

КРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА ДЛЯ ПЕРЕХОДА ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ В СТРИМЕР

Б. Ж. Залиханов¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С использованием экспериментальных данных о зависимости коэффициента ионизации электронным ударом α/N , как функции E/N в газе CF_4 , проведено сравнение значений постоянного резко неоднородного электрического поля в точках, расположенных вдоль силовых линий, и полей зарядов развивающихся в них электронных лавин. Показано, что распределения нарастающего электрического поля зарядов лавины всегда имеют только одну точку пересечения с распределением постоянного поля. Это указывает, что в электронной лавине образовался диполь с зарядами $N_e \approx N_i$, расположенными на расстоянии порядка α^{-1} друг от друга. Противоположное направление электрических полей, создаваемых источником питания и зарядами лавины, нейтрализует поле внутри диполя до нулевого значения.

Возникновение такой области (точки) в процессе развития электронной лавины коренным образом меняет характер дальнейшего развития газового разряда. По сути, это финальная точка в развитии исходной электронной лавины. С этого места, из-за прекращения дрейфового тока (разрыв цепи тока лавины), она трансформируется в плазменное состояние, а ионизация электронами осуществляется за счет энергии, накопленной в межэлектродной емкости разрядного промежутка. Другими словами, лавина продолжает свое развитие *только благодаря внутренним ресурсам и приобретает в результате новую пространственную структуру в виде двойного зарядового слоя*. В конечном итоге, зарядовая система превращается в самоорганизующуюся и эволюционирующую систему, которая, проходя последовательный ряд преобразований, становится базовой основой для формирования стримера.

Динамика последовательного перехода зарядовой системы в новые устойчивые структурные образования отражается экспериментальными данными.

Values of the constant sharply inhomogeneous electric field at the points located along the electric field lines and the fields of charges of electron avalanches developing in them are compared using experimental data on the dependence of the electron ionization coefficient α/N on E/N in the CF_4 gas. It is shown that distributions of the increasing electric field of the avalanche charges always have only one point of intersection with the constant field distribution. This indicates that a dipole with the charges $N_e \approx N_i$ spaced by a distance of about α^{-1} is produced in the electron avalanche. The opposite direction of the electric fields generated by the power supply and the avalanche charges neutralizes the field inside the dipole to zero.

Occurrence of this region (point) radically changes the character of further development of the gas discharge. Actually, it is the final point in the development of the initial electron avalanche.

¹E-mail: zalikhanov@jinr.ru

From here, it transforms to the plasma state because of the drift current termination (avalanche current circuit break), and electron ionization occurs due to the energy accumulated in the interelectrode capacitance of the discharge gap. In other words, the avalanche continues developing *only due to the internal resources and acquires a new spatial structure in the form of a double charge layer*. Ultimately, the charge system turns into a self-organizing and evolving system that after a number of transformations becomes a basis for formation of a streamer.

Dynamics of the successive transition of the charge system to new stable structural formations is reflected in the experimental data.

PACS: 05.30.Fk

ВВЕДЕНИЕ

В физике газового разряда проблеме вытеснения внешнего поля из объема электронной лавины практически не уделялось внимания. Вопрос соотношения электрических полей в разрядном промежутке, создаваемых внешним источником высокого напряжения и зарядами развивающейся электронной лавины, остается открытым. Например [1], в воздухе при напряженности внешнего поля $E_0 = 3 \cdot 10^4$ В/см и $\alpha z \approx 14$, $N_e \approx \exp(\alpha z) \approx 10^6$, поле головки лавины составляет всего 2–3% от внешнего. Здесь $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$ — коэффициент ионизации, $z = 1,4$ см — длина ионизации, N_e — число электронов. Поэтому считалось, что до уничтожения внешнего поля еще далеко. Однако с увеличением $\alpha z \geq 20$ за счет длины разряда z поле, создаваемое зарядами лавины, станет не только сравнимо с внешним, но даже будет намного превосходить его. К примеру, для $z = 2,1$ см при условиях, приведенных выше, $N_e = 5 \cdot 10^8$ и поле, создаваемое зарядами лавины, становится равным $E_1 = 3 \cdot 10^4$ В/см. Это особенно характерно для грозовых разрядов, где длина развития электронной лавины, прежде чем она трансформируется в стример, практически не ограничена.

В резко неоднородном электрическом поле радиус области сильного поля равен примерно 1–5% от длины разрядного промежутка. А пороговое значение поля для ионизационного размножения электронов находится в области радиусом 15–25% [2, 3]. Причем в этой области внешнее постоянное поле нарастает намного медленнее, чем в области резкой неоднородности. В таких условиях более вероятно, что относительно медленное нарастание поля зарядов лавины станет сравнимым с внешним полем в области его медленного роста, чем в области стремительного развития электронной лавины.

Началом любого разряда, при достаточном внешнем электрическом поле, является электронная лавина. Развитие лавины продолжается до тех пор, пока сохраняются определенные внутренние и внешние взаимодействия. С течением времени, благодаря проявлению нарастающих внутренних ресурсов электронной лавины, квазистационарность зарядовой системы нарушается, и она переходит в качественно новое состояние: в стример, в характерную картину тлеющего разряда, в ослепительный дуговой разряд и т. д. Поэтому вполне естественно, что в развитии зарядовых систем особое внимание представляет последовательность динамики перехода их в качественно новое устойчивое конечное состояние.

Как будет показано ниже, область, в которой реализуется равенство внешнего поля и поля, созданного зарядами лавины, является началом перехода электронной ла-

вины в новые зарядовые образования. Прохождение лавиной через подобную область приводит к возникновению новых процессов, которые позволяют получить ответы на следующие основные вопросы. Как изменяется и изменяется ли вообще исходная структура электронной лавины; благодаря каким процессам осуществляется динамика перехода; за счет каких энергетических ресурсов реализуется данный переход? Каков механизм, обеспечивающий в итоге зарядовой системе высокую организованность, и, наконец, какова ее конечная устойчивая структура? Именно исследованию данных проблем и посвящена настоящая работа.

1. ОСОБЕННОСТЬ РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ

Подвижность электронов примерно на два порядка выше подвижности ионов, поэтому ионы, с характерными для них скоростями дрейфа, за время развития лавины в резко неоднородном поле смещаются на 1–2 мкм. В результате в головке лавины образуется избыток электронов, а в ее хвосте преобладают положительные ионы. Такому распределению зарядов в лавине способствуют как кластерная структура первичных электронов ионизации, так и развитие самой электронной лавины в пространстве. Согласно работе [1] «центр тяжести» распределенного по оси ионного заряда движется со скоростью v_e , отставая от точки сосредоточения электронов на расстояние порядка α^{-1} (при $N \gg 1$). Значит, заряды лавины образуют в головке лавины движущийся диполь. Эквивалентный диполь обладает зарядами $N_e \approx N_i$, расположенными на расстоянии порядка $\alpha^{-1} \approx 80\text{--}100$ мкм друг от друга [1, 4].

Если в разряде роль затравочных ионизирующих частиц выполняют заряженные космические частицы или заряженные частицы радиоактивного источника, то их треки в объеме камеры состоят из цепочки ионизационных кластеров. Каждый кластер содержит примерно один электрон первичной ионизации. Двигаясь в достаточно сильном электрическом поле, они образуют от нуля до двух так называемых электронов вторичной ионизации (в основном 1) [5]. Количество кластеров на единицу длины в газе CF_4 составляет около 40 шт. на 1 см при атмосферном давлении и среднем расстоянии между кластерами, равном примерно 250 мкм [5]. Таким образом, первоначально от трека в направлении электрического поля начинают дрейфовать отдельные электронные кластеры, пространственно отделенные друг от друга. Число кластеров на единицу длины в различных газах зависит от плотности газа и его физико-химических свойств.

