

## ПОЗИЦИОНИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ДИФФУЗНО-КАНАЛЬНОГО РАЗРЯДА В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ<sup>1</sup>

© 2021 г. Г. А. Месяц<sup>а,\*</sup>, И. В. Васенина<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

\*e-mail: mesyatsga@lebedev.ru

Поступила в редакцию 03.02.2021 г.

После доработки 25.04.2021 г.

Принята к публикации 25.04.2021 г.

Показано, что кроме широко известных таунсендовского и стримерного разрядов в газе существует третий тип разряда — наносекундный диффузно-канальный разряд. Он происходит при многократном перенапряжении на исследуемом промежутке. Исследование проводится на примере воздуха при нормальных условиях в однородном электрическом поле. В этом случае отношение  $d/x_k \gg 1$ , где  $d$  — длина промежутка,  $x_k$  — длина критической лавины электронов. Электрическое поле на головке такой лавины достигает  $10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$  и более, поэтому она испускает убегающие электроны, которые создают новые электроны впереди старых. Образуется лавинная цепь, формально аналогичная стримеру, но с низкой электропроводностью. Убегающие электроны и фотоэмиссия с катодов от ультрафиолетовых фотонов способствуют накоплению вторичных электронов в промежутке. Это приводит к появлению диффузного тлеющего разряда, который затем переходит в канальный разряд и дугу. Рассчитана зависимость коэффициента перенапряжения  $\eta$  от произведения  $pd$ , где  $p$  — давление газа при  $d/x_k = 10$ . Она сравнивается с хорошо известной кривой, которая разделяет таунсендовский и стримерный разряды в воздухе.

**Ключевые слова:** электронная лавина, убегающие электроны, наносекундный разряд, стримерный разряд, таунсендовский разряд, автоэлектронная эмиссия, взрывная эмиссия

**DOI:** 10.31857/S0367292121090055

### ВВЕДЕНИЕ

В физике электрического разряда в газе широко известны два типа разряда: таунсендовский и стримерный [1–3]. При таунсендовском разряде в промежутке наблюдается диффузное свечение, а при стримерном — ярко светящийся плазменный канал. Кроме того, при больших величинах приведенного поля  $E/p$  в наносекундном диапазоне времени существует разряд, в котором одновременно проявляются свойства обоих этих разрядов [4–6], а также появляются новые свойства. Такой разряд был назван наносекундным диффузно-канальным (НДК). Напомним кратко о сути таунсендовского и стримерного разрядов.

Электрический разряд в газе начинается с появления иницирующих электронов в промежутке, которые создают электронную лавину. Пусть

однородное электрическое поле равно  $E_0$ , а иницирующий электрон находится у катода. Число электронов  $N$  в лавине будет расти по экспоненциальному закону

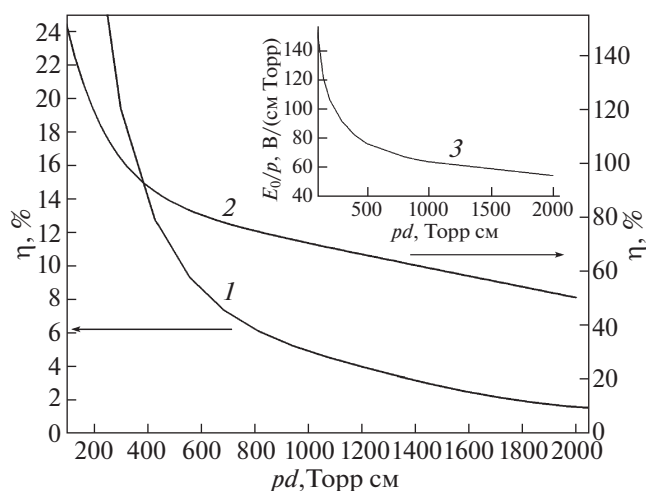
$$N = \exp \alpha x = \exp \alpha vt, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент ударной ионизации молекул газа электронами,  $x$  — путь, пройденный головкой лавины,  $v$  — скорость дрейфа электронов,  $t$  — время. Одновременно с ионизацией молекул газа происходит их возбуждение с последующим испусканием фотонов. Положительные ионы газа и фотоны, попадая на катод, приводят к вторичной электронной эмиссии. Если принять, что  $\gamma$  — это число вторичных электронов, выходящих из катода на один первичный электрон, а  $d$  — длина промежутка, то формула

