$ $\approx 10^6$ *см/сек*, что согласуется с критическим значением скорости дрейфа электронов, определенным по формуле (5).

В работах А. А. Зайцева и Л. Пекарека приведен интересный факт: при движении катодного импульса к аноду зарегистрировано появление страт, движущихся в обратном направлении — к катоду [5,6]. Этот факт остается необъясненным до сих пор. Однако он легко может быть объяснен, если связать страты с почти монохроматической группой волн низкочастотных колебаний плазмы. Пользуясь формулой (1) для частоты низкочастотных колебаний [3], можно написать соотношение между групповой и фазовой скоростью волн в системе координат, движущейся со скоростью дрейфа ионов,

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{\omega}{k}\left(\frac{1}{1 + k^2 a_1^2} + 3k^2 a_2^2\right), \qquad (6)$$

где $a_2 = \sqrt{\frac{\varkappa T_2}{4\pi n_2 e^2}}$ — дебаевское расстояние для ионов;

T_2 — температура ионов.

Для чисто ионных колебаний, для которых $k^2 a_1^2 \gg 1$, $k^2 a_2^2 \ll 1$, групповая скорость волн резко отличается от фазовой и по абсолютному значению может сделаться меньше скорости дрейфа ионов. Тогда в лабораторной системе координат групповая скорость волн будет противоположна по знаку их фазовой скорости. Иначе говоря, максимумы биений группы волн, увлекаясь потоком ионов, будут перемещаться к катоду, хотя монохроматические волны, следуя за катодным импульсом, будут распространяться к аноду. И если связать светящиеся полоски с максимумами биений группы волн, то опытный факт рождения страт, движущихся к катоду при движении катодного импульса к аноду, станет очевидным.

5. Монохроматическая волна, вызванная импульсным возмущением, затухает по закону $A \sim e^{-\gamma t}$ (A — амплитуда колебаний, γ — коэффициент затухания, t — время распространения волны). Для максимума же биения несущественно, как ведут себя волны, прошедшие биение. Они заменяются новыми, только что возникшими волнами, образование которых связано не с их затуханием, а с существованием источника колебаний. Затухание монохроматических волн определяет число биений, сопровождающих данное импульсное возмущение, образуя волновой пакет на некотором удалении от источника колебаний, Можно принять, что волновой пакет „обрезается" на таком расстоянии от начала основного биения, на котором монохроматическая волна затухает в e раз или $\gamma t = 1$. Если затухание настолько мало, что не сказывается в основном биении, а также в соседних с ним, то получим так называемые двойные, тройные страты. Если затухание настолько большое, что сказывается уже в основном биении, то получаем широкие или узкие страты, в зависимости от того, укладывается ли в „обрезанном" основном биении несколько монохроматических волн или только одна волна, соответствующая минимуму затухания. Для примера рассмотрим стоячие страты, связанные с высокочастотными колебаниями плазмы. За минимальный коэффициент затухания можно взять удвоенное значение коэффициента затухания Ландау [11]

$$\gamma = 2\sqrt{\frac{\pi}{\gamma}}\frac{\omega_0}{k^3 a_1^3} e^{-\frac{1}{2k^2 a_1^2}} \tag{7}$$

при значении k, определяемом из условия (2). Пользуясь найденным таким образом затуханием и условием $\gamma t = 1$, можно определить число монохроматических волн, соответствующих минимуму затухания, укладывающихся на расстоянии от начала основного биения до места „обрезания" волнового пакета

$$n = \frac{\omega}{2\pi\gamma}. \tag{8}$$

При встрече с препятствием страты, будучи независимыми друг от друга, вплотную набегают друг на друга. Поэтому можно принять, что расстояние между головками стоячих страт будет равно $n\lambda_0$ (λ_0 — длина монохроматической волны, соответствующей минимуму затухания). Если $n = 1$, получим узкие стоячие страты, при $n > 1$ — широкие стоячие страты. Таким образом можно приближенно определить расстояние между головками как узких, так и широких стоячих страт. Результаты сравнения теории с экспериментом приведены в таблице, из которой видно, что и для узких и для широких стоячих страт теория хорошо согласуется с экспериментом. В таблице приведен также результат подсчета расстояния между головками бегущих страт. Так как групповая скорость волн значительно меньше скорости дрейфа электронов, то для подсчета длины монохроматической волны мы пользовались условием (2), указанным для стоячих страт. Число волн в страте определялось по формуле (8). Теоретическое расстояние между головками бегущих страт оказалось меньше опытного, так как страты не вплотную следуют друг за другом.

6. Поведение страт в магнитном поле также может быть объяснено, если связать страты с почти монохроматической группой волн низко- и высокочастотных колебаний плазмы.

Дисперсия волн высокочастотных колебаний плазмы для „слабых" магнитных полей, напряженность которых по величине меньше критической, является нормальной, т. е. групповая скорость волн по направлению совпадает с фазовой скоростью волн [4].

$$H_{кр} = \sqrt{\frac{4\pi}{3} m_1 n_1 c^2},$$

где m_1 — масса электрона;

n_1 — концентрация электронов;

c — скорость света.