Внешнее поле E_0 в центре диполя ослабится до нуля, когда поле, созданное в нем электронными и ионными зарядами по отдельности и направленное противоположно внешнему полю, будет равно

$$E_1 = \frac{eN_e 4\alpha^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (1)$$

и достигнет значения $E_0/2$, где e — заряд электрона; N_e — число электронов в лавине; α — коэффициент ионизации; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная. Это произойдет, когда число электронов в лавине вырастет до критического числа N_e^{cr} , определяемого выражением [1]

$$N_e^{\text{cr}} = \frac{\pi\epsilon_0 E_0}{2e\alpha^2}. \quad (2)$$

2. КРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА

В резко неоднородном поле число электронов в лавине возрастает с расстоянием по экспоненциальному закону и с тем большей интенсивностью, чем больше коэффициент ударной ионизации α , т. е. чем сильнее электрическое поле.

Развитие электронной лавины наблюдалось в пропорциональной камере с газовым наполнением 80 % CF_4 + 20 % C_4H_{10} [2,3,6]. Схема камеры приведена на рис. 1, а. Расстояние анод–катод в камере $z/2 = 1,5$ мм, шаг анодных проволок $s = 1$ мм, диаметр анодных проволок $d = 20$ мкм. Распределение напряженности электрического поля в камере вдоль оси OZ [7] приведено на рис. 1, б, а область лавинообразования вокруг анодной проволоки, ограниченная пороговым полем 20 кВ/см для возникновения в рабочем газе электронной лавины, показана на рис. 2. Хорошо видно, что радиус области лавинообразования в узкозазорной камере 3 в три раза больше, чем в стандартной камере 1.

Для определения соотношения между электрическими полями в разрядном промежутке камеры 3 будем исходить из экспериментально полученной зависимости приведенного коэффициента ионизации электронным ударом α/N от величины приведенного электрического поля E/N в газе CF_4 . Табличные данные этой зависимости взяты из работы [8], а их графическое представление, полученное в MathCade, приведено на рис. 3.

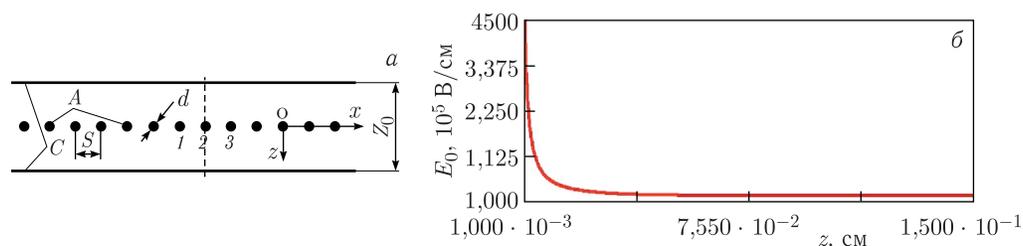


Рис. 1. а) Схема пропорциональной камеры. А — анодные проволочки диаметром 20 мкм; С — катоды; 1, 3 — контрольные проволочки; 2 — анодная рабочая проволока. б) Распределение напряженности внешнего электрического поля E_0 в камере при напряжении 3800 В

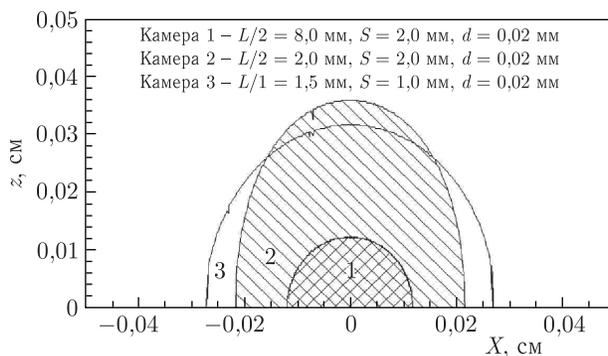


Рис. 2. Область лавинообразования вокруг анодных проволок в камерах различной геометрии при напряжении на камере 3800 В

**Результаты оценки параметров электронной лавины в разных точках ее развития в газе
80 % CF₄ + 20 % C₄H₁₀**

$E_0, 10^4 \text{ В/см}$	$\alpha, \text{ см}^{-1}$	N_e	$E_1, \text{ В/см}$	$z_1, \text{ см}$	$r_0 - z_1, \text{ см}$
3,14	56,22	46,18	0,084	0,017837	0,006163
3,51	95,88	102,07	0,540	0,015620	0,008398
3,89	155,12	333,77	4,622	0,013869	0,010131
4,27	219,37	$1,21 \cdot 10^3$	33,50	0,012492	0,011508
4,64	288,15	$4,78 \cdot 10^3$	$2,80 \cdot 10^2$	0,011404	0,012596
5,02	361,44	$2,10 \cdot 10^4$	$1,58 \cdot 10^3$	0,010520	0,013480
5,40	434,98	$9,00 \cdot 10^4$	$9,80 \cdot 10^3$	0,009687	0,014313
5,77	515,81	$4,53 \cdot 10^5$	$6,94 \cdot 10^4$	0,009041	0,014959
6,15	603,66	$2,63 \cdot 10^6$	$5,52 \cdot 10^5$	0,0084460	0,015554
6,53	697,78	$1,73 \cdot 10^7$	$4,85 \cdot 10^6$	0,0079360	0,016064

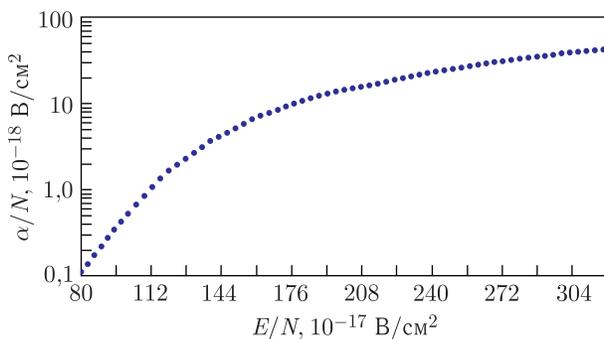


Рис. 3. Коэффициент ионизации электронным ударом α/N как функция E/N в газе CF₄

Трассируя зависимость $E_0(z)$, приведенную на рис. 1, б в области медленного подъема электрического поля, выберем произвольным образом 10 значений поля E_0 и поместим их в первый столбец таблицы. Выбранные значения поля, так же как и другие его значения, участвуют в развитии электронной лавины и ничем не отличаются от них.

С помощью трассировки определим на рис. 3 значения приведенных коэффициентов ионизации α/N для выбранных величин электрических полей E_0/N . Полученные из них значения коэффициентов ионизации α приведены во втором столбце таблицы. Используя экспериментальные данные, приведенные в первых двух столбцах таблицы, оценим электрическое поле зарядов развивающейся электронной лавины и сравним его с полем, создаваемым в камере источником питания. Как следует из оценок, в интервале радиуса от 0,040 до 0,025 см (рис. 4) поле равно граничному (20 кВ/см), и развитие лавины практически отсутствует. Электронная лавина заметно проявляется, когда радиус лавинообразования r_0 становится $\geq 0,025$ см. При этом на длине ионизации электрическое поле изменялось не более, чем на 10%, что позволяло, для упрощения оценок, поле в области слабой напряженности считать однородным (см. рис. 1, б). Сказанное хорошо отражает рис. 4, на котором распределение поля начинается с порога возникновения лавины в газе 80 % CF₄ + 20 % C₄H₁₀,

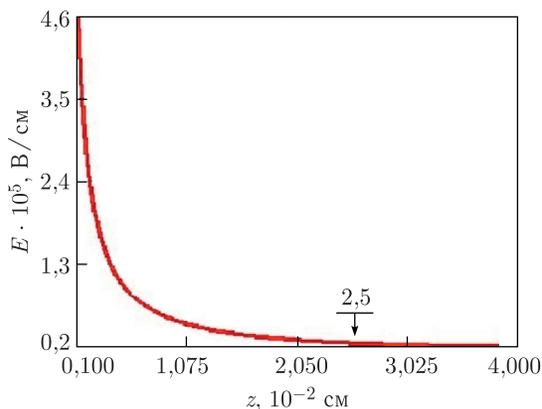


Рис. 4. Ограничение области лавинообразования пороговым полем, равным 20 кВ/см

равного 20 кВ/см [2, 3, 7]. На этом основании радиус лавинообразования при различных напряжениях на камере определялся аналогичным способом. Например, при напряжении на камере $U_{\text{ch}} = 2400 \text{ В}$ радиус области лавинообразования принят равным $r_0 = 0,015274 \text{ см}$, а при $U_{\text{ch}} = 3000 \text{ В}$ — $r_0 = 0,020817 \text{ см}$. Координата, с которой начинается развитие лавины, при напряжении на камере 3800 В, показана на рис. 4 стрелкой.