$$\gamma(\exp \alpha d - 1) = 1, \quad (2)$$

является условием возникновения таунсендовского пробоя. Учитывая, что во всех случаях  $\exp(\alpha d) \gg 1$ , эту формулу можно записать в виде  $\exp(\alpha d) = \gamma^{-1}$ . Из этой формулы можно получить

<sup>1</sup> Данная статья подготовлена по результатам работы Международной конференции “Исследования космической плазмы: перспективы ближайших десятилетий”, посвященной 80-летию академика Альберта Абубакировича Галева.



**Рис. 1.** Распределение величин  $pd$  и  $\eta$  по типам разрядов: кривая 1 – условная граница таунсендовского (внизу) и стримерного (вверху) разрядов по данным [7]; кривая 2 – граница НДК разряда при  $d/x_k = 10$ ; кривая 3 – зависимость  $E_0/p$  от  $pd$  при  $d/x_k = 10$ .

закон Пашена – зависимость статического пробивного напряжения  $U_b$  от произведения  $pd$ , где  $p$  – давление газа, т.е.  $U_b = f(pd)$ . При выполнении условия (2) пробой будет сопровождаться большим числом электронных лавин, которые следуют друг за другом. Так как вторичные лавины возникают произвольно на различных участках поверхности катода, то данный механизм приводит к объемному разряду, который называют тлеющим разрядом (ТР) [1].

Однако ситуация меняется коренным образом, если электрическое поле в промежутке становится выше статического пробивного, т.е. создается перенапряжение. В этом случае главенствующую роль начинает играть первичная лавина. Если электрическое поле, создаваемое объемным зарядом одиночной лавины с числом электронов  $N_k$ , сравнивается с внешним полем, то реализуется стримерный механизм разряда. Критерием появления такого механизма является соотношение

$$\exp(\alpha d) = N_k. \quad (3)$$

Условие (3) означает, что, когда число электронов в лавине достигает величины  $N_k$ , то пространственный заряд лавины становится достаточным, чтобы электрическое поле внутри нее было сравнимо с внешним полем.

При переходе от таунсендовского разряда к стримерному решающую роль играет коэффициент перенапряжения. Он определяется как превышение импульсного напряжения  $U_0$ , при котором происходит пробой, над статическим про-

бивным напряжением  $U_b$ . Перенапряжение будем определять в процентах

$$\eta = \frac{U_0 - U_b}{U_b} \times 100\%. \quad (4)$$

На рис. 1 представлена кривая 1, которая разделяет множество значений  $pd$  и  $\eta$  на две области. Эти данные были получены экспериментально и обобщены в [7, 8] для воздуха при нормальных условиях. Предполагалось, что если условия разряда соответствуют области, лежащей выше кривой 1, то имеет место стримерный пробой, а если ниже, то таунсендовский.

## СРАВНЕНИЕ РАЗРЯДОВ

Рассматриваемый нами НДК разряд проявляется при напряжениях, которые во много раз превышают напряжение при статическом пробое. Впервые внимание к этим разрядам было привлечено в работах [4–6] при обсуждении противоречий в толковании зависимости времени формирования разряда в атмосферном воздухе при миллиметровых промежутках от величины электрического поля в наносекундном диапазоне, которая была получена в работе [9]. В ней предполагалось, что разряд является стримерным и что он инициируется одиночными электронами. Однако в работе [4] показано, что в [9] реальное число электронов, инициирующих разряд, достигало порядка  $10^4$ . Каждый из этих электронов создавал электронную лавину. Суммарный ток этих лавин в [9] интерпретировался как ток единого стримера. Однако фактически в [9] был таунсендовский разряд с большим числом инициирующих электронов. Когда же разряд происходил действительно при одноэлектронном инициировании, то оказалось, что время формирования разряда вплоть до порядка величины превосходило то, что должно было быть при стримерном пробое [4, 5]. Дальнейшее исследование этого разряда показало, что это новый тип пробоя в газе, который нельзя отнести ни к таунсендовскому, ни к стримерному разрядам.

