

P13-2004-30

Б. Ж. Залиханов

**ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ СТРИМЕРА  
И МЕХАНИЗМ ЕГО ПРОРАСТАНИЯ**

Направлено в «Журнал экспериментальной  
и теоретической физики»

Залиханов Б. Ж.

P13-2004-30

Динамика формирования стримера и механизм его прорастания

Приведены результаты экспериментального исследования физических процессов, ответственных за переход электронной лавины в стример и его прорастание в направлении к катоду.

Новые данные о механизме образования стримера и его структуре позволяют более конкретно воспроизвести картину развития длинных искровых разрядов, включая молнию, и проследить связь между основными процессами, протекающими в них.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзепелова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Перевод автора

Zalikhhanov B. Zh.

P13-2004-30

The Dynamics of Streamer Formation and Its Growth Mechanism

We report the results of experimental studies of physical processes responsible for the transformation of the electron avalanche to the streamer and its growth towards the cathode.

The new experimental data on the mechanism of formation and the structure of the streamer allow a more concrete understanding of the pattern of evolution of long spark discharges, including the lightning, and the interrelation of basic processes in such discharges.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

## ВВЕДЕНИЕ

Согласно экспериментальным данным, переход электронной лавины в стример происходит, когда число электронов в ней достигает критической величины  $N_{kr} = (1-5) \cdot 10^8$ , а их плотность становится равной  $\approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$  [1-3]. С этого момента электрическое поле объемного заряда будет сравнимым с внешним полем и рост головки лавины прекратится [4]. Как справедливо отмечено в работе [5], данный количественный критерий лавинно-стримерного перехода отражает не более чем идею искажения внешнего поля пространственным зарядом. Но так как искажение внешнего поля всегда сопровождает лавинно-стримерный переход, то это, по-видимому, указывает на проявление некоторых физических процессов, вызванных сущностью объемного заряда, благодаря которому переход происходит.

Процесс прорастания стримера в направлении к катоду вследствие механизма фотоионизации до сих пор не получил экспериментального подтверждения и постоянно подвергается сомнению. Исследования показали [6], что коротковолновое излучение имеет высокий коэффициент поглощения  $\mu = 200-600 \text{ см}^{-1}$  и относительно низкий выход фотонов на один вторичный электрон ( $N_f \leq 10^{-3}$  при  $E/p \leq 100 \text{ В/(см} \cdot \text{торр)}$ ). С ростом давления газа  $N_f$  уменьшается из-за тушения возбужденных атомов и молекул [3]. Для создания вторичных электронов фотоны должны пролететь в направлении фронта прорастающего стримера на расстояние  $\approx 200-300 \text{ мкм}$ , в то время как длина их поглощения в газе составляет  $\approx 20-40 \text{ мкм}$ . Очевидно, что это свидетельствует не в пользу механизма фотоионизации.

Целью настоящей работы является получение и анализ данных о развитии электронной лавины в области самогасящегося стримерного режима в молекулярной газовой смеси при атмосферном давлении в резко неоднородном электрическом поле. При этом развитие лавины идет только за счет ионизации электронным ударом, а влияние фотонного механизма устраняется.

Информация о процессах, сопровождающих переход лавины в стример, получена в узкоззорной камере. Благодаря конструктивным особенностям в камере создаётся большая область лавинообразования с относительно «медленным» нарастанием электрического поля [7]. Использование в качестве основного рабочего газа  $\text{CF}_4$ , содержащего электроотрицательные примеси, позволяет растянуть по высокому напряжению область перехода лавины в стример и в «замедленном» виде при помощи зондов наблюдать его динамику [8].

Необходимо особо подчеркнуть, что в настоящей работе впервые предпринята попытка продемонстрировать и описать экспериментальные результаты, отражающие сложность и разнообразие процессов, протекающих в электронной лавине.

## РАЗВИТИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ И ЕЕ ТРАНСФОРМАЦИЯ В ПЛАЗМЕННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ

**Экспериментальная аппаратура.** Данные о развитии электронной лавины получены в узкоазорной камере с геометрией [9]: шаг сигнальных проволочек и их диаметр — 1,1 мм и 20 мкм соответственно; расстояние анод-катод  $\pm 1,5$  мм; чувствительная площадь  $150 \cdot 140,8$  мм<sup>2</sup>; число анодных проволочек 128.