Число электронов в лавине N_e для каждого коэффициента ионизации определялось с помощью выражения, примененного для однородного поля:

$$N_e = N_0 \exp[\alpha(r_0 - z_1)], \quad (3)$$

где N_0 — начальное количество затравочных электронов; r_0 — радиус области лавинообразования; z_1 — расстояние от выбранной точки до середины анодной проволоки (см. ниже). Оценка числа электронов в развивающейся лавине для каждого выбранного значения постоянного поля с соответствующими им коэффициентами ионизации приведена в третьем столбце таблицы. При этом в качестве затравочных электронов использовалось 15 кластеров, которые создавались проходящими через камеру электронами на длине $d = 0,3 \text{ см}$ от радиоактивного источника ^{90}Sr и находящимися на конце его энергетического спектра.

Координаты точек z_1 , в которых проводилась оценка параметров лавины, определялись трассировкой графика, приведенного на рис. 1, б. Результат трассировки представлен в пятом столбце таблицы. Эти координаты определяют расстояния для выбранных значений электрического поля до середины анодной проволоки. Длина же ионизации для каждого выбранного значения при напряжении, равном 3800 В, определялась разностью $(r_0 - z_1)$, т. е. $(0,025 - z_1) \text{ см}$, и приведена в шестом столбце. Удвоенное электрическое поле в выбранных точках, полученное с помощью выражения (1), приведено в четвертом столбце таблицы. Координаты по оси OZ , соответствующие выбранным значениям постоянного электрического поля (пятый столбец таблицы), также определяют местоположение напряженностей полей, созданных рядами электронной лавины. Это позволяет представить распределение напряженностей электрических полей на одном графике. Результат приведен на рис. 5, где видно наличие общей точки для обоих распределений. Из этого следует, что абсолютные

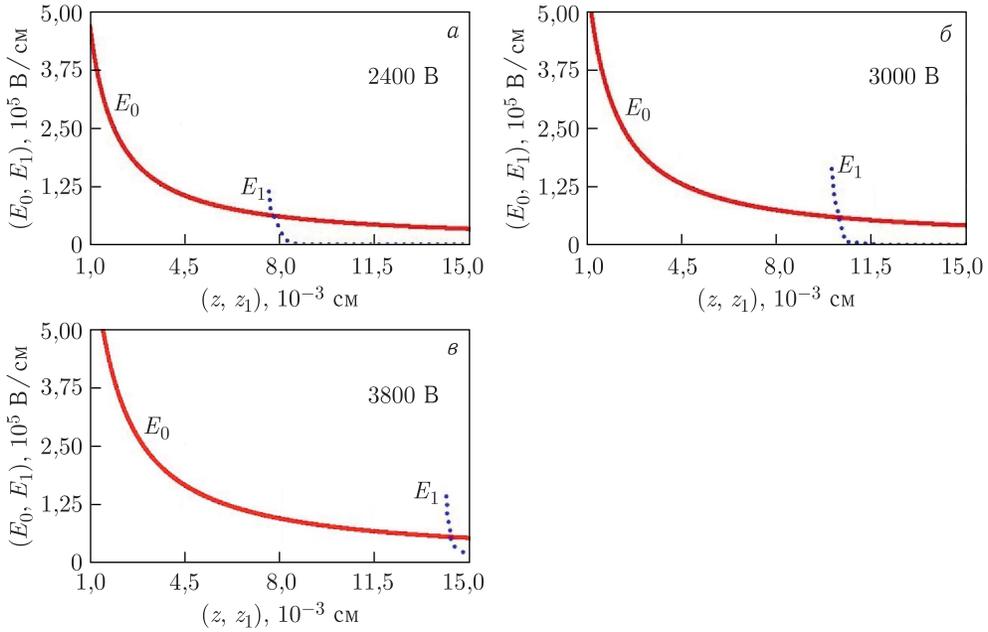


Рис. 5. Положение точки пересечения распределений напряженностей поля, созданного зарядами лавины E_1 и внешнего поля E_0 при разных напряжениях на камере

значения электрических полей, создаваемых источником питания и зарядами лавины в окрестности данной точки, равны друг другу. *Причем из-за их противоположной направленности поле в этой области равно нулю.* Силовые линии с анода замыкаются на электроны образовавшегося диполя, а от ионов идут на катод. Так как поле между зарядами диполя отсутствует, то диполь представляется как разрыв замкнутой электрической цепи. Координаты точки пересечения при напряжении на камере 3800 В следующие: $X = 0,014328$ см; $Y = 55227$ В/см. С изменением напряжения на камере координаты точки пересечения также меняются. Например, при напряжении на камере, равном $U_{ch} = 2400$ В, X -координата равна $0,007888$ см, а Y -координата — 60604 В/см. При $U_{ch} = 3000$ В координаты $X = 0,010296$ см, $Y = 58850$ В/см. Из сравнения приведенных величин на рис. 5 следует, что с уменьшением напряжения на камере точка пересечения сдвигается в сторону анода.

Убедимся, что в области пересечения на рис. 5, в поле, созданное зарядами, образовавшимися в этой области, в точности равно постоянному полю $E_0 = 5,52 \cdot 10^4$ В/см. Преобразуем поле E_0 в приведенное $E_0/N = 220 \cdot 10^{-17}$ В \cdot см², где $N = 2,51 \cdot 10^{19}$ см⁻³ при комнатной температуре. Определим для него с помощью трассировки на рис. 3 значение соответствующего приведенного коэффициента ионизации $\alpha/N = 18,3 \times 10^{-18}$ см², или $\alpha = 459,33$ см⁻¹. Подставив необходимые значения в выражение (2), получим, что критическое число электронов, образовавшихся в области пересечения распределений, равно $N_e^{cr} = 2,274 \cdot 10^5$. Следовательно, поле, создаваемое совместно электронами и ионами из выражения (1), равно $E_1 = 5,52 \cdot 10^4$ В/см и совпадает с постоянным полем E_0 . Равенство электрических полей выполняется и для других точек пересечения на рис. 5, а, б.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Таким образом, начиная с момента установления равенства поля разделения зарядов внешнему полю, в хвосте развивающейся лавины образуется неподвижный диполь. В нем ионы экранируют катод от движущихся к аноду электронов. Отсутствие индукции на катоде приведет к прекращению дрейфового тока через камеру и внешнюю цепь, т. е. работа по разделению зарядов не совершается. Заряды, находящиеся за фронтом развивающейся лавины, смешиваются, и электрическое поле в объеме лавины ослабляется. *Зарядовое облако трансформируется в неравновесное плазменное образование с ярко выраженными градиентами плотности и температуры заряженных частиц.* Покажем, что лавина перешла в плазменное состояние. Для этого воспользуемся связью между плотностью лавины n_e и критическим числом электронов N_{cr} при равенстве поля зарядов внешнему полю [3, 9]:

$$N_{cr} = \pi \frac{n_e}{\alpha^3} \quad \text{или} \quad n_e = N_{cr} \alpha^3 / \pi. \quad (4)$$

Используя полученные выше значения для α и N_{cr} , получим $n_e \approx 6,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, радиус дебаевского экранирования $r_D = (T_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2} \approx 1,2 \times 10^{-4} \text{ см}$, где $T_e \approx 0,17 \text{ эВ}$ — средняя энергия электронов в газовой смеси 80 % CF_4 + 20 % C_4H_{10} [10].