Сравнение таунсендовского и стримерного разряда с рассматриваемым нами НДК-разрядом можно производить по соотношению длины критической лавины  $x_k$  с длиной промежутка  $d$ . Если  $x_k \geq d$ , то разряд будет таунсендовским; если  $x_k < d$  – стримерным, а если  $x_k \approx d$ , то будет происходить НДК-разряд. На рис. 1 представлена кривая 2, которая описывает зависимость перенапряжения  $\eta$  от  $pd$  при соотношении  $\mu = d/x_k = 10$ . В таком НДК-разряде лавинно-стримерный переход происходит в катодной зоне. При других величинах  $\mu \gg 1$  эта кривая будет иметь другой вид, но она всегда будет находиться выше кривой 1.

При расчете кривой 2 нужно знать две величины: импульсное электрическое поле пробоя  $E_0$  и электрическое поле при статическом пробое  $E_b$  для одинаковых величин  $pd$ . Поэтому для определения коэффициента ударной ионизации  $\alpha$  в зависимости от поля и давления желательнее иметь формулу, которая бы включала диапазон электрических полей от  $E_b$  до  $E_0$ . Поэтому воспользуемся эмпирической формулой Таунсенда [3]

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (5)$$

при  $E/p$  в диапазоне  $36-180 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ , когда  $A = 8.6 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$  и  $B = 254 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ . Из формулы (1) следует, что критическая длина электронной лавины

$$x_k = \frac{\ln N_k}{\alpha}. \quad (6)$$

Если подставить величину  $\alpha$  из формулы (5) в (6), то получим

$$x_k = \frac{\ln N_k}{Ap} \exp\left(\frac{B}{E_0/p}\right). \quad (7)$$

Если левую и правую части формулы (7) разделить на длину промежутка  $d$ , то получим

$$\frac{E_0}{p} = B \ln \frac{Apd}{\mu \ln N_k}, \quad (8)$$

где  $E_0$  — электрическое поле, при котором  $\mu = d/x_k$ .

Электрическое поле  $E_b$  при статическом пробое можно найти из формулы (2), приняв, что коэффициент ударной ионизации  $\alpha$  определяется из формулы (5). В этом случае получим

$$\frac{E_b}{p} = B \ln \frac{Apd}{\ln \gamma^{-1}}. \quad (9)$$

Перенапряжение определим из соотношения (4), принимая, что электрическое поле  $E$  и напряжение  $U$  связаны формулой  $U = Ed$ . Подставляя сюда  $E_0$  и  $E_b$  из (8) и (9), получим

$$\eta = \left[ \left( \ln \frac{\mu \ln N_k}{Apd} \right) \left( \ln \frac{Apd}{\ln \gamma^{-1}} \right) - 1 \right] \times 100\%. \quad (10)$$

В эту формулу под двойным логарифмом входят величины  $\gamma$  и  $N_k$ , характеризующие таунсендовский и стримерный разряды. Их оценка может быть приближенной. Примем, что  $\gamma = 10^{-4}$  [1, 3]. Критическое число электронов  $N_k$  определим из формулы [10]

$$N_k = \frac{9\pi\epsilon_0 E_0}{2e\alpha^2}, \quad (11)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная. При выводе этой формулы учтено, что переход лавины в стример происходит, когда сум-

ма электрических полей электронной головки и ионной компоненты лавины достигает величины, равной величине внешнего поля. Это приведет к уничтожению электрического поля между центрами зарядов лавины.