При „сильных" магнитных полях, напряженность которых больше критического значения, знак групповой скорости зависит как от поля, так и от угла наклона волнового вектора k к магнитному полю. В частности, для волн, перпендикулярных магнитному полю, дисперсия становится аномальной при $H > H_{кр} \approx 180$ *эрст*. Этой аномальной дисперсией можно объяснить известный опытный факт исчезновения страт в сильном магнитном поле [19], рассматривая страты как группу высокочастотных волн. Если групповая скорость волн противоположна по направлению их фазовой скорости, что наблюдалось в „сильных" магнитных полях, то максимум группы волн, возникающих у анода, должен сразу же вернуться к аноду, хотя монохроматические волны распространяются от анода к катоду. Таким образом, эта группа волн не может наблюдаться как страта (страты исчезают в сильных магнитных полях).

Газ	Давление H, *мм*	Сила тока, *ma*	Радиус трубки, *см*	Температура электронов, °К	Концентрация электронов, *эл/см*^{3}	Тип страт	Расстояние между головками страт, *см*	Теория			Литературный источник
								λ_0	n	$n\lambda_0$, *см*	
H_2	0,63	8	1,1	$1{,}2 \cdot 10^4$	$4{,}10^8$	Стоячие узкие страты	0,9	0,9	1	0,9	[16]
H_2	0,723	20,5	4	10^4	$4 \cdot 10^8$	Стоячие широкие страты	5,68	0,8	7	5,6	[17]
	0,564	20	4	$1{,}5 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^8$		3,64	1,2	3	3,6	
A_2	0,6	$2{,}10^3$	3,6	$1{,}1 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{10}$	Бегущие страты	10,5	0,1	80	9	[18]

Продольное магнитное поле не влияет на частоту колебаний, поэтому внешне условие существования стоячих страт в магнитном поле не отличается от условия существования стоячих страт в отсутствие магнитного поля. Экспериментально же известно, что продольное магнитное поле уменьшает расстояние между головками страт при данном давлении и силе тока [10]. Это кажущееся разногласие теории с экспериментом легко исключить, если сопоставить его с экспериментальным фактом: концентрация электронов на оси трубки увеличивается с возрастанием продольного магнитного поля [19] и скорость дрейфа электронов возрастает вследствие возрастания продольного электрического поля, вызванного увеличением продольного магнитного поля [12]. Электронная температура в продольном магнитном поле не увеличивается, а может даже уменьшаться [20].

Таким образом, из формулы (2) следует, что в продольном магнитном поле k увеличивается при увеличении магнитного поля, т. е. длина волны почти монохроматической группы волн уменьшается, что соответствует уменьшению расстояния между головками страт, наблюдаемому на опыте.

Использованная литература

1. Гордеев Г. В. Колебание плазмы и страты. ДАН, 1951, т. 79, вып. 5, стр. 771; ЖЭТФ, 1952, т. 22, вып. 2, стр. 230.
2. Потемкин В. В. и Герценштейн М. Е. О теории страт Г. В. Гордеева. ЖЭТФ, 1953, т. 24, вып. 5, стр. 610.
3. Гордеев Г. В. Низкочастотные колебания плазмы. ЖЭТФ, 1954, т. 27, вып. 1, стр. 19.
4. Гордеев Г. В. Колебания плазмы в магнитном поле. ЖЭТФ, 1953, т. 23, вып. 6, стр. 660.
5. Зайцев А. А. и Пекарек Л. Подвижные слои в стационарном тлеющем разряде. Вестн. МГУ, 1954, № 3, стр. 69.
6. Пекарек Л. Исследование колебательных процессов в тлеющем разряде в переходных режимах. Вестн. МГУ, 1954, № 3, стр. 73.
7. Зайцев А. А. Колебания в разряде и бегущие слои. Вестн. МГУ, 1951, № 16, стр. 41.
8. Стратонович Р. Л. Волны в цилиндрической плазме. Вестн. МГУ, 1952, № 3, стр. 31.
9. Клярфельд Б. Н. Образование страт в газовом разряде. ЖЭТФ, 1952, т. 22, вып. 1, стр. 66.
10. Даррроу К. Электрические явления в газах и вакууме. ОНТИ, 1937.
11. Ландау Л. Д. О колебаниях электронной плазмы. ЖЭТФ, 1946, т. 16, вып. 7, стр. 574.
12. Рейхрудель Э. и Спивак Г. О влиянии магнитного поля на градиент потенциала в плазме. ДАН, 1938, т. 18, № 3, стр. 185.
13. Рейхрудель Э. и Спивак Г. Плазма газового разряда в сильном магнитном поле. ЖЭТФ, 1940, т. 10, вып. 12, стр. 1408.
14. Riecke E. Ann. der Phys., 1905, Bd. 16, S. 282.
15. Donahne T. a. Dicke G. Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 248.
16. Paul H. Zeitschr. f. Phys., 1936, Bd. 97, S. 330.
17. Wehner. Ann. der. Phys., 1910, Bd. 32, S. 49.
18. Chon. Phys. Rev., 1931, v. 37, p. 572.
19. Seeliger R. Handbuch der Radiol. Bd. III. Leipzig, 1916.
20. Commings S. a. Tonks L. Phys. Rev., 1941, v. 59, p. 514.