Из значений для радиуса лавины ($r_0 \approx 0,01$) см и ее длины ($L \approx 0,017$) см следует, что радиус Дебая намного меньше приведенных величин. Выполнение данных критериев означает, что в зарядовой системе установился режим амбиполярной диффузии [4, 11, 12], при котором плотности заряженных частиц и их потоки совпадают. Это позволяет считать лавину квазинейтральным плазменным образованием [1, 4].

Несмотря на прекращение работы источника питания, лавина продолжает развиваться в поле, образуя между электронным слоем диполя и зарядами, возникшими на аноде в результате электростатической индукции. Ионизация производится за счет энергии, запасенной в емкости анодной проволоки относительно катода. При напряжении на камере 3800 В *запасенная энергия в емкости порядка* $10 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}$ *будет равна* $\approx 4,5 \cdot 10^{14} \text{ эВ}$. Этой энергии достаточно с запасом для развития сильноточной лавины в течение приблизительно $100 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, так как емкость будет разряжаться медленным диффузионным током. Это подтверждается измерениями токовых характеристик лавины при данном напряжении. Перед переходом в стример лавина имеет следующие характеристики: амплитуда сигнала на сопротивлении 50 Ом примерно равна 175 мВ, ток через сопротивление $I \approx 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ А}$, плотность $n_e \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (см. ниже рис. 6), а длительность анодного сигнала по основанию $\tau = 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ [2, 3]. При таких токовых характеристиках скорость счета камеры равна $N = 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ [2, 3], что на два порядка превышает скорость счета камеры, работающей в стримерном режиме.

Благодаря разным значениям тепловой энергии и коэффициентов диффузии электронов и ионов заряды плазменного образования стремятся разделиться. При полном разделении зарядов, когда все электроны сместились на расстояние x_{\max} , для пространственного масштаба разделения зарядов можно записать [13]

$$x_{\max} = \frac{\bar{v}}{\sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}}, \quad (5)$$

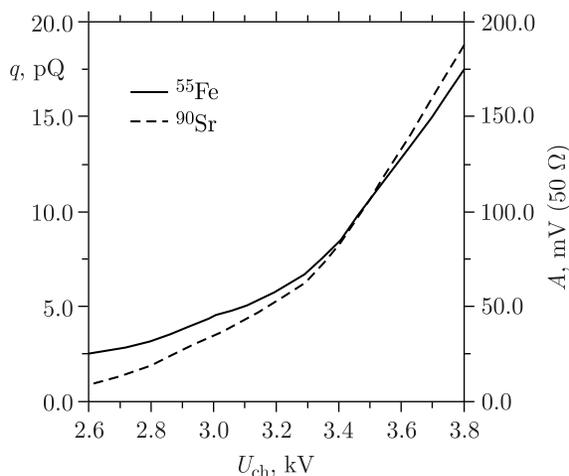


Рис. 6. Изменение средней амплитуды сигнала на аноде камеры от источников ^{55}Fe и ^{90}Sr в зависимости от напряжения на камере. Измерение выполнено непосредственно с анодной проволоки на осциллографе с $R_{in} = 50 \text{ Ом}$

где \bar{v} — тепловая скорость электронов; n_e — плотность электронов; e и m — заряд и масса электрона. Это приводит к созданию заметного электрического поля, которое препятствует дальнейшему разделению зарядов. Действие поля, благодаря кулоновской связи между электронами и ионами, сводится к ускорению ионов и торможению электронов таким образом, чтобы их диффузионные потоки и скорости были равны.

Экспоненциальный рост числа зарядов в резко неоднородном электрическом поле приводит к высоким градиентам плотности заряженных частиц. Низкое поле и высокий градиент плотности в зарядовом облаке вызовут амбиполярную диффузию электронов в направлении высоких электрических полей и низкой плотности [1, 4]. Поле в головке лавины, создаваемое анодом, ослаблено полем положительных ионов. Поэтому электроны будут диффундировать в область, расположенную вокруг головки лавины. Так как противоположные заряды связаны, то диффузия электронов приведет в движение ионы. Низкая плотность ионов, распределенных вдоль следа лавины, позволит более плотному электронному облаку подтянуть их в область головки лавины. В итоге во фронт лавины диффундирует основная часть электронов и ионов, и лавина начнет преобразовываться в поляризованный зарядовый сгусток. В результате амбиполярная диффузия зарядов приведет к расширению электронной лавины. Его ошибочно принимают за кулоновское расталкивание зарядов [1, 4]. Кулоновскому процессу не позволяет реализоваться плазменное состояние лавины из-за возникновения в ней поля разделения зарядов.

Интенсивное развитие лавины в области резко неоднородного поля приведет к росту объемного заряда, который будет сдерживать диффундирующие электроны. Одновременно, благодаря амбиполярной диффузии, электроны подтянут ионы к последнему ионному слою в головке лавины. Так как электроны связаны с ионами и находятся впереди них на длину x_{max} , то с завершением амбиполярной диффузии на месте поляризованного зарядового сгустка сформируется двойной зарядовый слой.

Образовавшаяся структура двойного зарядового слоя приобретает объемный характер, что позволяет электрическому полю, созданному зарядами, вытеснить из своего объема внешнее поле [1]. Перераспределение электронов, связанное с переходом их из объема лавины в ее головку благодаря диффузии, вызовет диффузионный ток. Протекая через нагрузочное сопротивление, сработавшее в камере проволоки, диффузионный ток разветвится по земляной шине через нагрузочные сопротивления на все остальные анодные проволоки камеры. Он замкнется на лавину через емкостные связи между проволоками и лавиной [3]. *При разряде в плоском промежутке с однородным полем диффузионный ток, не имея возможности разветвиться, будет продолжать увеличиваться в поперечном направлении, что ошибочно объяснялось кулоновским расталкиванием зарядов.*

Наконец, связь коэффициента ударной ионизации α с частотой ионизации ν_i и скоростью дрейфа электронов v_{dr} представляется соотношением

$$\alpha = \frac{\nu_i}{v_{dr}}. \quad (6)$$

Переход электронов с дрейфовой скорости на медленную диффузионную скорость сопровождается резким ростом ионизации. *Благодаря этому в предстримерной области наблюдается изменение характера развития электронной лавины* (рис. 6). Начиная с напряжения 3300 В происходит довольно сильное нарастание вольт-амперной характеристики разряда с ростом напряжения. Этот процесс необходим, например, при газовом разряде в длинном промежутке с однородным электрическим полем, чтобы опередить конкурирующие процессы, связанные с рекомбинацией зарядов.

Таким образом, из приведенных аргументов следует, что *электронная лавина при достижении области равенства электрических полей продолжает свое развитие только благодаря внутренним ресурсам и приобретает в результате новую пространственную структуру в виде двойного зарядового слоя*. Все это превращает ее в самоорганизующуюся систему, которая совместно с внешним полем становится базовой основой для формирования стримера [3, 9]. Большой заряд слоев и малое расстояние между ними обеспечивают полное вытеснение внешнего поля из объема двойного зарядового слоя. Кроме того, структура двойного слоя очень удобна для реализации необходимых сопутствующих процессов при формировании и прорастании стримера, а также лидера при грозовом разряде [3, 9].