Используя формулы (10) и (11), получим зависимость приведенного электрического поля  $E_0/p$  от величины  $pd$ . Для ситуации, когда  $\mu = 10$ , она приведена в виде кривой 3 на рис. 1.

## ФИЗИКА НДК-РАЗРЯДА

При электрическом поле в промежутке, многократно превышающем статическое пробивное поле, важную роль начинает играть автоэлектронная эмиссия (АЭЭ) с микровыступов на поверхности катода. Электроны от АЭЭ инициируют создание электронных лавин. Эти лавины из-за большой величины приведенного электрического поля  $E/p$ , которое составляет  $10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$  и более, достигают критической величины на длине пути  $x_k \ll d$ , т.е. в катодной зоне. Критическое число электронов в такой лавине, как мы показали выше, из-за эффекта самоторможения лавин будет на порядки меньше, чем у классической лавины. Соответственно будет меньше число возбужденных молекул газа. Это резко сокращает число фотонов, которые необходимы для развития стримера. В этом случае при  $x_k \ll d$  лавина переходит в плазменное образование, подобное стримеру, которое получило название лавинная цепь (ЛЦ) [6]. В НДК-разрядах место фотонов, которые поддерживают развитие стримера, занимают убегающие электроны (УЭ) [6, 11]. В этих разрядах УЭ генерируются головками электронных лавин, если электрическое поле на них достигает критического значения  $E_{кр}$ . Для азота величина  $E_{кр}/p = 590 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$  [12], т.е. при атмосферном давлении  $E_{кр} = 4.5 \times 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ . Однако лавины испускают ультрафиолетовые фотоны, которые вызывают фотоэмиссию вторичных электронов с катода [12]. Эти электроны приводят к образованию новых ЛЦ. Совокупность этих процессов приводит к накоплению в разрядном промежутке свободных электронов и плазмы, которая инициирует зажигание объемного тлеющего разряда, аналогичного разряду с многоэлектронным инициированием [4, 5].

Следовательно, чтобы произошел НДК-разряд необходимо в промежутке в процессе формирования разряда накопить плазму с такой концентрацией, чтобы произошел тлеющий разряд. Для миллиметровых промежутков в воздухе в нормальных условиях при  $E_0/p$  порядка  $10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$  эта концентрация составляет  $10^6 \text{ см}^{-3}$  [15]. Учитывая объем, где происходит разряд, количество электронов, которое необхо-

димо для инициирования разряда, составляет порядка  $10^4$  штук [14].

Оценим параметры первичной лавины при  $pd = 100 \text{ см} \cdot \text{Торр}$  и  $E_0/p = 150 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ , для которой согласно формуле (11)  $N_k = 2.4 \times 10^6$ . На начальном этапе развития этой лавины ее радиус будет обусловлен только диффузией электронов

$$r = (6Dt)^{1/2}, \quad (12)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии,  $t$  – время. Преобразуем формулу (12), учитывая, что  $t = x/v = x/(bE_0)$ , а согласно формуле Эйнштейна

$$\frac{D}{b} = \frac{2U_T}{3}, \quad (13)$$

где  $b$  – подвижность электронов,  $U_T$  – тепловая энергия электронов в плазме лавины, эВ. Из формул (12) и (13) следует, что

$$\beta = \frac{x}{r} = \frac{1}{2} \left( \frac{U}{U_T} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Так как тепловая энергия электронов  $U_T$  измеряется вольтами, а  $U$  – киловольтами, то величина  $\beta \gg 1$ . Эта величина характеризует усиление электрического поля в головке лавины по сравнению с приложенным полем  $E_0$ . Оценку этой величины к моменту перехода лавины в стример можно произвести по формуле [15]

$$\beta = Q \exp \frac{B_0}{2E_0/p}, \quad (15)$$

где  $Q \approx 3$ ,  $B_0 = 365 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ .

Например, при  $E_0/p = 150 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$  величина  $\beta = 10$ , а поле на головке лавины составит  $1.5 \times 10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ . Этого поля достаточно, чтобы появились убегающие электроны (УЭ), испускаемые головкой лавины [15]. Эти электроны ионизируют газ впереди головки лавины и приводят к созданию новой лавины. Затем этот процесс продолжается, в результате чего образуется лавинная цепь, о которой мы говорили выше.

Проведем приближенную оценку тока плазмы в первичной лавине, предполагая, что она развивается по экспоненте вплоть до достижения критического состояния  $N = N_k$ . Ограничимся рассмотрением случая (рис. 1), когда  $\mu = d/x_k = 10$ , а  $E/p = 150 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ . Ток электронов в лавине, достигшей критических размеров, составляет

$$i_k = en_k vs, \quad (16)$$

где  $n_k$  – плотность электронов в головке лавины критического размера,  $s$  – сечение, через которое протекает ток лавины. Величину  $n_k$  оценим из соотношения

$$n_k = 3N_k / 4\pi r^3,$$

где  $r$  – радиус критической лавины. Он определяется из формул (12)–(14)

$$r = 2(U_T x_k / E_0)^{1/2}.$$

Тепловую энергию электронов можно оценить по формуле  $U_T = 0.2(E_0/p)^{2/3} = 5.4 \text{ В}$  [16]. Длина критической лавины определяется из формулы (6)  $x_k = 13.1 \times 10^{-3} \text{ см}$ . В этом случае диффузионный радиус лавины  $r = 1.4 \times 10^{-3} \text{ см}$ . Скорость дрейфа электронов [1] составит  $v = 0.36 \times 10^6 (E_0/p) = 5.4 \times 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ . Сечение, по которому протекает ток  $s = \pi r^2$ . Подставляя величины  $n_k$ ,  $v$  и  $s$  в формулу (16) получим для тока критической лавины

$$i_k = \frac{3evN_k}{4r} \approx 1.1 \times 10^{-2} \text{ А}. \quad (17)$$

Сравним этот ток с током в разрядном контуре. При условии, что  $E_0/p = 150 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ ,  $p = 760 \text{ Торр}$ , а  $pd = 100 \text{ см} \cdot \text{Торр}$ , величина напряжения пробоя составит  $U_0 = 15 \times 10^3 \text{ В}$ , а длина промежутка  $d = 1.3 \text{ мм}$ . НДК-разряд происходит в наносекундном импульсном режиме, поэтому в разрядном контуре всегда присутствует сопротивление  $Z$ , равное волновому сопротивлению коаксиальной линии, по которой поступает импульс. Если  $Z = 50 \text{ Ом}$ , то разрядный ток  $i_0 = U_0/Z = 300 \text{ А}$ . Нас интересует только ток  $i_T$ , который протекает в стадии ТР. Примем, что  $i_T = i_0/2$  [14]. Тогда число лавин, которые участвуют в разряде, составит  $i_T/i_k \approx 10^4$ . Следовательно, чтобы сформировать первый этап НДК-разряда – тлеющий разряд, нужно порядка  $10^4$  электронов, накопленных в промежутке. Напомним, что при многоэлектронном инициировании, чтобы получить ТР, необходимо также иметь  $10^4$  иницирующих электронов, инжектируемых в разрядный промежуток [5]. В пользу этого вывода говорит тот факт, что время роста тока в начале НДК-искры такое же, как в разряде с многоэлектронным инициированием [17]. Завершение разряда происходит в два этапа. В первом из них в плазме ТР образуется один или несколько плазменных каналов более ярких, чем плазма ТР. Наличие этих каналов обусловлено переходом одной или нескольких лавинных цепей в каналный режим [12, 17], так как в них в это время была наибольшая проводимость. На втором этапе завершения НДК-разряда в месте стыка одного из каналов с поверхностью катода происходит образование катодного пятна из-за появления взрывной эмиссии. Это свидетельствует о том, что разряд переходит в электрическую дугу [17, 18].