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При изучении работы узкозазорных многопроволочных пропорциональных камер [14, 15] в режиме большого газового усиления ($10^7 - 10^8$) обнаружены новые процессы, протекающие в плотной сильноточной электронной лавине в предстримерной области, а именно:

- изменение в характере развития электронной лавины;
- отсутствие наведенного заряда на катоде камеры в течение времени развития лавины;
- электростатические колебания электронной лавины;
- разделение электронов лавины по скоростям;

- разная форма амплитудных распределений сигналов, индуцируемых электронной лавиной на аноде и катоде;
- укорочение длительности анодного сигнала;
- высокая скорость счета, равная $5 \cdot 10^5$ при газовом усилении $\geq 5 \cdot 10^7$.

В конце рабочего диапазона по высокому напряжению камера начинает переходить в стримерный режим работы. Изучение и анализ указанных процессов в различных газовых смесях позволили заключить, что они являются, по сути, сопутствующими процессами, обеспечивающими переход электронной лавины в стример, и могут быть интерпретированы как проявление свойств двойного зарядового слоя, находящегося во внешнем электрическом поле [3, 9, 16].

Обнаруженные новые экспериментальные данные приводят к противоречию с существующими теориями разряда в проволочных газонаполненных камерах. Ни один из известных механизмов газового разряда в камерах не способен объяснить механизм проявления новых процессов. Поэтому для объяснения образования наблюдаемых процессов была принята гипотеза о возникновении в развивающейся электронной лавине при достижении в ней плотности электронов порядка $(10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3})$ диполя с зарядами $N_e \approx N_i$, расположенными на расстоянии порядка α^{-1} (см) друг от друга. Причем поле, созданное зарядами внутри диполя, полностью компенсируется противоположно направленным постоянным полем. Принятая гипотеза оказалась довольно простой и способной дать полное объяснение развитию разряда от электронной лавины до формирования стримера не только в камерах, но и для более широкого круга родственных явлений, происходящих в линейной молнии [9].

Из настоящей работы следует, что распределение напряженности электрического поля в камере вдоль оси OZ (см. рис. 1, б) пересекается с распределением электрического поля, созданного зарядами лавины, протекающей в данной камере, лишь в одной точке. Это доказывает, что в точке пересечения реально возникает предсказанный диполь с нулевым полем между зарядами. Образование такого диполя в электронной лавине приводит в итоге к созданию двойного зарядового слоя, благодаря свойствам которого систематизированы новые экспериментальные данные в области формирования и прорастания стримера. Часть данных в сокращенном варианте приведена ниже.

Измерения характеристик газового разряда в камере проводились на стенде (см. рис. 1 [3]), (рис. 2 [9]) с помощью радиоактивных источников ^{90}Sr и ^{55}Fe . Прохождение электронов через камеру регистрировалось сцинтилляционным счетчиком. Для выделения акта прохождения электрона через камеру использовалась анодная проволока 2 (см. рис. 1, а), включенная на совпадение со сцинтилляционным счетчиком. Синхронизирующий сигнал для осциллографа вырабатывался схемой совпадения при поступлении сигнала с проволоки 2. Это позволяло зафиксировать положение сигналов с камеры на развертке осциллографа. Анализу подвергались индуцированные сигналы с соседних с проволокой 2 объединенных анодных проволок 1 и 3, выполняющих роль контрольных проволок с объединенных катодных плоскостей и с анодной проволоки 2. Сигналы с проволок 1 и 3 измерялись одновременно либо с катодными, либо с анодными сигналами. Время распространения сигналов с электродов камеры до входа в осциллограф составляло $(50,0 \pm 0,1)$ нс. Информация о поведении новых процессов в шести различных газовых смесях в зависимости от напряжения на камере подробно приведена в работах [3, 9, 16]. В этих же работах можно найти по-

дробное описание методики измерения временных и амплитудных параметров разряда в камере.

4.1. Задержка индукции заряда лавины на катод камеры. Осциллограммы, представленные на левых графиках на рис. 7 и 8, содержат информацию о развитии электронной лавины и анализируемых сигналов в интервале 100 нс, а на правых — за первые 30 нс этого интервала. Различные временные масштабы позволяют наблюдать амплитудные и временные характеристики сигналов, а также изменение их формы с изменением газового усиления. С другой стороны, это позволяет более точно контролировать и измерять моменты появления сигналов друг относительно друга. По оси ординат отложены амплитуды анализируемых сигналов в милливольтках, измеренные на нагрузке 50 Ом. Из-за различия значений амплитуд с катода и анода масштаб по оси ординат для этих величин в некоторых случаях имеет разные значения. Для каждой серии осциллограмм указаны состав газа и значение высокого напряжения, при котором они получены.

Из сравнения моментов времени появления сигналов (отмечены вертикальными линиями на осциллограммах) на аноде и контрольных проволоках во всех газовых смесях следует, что во всем диапазоне изменения напряжения на камере эти сигналы образуются одновременно (рис. 7, а). Информация о временной корреляции сигналов с контрольных проволок и с катодов для этой же газовой смеси приведена на рис. 7, б.

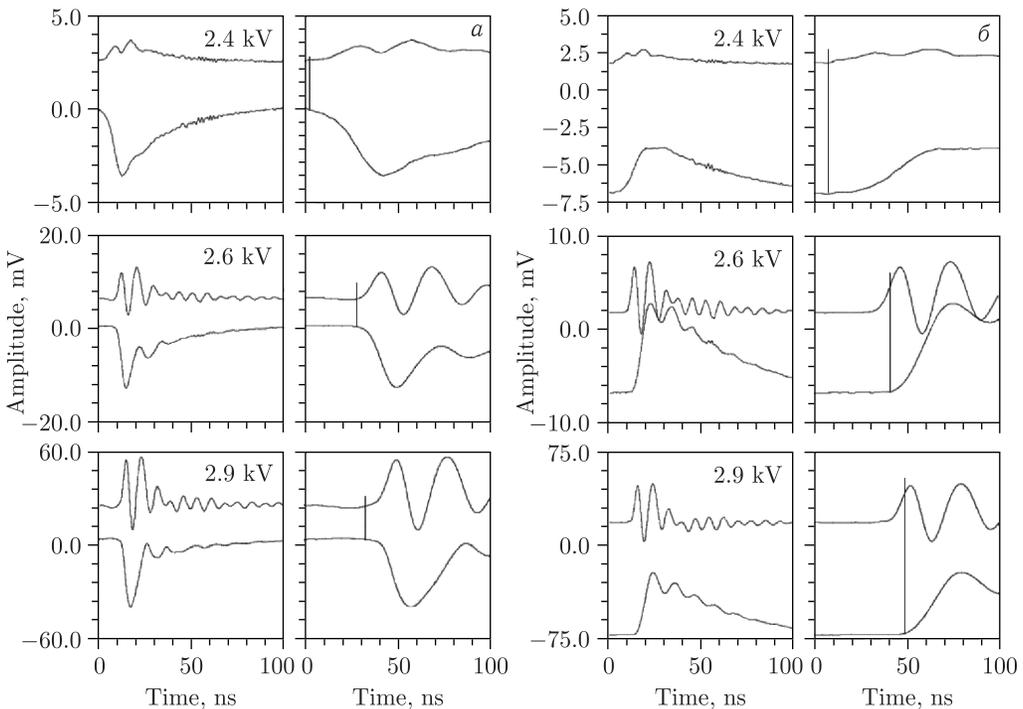


Рис. 7. Осциллограммы сигналов в газовой смеси 85 % CF_4 + 13 % C_4H_{10} + 2 % $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$: а) с контрольных проволок (верхние) и с анода 2 (нижние); б) с контрольных проволок (верхние) и с катодов (нижние). Ослабление анодных сигналов 10 дБ, катодных сигналов 8 дБ