Используя приведенные выше расчеты, можно сделать грубую оценку электрического сопротивления  $R_k$  лавины, достигшей критического размера. Для этого воспользуемся формулой

$R_k = U_0 / (\mu i_k)$ . Для используемого нами примера, когда  $\mu = 10$ ,  $R_k = 1.4 \times 10^5$  Ом. Если считать, что сопротивление каждого элемента лавинной цепи одинаково и равно  $R_k$ , то ее общее сопротивление  $R_{ЛЦ}$  равно порядка  $10^6$  Ом. Это на четыре порядка превышает сопротивление, которое находится в разрядном контуре. Поэтому в отличие от стримерного разряда появление в разрядном промежутке одной лавинной цепи, достигшей анода, не приводит к завершению разряда. Для этого требуются вторичные лавинные цепи, о которых мы говорили выше.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами доказано, что кроме хорошо известных таунсендовского и стримерного разрядов в воздухе существует третий тип разряда — наносекундный диффузно-канальный разряд. Он проявляется в импульсном режиме при многократном перенапряжении при временах  $10^{-10}$ – $10^{-9}$  с. Критическая длина лавины  $x_k$  в таком разряде много меньше длины промежутка  $d$ . Критическое число электронов в ней на порядки меньше, чем в классическом стримерном разряде из-за эффекта самоторможения лавины. Соответственно будет меньше число возбужденных молекул газа. Поэтому фотоны не участвуют в развитии стримера. Фундаментальную роль начинают играть убегающие электроны, которые испускаются головкой лавины, так как электрическое поле на них  $10^6$  В · см<sup>-1</sup>. Эти электроны появляются перед головкой лавины и создают новую лавину. Этот процесс будет повторяться, что приведет к образованию лавинной цепи. Лавины и лавинные цепи испускают ультрафиолетовые фотоны, которые приводят к фотоэмиссии электронов с катода. Эти электроны создают новые ЛЦ и т.д. Следовательно, происходит накопление плазмы в промежутке. При достижении концентрации этой плазмы  $10^6$  см<sup>-3</sup> зажигается тлеющий разряд. Внутри плазмы этого разряда появляются плазменные каналы более яркие, чем свечение плазмы тлеющего разряда. В контакте плазмы канала с

поверхностью катода резко повышается электрическое поле, которое приводит к росту тока автоэлектронной эмиссии и ее переходу во взрывную эмиссию. После этого образуется катодное пятно, и разряд переходит в дуговой режим.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-79-30086).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meek Y.M., Craggs Y.D. Electrical Breakdown of Gases. Oxford: Clarendon Press, 1953.
2. Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworths, 1964.
3. Korolev Yu.D., Mesyats G.A. Physics of Pulsed Breakdown in Gases. Ekb: URO-PRESS, 1998.
4. Месяц Г.А. Исследования по генерированию наносекундных импульсов большой мощности. Докторская диссертация. Томский политехнический институт. 1966. Переиздана: М.: ФИАН, 2014.
5. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Искольдский А.М. // ЖТФ. 1968. Т. 38. С. 1281.
6. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН. 1972. Т. 107. С. 201.
7. Allen K.R., Phillips K. // Electrical Rev. 1964. V. 173. P. 779.
8. Tholl H. // Z. Naturforsch. 1964. Bd. 19A. S. 346.
9. Fletcher R.C. // Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 1501.
10. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.
11. Станкевич Ю.Л., Калинин Н.С. // Доклады АН СССР. 1967. Т. 177. С. 72.
12. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэлектронные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
13. Felsenthal P., Proud J.M. // Phys. Rev. 1965. V. 139. P. 1796.
14. Месяц Г.А. // УФН. 2006. Т. 176. С. 1069.
15. Mesyats G.A., Zubarev N.M., Vasenina I.V. // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2020. V. 47. P. 209. <https://doi.org/10.3103/S1068335620070052>
16. Schlumbohm H. // Z. Phys. 1965. V. 184. S. 492.
17. Бакиит Р.Б., Королев Ю.Л., Месяц Г.А. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 652.
18. Месяц Г.А. // ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 885.