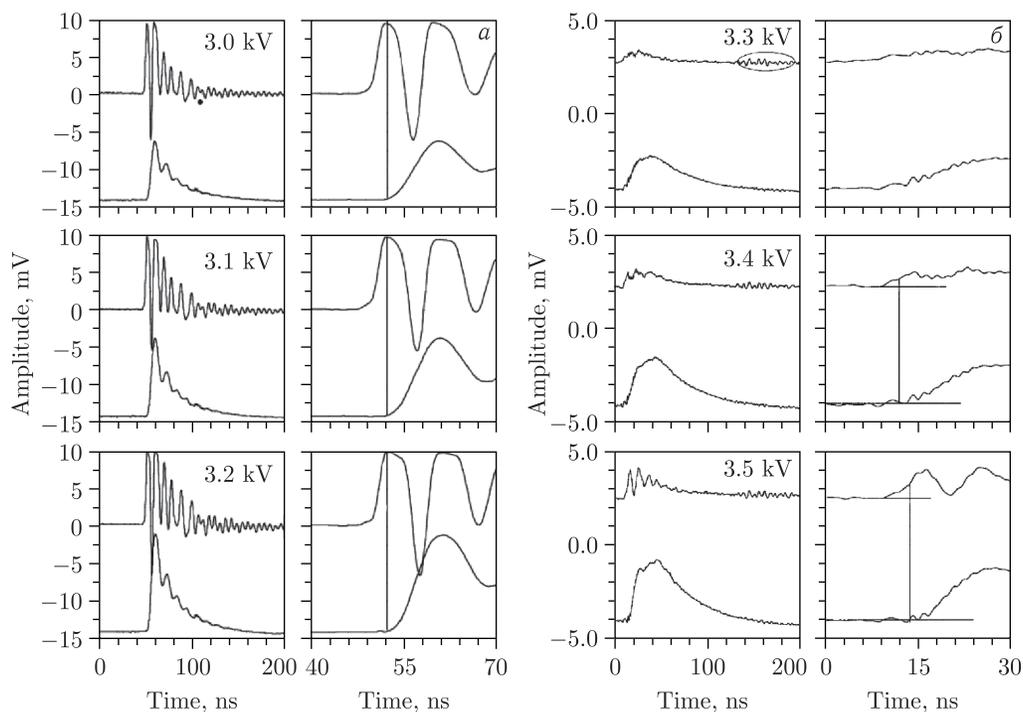


Рис. 8. *а*) Осциллограммы сигналов в газовой смеси 80 % CF_4 + 20 % C_4H_{10} . Ослабление катодных сигналов 12 дБ. *б*) Осциллограммы сигналов в газовой смеси 95 % CF_4 + 5 % C_4H_{10} . Ослабление катодных сигналов 8 дБ. Верхние — с контрольных проволок, нижние — с катодов

Видно, что с ростом напряжения на камере задержка между анодным и катодным сигналами возрастает.

Наиболее четко задержка катодного сигнала проявляется при работе камеры с газовым наполнением 80 % CF_4 + 20 % C_4H_{10} (рис. 8, *а*). Эффект задержки катодного сигнала практически проявляется при работе камеры в пропорциональном режиме ($V = 2300$) В. Величина задержки нарастает в интервале напряжений на камере 2300–2800 В до максимального значения, равного времени нарастания амплитуды первого пика на контрольных проволоках до максимума, и сохраняется неизменной до 3800 В. Аналогичная зависимость в различной степени имеет место и для других газовых составов.

Сильное отклонение в поведении задержек катодного сигнала наблюдается при работе камеры с газовыми составами 95 % CF_4 + 5 % C_4H_{10} и 70 % Ag + 30 % C_4H_{10} . Для первого из них (рис. 8, *б*) задержка проявляется только при напряжении 3300 В, а при 3500 В задержка составляет ≈ 4 нс, хотя при данных напряжениях камера работает в ограниченно пропорциональном режиме с усилением $> 10^6$. Для второго состава газа задержка катодного сигнала в конце диапазона рабочих напряжений (3,2 кВ) равна 2 нс.

Задержку катодного сигнала легко объяснить с учетом образования диполя в канале газового разряда, из которого внешнее поле вытеснено полем зарядов лавины.

Этот эффект был обнаружен в шести исследованных газовых смесях, в которых, начиная с некоторого напряжения на камере, возникает задержка сигнала на катоде по отношению к аноду. *Причиной появления задержки становится экранировка катода ионным слоем диполя от развивающейся лавины в направлении анода.* Экранировка продолжается в течение времени развития лавины.

4.2. Совместные колебания зарядовых слоев двойного слоя. Волна ионизации. Как отмечалось выше, образование диполя в электронной лавине приводит в итоге к созданию двойного зарядового слоя. С образованием двойного зарядового слоя на катодном его конце возникнет скачок положительного потенциала, который разрушит диполь с нулевым электрическим полем. А заряды двойного слоя будут удерживаться внешним полем как со стороны анода, так и со стороны возросшего поля катода. Однако возникшая пара сил обеспечивает только неустойчивое равновесие. Поэтому система меняет свое состояние благодаря скачку положительного потенциала и возникновению градиента поля в направлении к катоду. Со стороны катода начнет действовать сила, стремящаяся сместить двойной зарядовый слой к катоду [3]. Но так как электронный слой удерживается анодом и радиальной составляющей поля ионного слоя, то в зависимости от соотношения этих сил в движение придет либо весь двойной слой, либо только слой ионов. Как следует из физики плазмы, совместное смещение зарядов в одном направлении порождает их совместные упругие колебания, а разделение зарядов приводит к образованию электрического поля, которое вызывает колебания зарядов [13].

На рис. 9 приведены наложенные друг на друга осциллограммы, измеренные на аноде, катоде (нижние) и контрольных проволоках (верхние) в газовой смеси

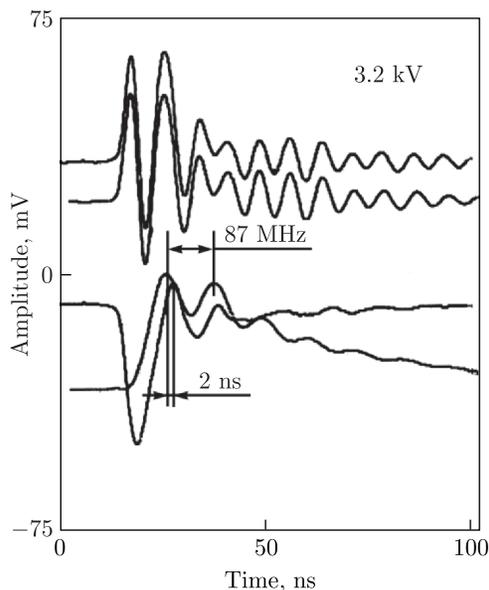


Рис. 9. Осциллограммы совместных колебаний электронного и ионного слоев. Газовое наполнение камеры: 85 % CF_4 + 13 % C_4H_{10} + 2 % $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$. Ослабление анодных и катодных сигналов 10 дБ

85 % CF_4 + 13 % C_4H_{10} + 2 % $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ при напряжении на камере 3,2 кВ [3]. Рисунок отражает изменение формы сигналов, вызванное совместными колебаниями зарядов, величину задержки катодного импульса относительно анодного, а также равенство фазы колебаний зарядовых слоев. Частота и фаза сигналов с контрольных проволок (верхняя осциллограмма) совпадают. Хорошо видно, что частоты колебаний на анодном и катодном сигналах также совпадают. Направление движения двойного слоя при его колебаниях определяется по полярности сигналов, индуцируемых электронным и ионным слоями на аноде и катоде соответственно. При движении к катоду амплитуда катодного сигнала нарастает, а длительность анодного сигнала укорачивается. Наконец, видно, что катодный сигнал появляется после достижения анодным сигналом своего половинного значения.

Колебания поляризованного сгустка, имеющего две степени свободы, согласно теории колебаний, характеризуются двумя модами колебаний [17, 18]. В первой моде зарядовые поверхности колеблются с одинаковой частотой (см. рис. 9) и совершаются так, как если бы вынуждающая и возвращающая силы были меньше силы притяжения между слоями [9, 16]. В таких условиях связь между зарядовыми поверхностями максимальна и колебания совершаются в фазе. Примерно через 10–35 нс (время определяется газовым составом) в результате столкновений зарядов с нейтральными атомами и действия внешнего поля связь между слоями практически исчезает. Фазы колебаний ионного и электронного слоев из-за их разной инерции сдвигаются примерно на 180° и колебания затухают (см. рис. 7, а, 8, а, б, 9). Вторая мода колебаний реализуется, когда связь между зарядами начинает уступать вынуждающей силе и в системе начинают проявляться относительные движения колеблющихся поверхностей.

С ростом напряжения из-за увеличения плотности зарядовых слоев и роста вынуждающей силы со стороны катода связь между зарядами начинает уступать вынуждающей силе со стороны катода из-за продолжающейся диффузии электронов в слое [9, 16].

Ионы, обладая колебательной скоростью 10^7 см/с, сместятся к катоду примерно на величину амплитуды колебаний $z = 2 \cdot 10^{-2}$ см [3]. Это уменьшит радиальную составляющую поля ионов и тем самым ослабит удерживающую силу электронов анодом.

Под действием силы со стороны катода электронный слой в момент, когда результирующий вектор колебательной скорости электронов [9, 16] будет направлен к катоду, начнет ускоренное движение к ионному слою. Приращение энергии поля, полученной от источника при смещении ионного слоя, будет тратиться на энергетическую подпитку электронов для ионизации молекул среды и на сохранение структуры создаваемого стримера. Из-за больших значений электрического поля в двойном слое ($E_{at} \approx 5,4 \cdot 10^5$ В/см) и высокого коэффициента ионизации в газе CF_4 , равного примерно $4000\text{--}5000$ см $^{-1}$ [10], электронному слою достаточно пройти две ионизационные длины ($\alpha^{-1} \approx 2,5 \cdot 10^{-4}$ см), чтобы образовать новую пару слоев, содержащих по $2 \cdot 10^8$ частиц. Быстрые электроны нового слоя, примерно 30% [2], в свою очередь, образуют следующий двойной слой и т. д. Последовательная реализация этих весьма быстрых и локально сгруппированных процессов и есть волна ионизации.

Волна ионизации находится между двумя ионными слоями, которые экранируют ее движение от анода и катода камеры. Поэтому перед и за волной ионизации отсут-

ствуют токи смещения. Прорастание стримера прекратится, когда расстояние между последним электронным и авангардным слоями ионов станет меньше ионизационной длины. Последний электронный слой под действием сил отталкивания со стороны электронных слоев стримера сомкнется с авангардным ионным слоем. Образовавшаяся плазменная система, не получая энергетической подпитки, быстро распадется. Изложенные выше экспериментальные данные позволяют дать определение стримера: *стример — это последовательность чередующихся электронных и ионных слоев, динамическую устойчивость которых обеспечивают квазиколебательные движения электронов в самосогласованном электрическом поле. Благодаря большому запасу внутренней энергии, локализованной в двойных зарядовых слоях («конденсаторах»), осуществляется энергетическая подпитка стримера в течение его времени жизни как во внешнем электрическом поле, так и без него.* К настоящему времени данное определение стримера является единственным. Оно отражает структуру стримера, его устойчивость и энергетические свойства.

Находясь в неравновесных условиях, относительная независимость зарядовых слоев системы уступает место коллективному поведению элементов. Так, вблизи равновесия электронный слой взаимодействует только с соседними ионными слоями. Вдали от равновесия благодаря электрическому полю он «видит» всю систему целиком, и согласованность поведения электронных слоев возрастает. Функционирование динамически стабильной зарядовой системы основывается на получении обратных сигналов от электронных слоев, выполняющих роль датчиков о состоянии системы и при необходимости может вернуть зарядовую систему к исходному состоянию путем внутренних преобразований.

4.3. Разделение электронов по скоростям. Электроны, находящиеся во фронте плазменного образования ($\approx 30\%$), из-за их экранировки от ионов электронами, расположенными между ними, могут перейти в режим слабого ускорения и уйти на анод [3, 9]. Для примера на рис. 10 приведены временные спектры, измеренные при разных напряжениях на камере. Временной спектр сигналов с анода камеры 1, полученный при напряжении 2300 В, хорошо описывается распределением Гаусса. Распределение 2, полученное при напряжении 3700 В, явно искажено, что указывает на наличие в лавине двух групп электронов — быстрых и медленных. Разделение электронов по скоростям начинает проявляться во временных спектрах при напряжении 2900 В (рис. 10, б) и усиливается с повышением напряжения.

Отметим, что если небольшая часть фронтальных электронов приобретет от поля достаточную энергию, которая позволит им проскочить через ионный слой, то при их движении внутри стримера они перейдут в режим непрерывного ускорения. Это возможно благодаря структуре стримера (и лидера), *которая подобна ускоряющей системе линейного ускорителя.* Добавим, что высокая скорость счета заряженных частиц как в пропорциональном режиме ($n = 10^8 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$), так и в сильноточном режиме ($n = 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$), а также все процессы, обеспечивающие развитие ионизованного канала молнии, включая причины возникновения во время главной стадии молнии когерентного излучения и генерирования нейтронов, есть проявление свойств двойного зарядового слоя, находящегося во внешнем электрическом поле [3, 9, 16].

В дополнение к изложенному приведем фотоизображения, полученные при изучении взрыва тонких проволок, которые могут быть интерпретированы как чередующиеся зарядовые слои. Так, взятые из работы [19] лазерные теневые изображения взрыва

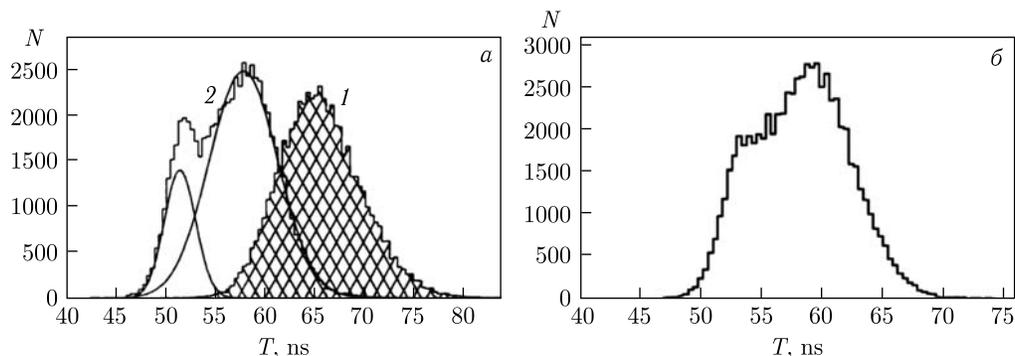


Рис. 10. Разделение электронов по скоростям

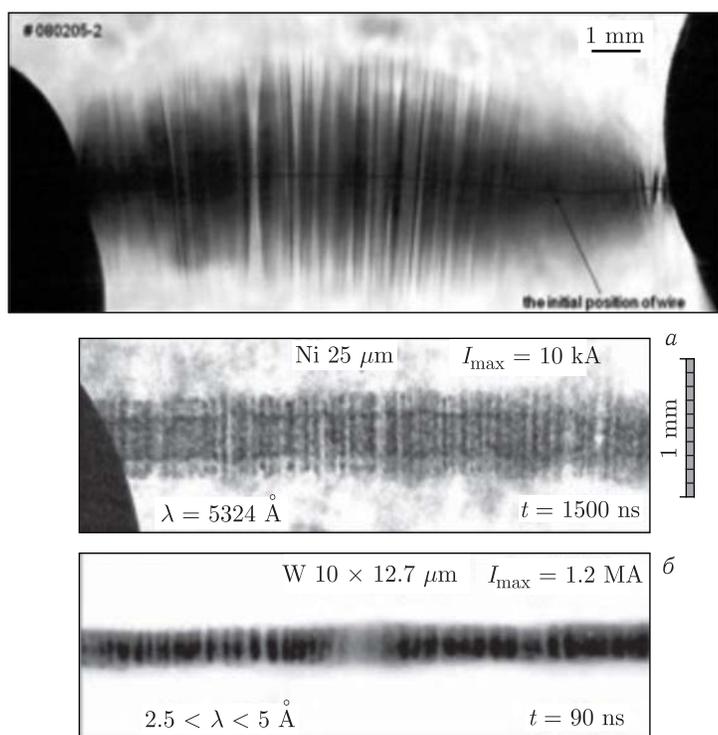


Рис. 11. Лазерное теневое изображение взрыва медной проволоки диаметром 25 мкм в вакууме. $I_{\text{max}} = 10 \text{ kA}$ (вверху). Фрагменты теневых изображений при электрическом взрыве в вакууме тонких проводов: а) лазера; б) рентгеновского излучения [19]

в вакууме проволок диаметром 25 мкм приведены на рис. 11. В том, что канал разряда имеет слоистую структуру в виде «страт», даже при отсутствии тока в цепи разряда, сомнений нет, но именно это является для авторов работы необъяснимой проблемой. Слоистость структуры можно объяснить следующим образом. Существование «страт» в отсутствие тока в цепи практически аналогично существованию стримера при отключении источника питания. Двойные зарядовые слои («страты»), по аналогии со

стримером, являются одновременно накопительными конденсаторами. Они заряжаются втекающим в них током от источника питания по мере их формирования волной ионизации. Причем накопленная в сформированном канале энергия тратится на поддержание собственной структуры канала. При отключении внешнего источника энергия, оставшаяся в накопительных конденсаторах, обеспечивает ионизованному каналу некоторое время жизни.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С момента образования области с нулевым электрическим полем зарядовая система газового разряда проходит в своем развитии пять четко разграниченных во времени структур, которые, нарастая по сложности, последовательно трансформируют зарядовую систему в стример.

Ниже приведена последовательность структурных образований, приводящих электронную лавину в стример.

1. При малой плотности исходной электронной лавины ($n_e \leq 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) заряды независимо друг от друга свободно дрейфуют к соответствующим электродам.

2. В области равенства электрических полей исходная лавина завершается и прекращается свободный дрейф зарядов. Образовавшиеся заряды в исходной лавине трансформируются в плазменное образование. Благодаря связанности противоположных зарядов начинают проявляться их коллективные свойства.

3. В условиях квазинейтральности явно выражены градиенты плотности и температуры. Это способствует началу амбиполярной диффузии связанных зарядов в область головки лавины и формированию в ней двойного зарядового слоя.

4. Изменения в структуре плазменного облака и наличие скачка суммарного потенциала, вызванного ионами двойного слоя и источником питания, приведут к росту поля между ионным слоем и катодом. Возникшее при этом силовое воздействие сместит ионный слой к катоду. Смещение ионов увеличит энергию электрического поля между слоями за счет работы источника, но при этом уменьшится радиальное поле ионов, которое вместе с полем анода удерживало электронный слой.

5. Под действием силы со стороны ионного слоя возникают условия, когда электронный слой начнет ускоренное движение к ионному слою. Благодаря большому числу электронов ($\approx 2 \cdot 10^8$) и сильному электрическому полю между слоями ($\approx 6 \cdot 10^5 \text{ В/см}$), электроны, пройдя буквально одну-две ионизационные длины, создадут новый двойной слой с электрическим полем между слоями, равным полю исходного двойного зарядового слоя. Фронтальные электроны нового слоя ($\approx 30\%$) создадут следующий двойной слой и т. д. В динамике эти процессы представляют собой волну ионизации, которая с большой скоростью и узким профилем [3, 9, 16] образует последовательную цепочку, состоящую из равных круговых чередующихся зарядовых слоев. Это есть первое звено прорастающего стримера. Далее пп. 4 и 5 повторяются.

Таким образом, настоящая работа, основанная на полученных экспериментальных данных, которые подробно отражают динамику формирования и прорастания стримера, может служить краткой теорией стримера.

Автор глубоко благодарен профессору Е. М. Сыресину и старшему научному сотруднику А. О. Сидорину за поддержку работы и полезные обсуждения.

Считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность старшему научному сотруднику Л. К. Лыткину и начальнику отдела ООО «Технокомплект» Г. В. Цепилу за внимательное ознакомление с рукописью, критические конструктивные предложения и за предоставление материала по взрывам тонких проволок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Базелян Э. М., Райзер Ю. П.* Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.
2. *Залиханов Б. Ж.* Плазменный механизм разряда в проволочных камерах в режиме большого газового усиления // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 5. С. 1194–1258.
3. *Залиханов Б. Ж.* Особенности электронной лавины в режиме большого газового усиления // Письма в ЭЧАЯ. 2006. № 2(131). С. 81–100;
Zalikhonov B. Zh. Specific Features of Electron Avalanche in High Gas Multiplication Mode // Phys. Part. Nucl. Lett. 2006. V. 3, No. 2. P. 118–130.
4. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
5. *Fischer J. et al.* Proportional Chambers for Very High Counting Rates Based on Gas Mixtures of CF₄ with Hydrocarbons // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 238. P. 249.
6. *Gushcin E. M. et al.* Fast Beam Chambers of the Set-Up ISTRА-M // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 351. P. 345.
7. *Petrus A. Yu., Zalikhonov B. Zh.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 485. P. 399.
8. *Christophorou L. G., Olthoff J. K.* Electron Interaction with Plasma Processing Gasses: An Update for CF₄, CHF₃, C₂F₆ and C₃F₈ // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28, No. 4. P. 967.
9. *Залиханов Б. Ж.* От электронной лавины до грозового разряда // ЭЧАЯ. 2016. Т. 47, вып. 1. С. 194–241;
Zalikhonov B. Zh. From an Electron Avalanche to the Lightning Discharge // Phys. Part. Nucl. 2016. V. 47, No. 1. P. 108–133.
10. *Christophorou L. G. et al.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1996. V. 25, No. 5.
11. *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1978.
12. *Френсис Г.* Ионизационные явления в газах: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1964.
13. *Франк-Каменский Д. А.* Плазма — четвертое состояние вещества. М.: Атомиздат, 1963.
14. *Kalmar H. et al.* New Method for Constructing Multiwire Chambers // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 307. P. 279.
15. *Kalmar H. et al.* Development of the Method of Multiwire Detectors Working in High Rate Environment // Proc. of the Third Workshop “Physics at UNK”, Protvino, Sept. 1990. P. 31.
16. *Залиханов Б. Ж.* Двойной зарядовый слой в высокопоточной электронной лавине // Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3(132). С. 118–135;
Zalikhonov B. Zh. Double Charge Layer in High-Current Electron Avalanche // Phys. Part. Nucl. Lett. 2006. V. 3, No. 3. P. 211–221.
17. *Стрелков С. П.* Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1964.
18. *Крауфорд Ф.* Волны: Пер. с англ. М.: Наука, 1976.
19. *Romanova V. M. et al.* Stratification in the Electrical Explosion of Thin Wires // ВАНТ. 2013. № 1(83). С. 284.

Получено 14 октября 2022 г.