Высокое напряжение подавалось на катоды камеры через ограничивающее сопротивление, равное 3 МОм. Информация с катодов снималась через высоковольтный конденсатор емкостью 220 пФ · 6 кВ.

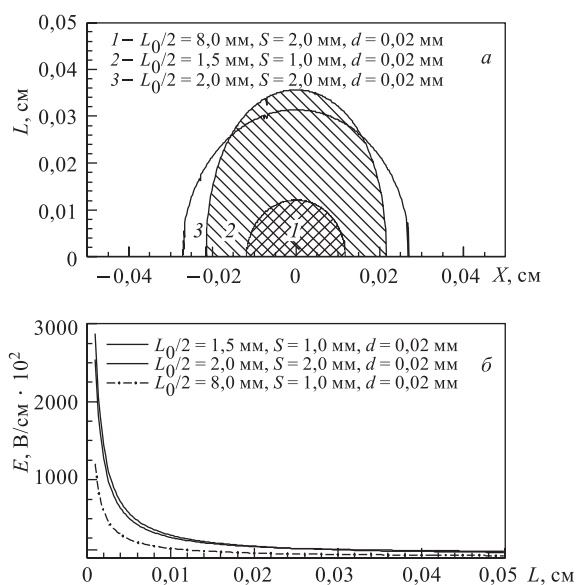


Рис. 1. *а*) Область лавинообразования вокруг анодной проволоки, ограниченной напряженностью поля 20 кВ/см; *б*) распределение электрического поля в направлении к катоду. (Геометрия камер приведена на рисунках)

Форма и площадь областей лавинообразования, ограниченных значением электрического поля 20 кВ/см, изображены на рис. 1, *а*. На рис. 1, *б* приведены распределения электрического поля в направлении от анодной проволоки к катоду для камер с различными геометрическими параметрами при напряжении 3,8 кВ. Расчеты распределения электрического поля показали, что

приведенное значение  $E/p$ , усредненное по пути дрейфа для камер 2 и 3, выше, чем в стандартной камере 1 более чем в 5–8 раз.

Измерения проводились (рис. 2) с помощью радиоактивных источников  $\text{Sr}^{90}$  и  $\text{Fe}^{55}$  при продуве камеры газовой смесью 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ . Прохождение  $\beta$ -частиц через камеру регистрировалось сцинтиляционным счетчиком, просматриваемым с торцов двумя фотоумножителями, включенными на совпадение. Сигналы со схемы совпадения использовались для управления блоком «Заряд-код» при анализе амплитудных характеристик и в качестве сигнала «Старт» при измерении временных характеристик камеры. Электронный пучок и его интенсивность формировались с помощью регулируемых щелевых коллиматоров, установленных перед камерой и на сцинтиляционном счетчике.

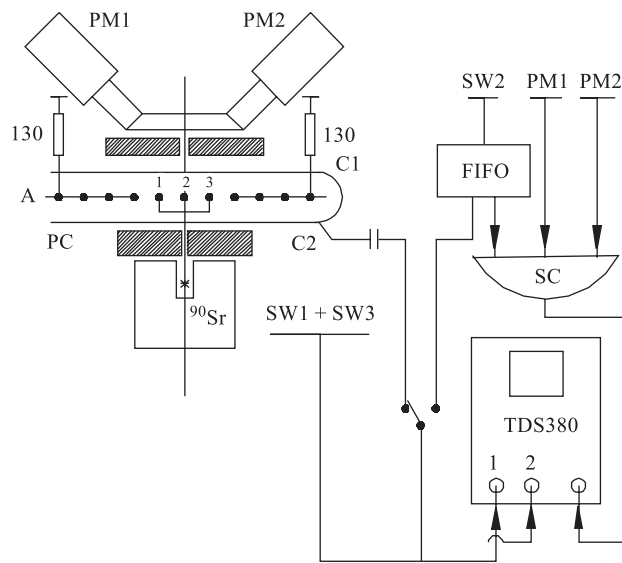


Рис. 2. Схема измерения характеристик электронной лавины

В логике выделения акта прохождения электрона через камеру использовалась одна анодная проволока 2, включенная на совпадение со сцинтиляционным 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 объединенных анодных проволок 1 и 3, выполняющих роль зонда, с объединенных катодных

плоскостей и с проволоки 2. Сигналы с зонда измерялись одновременно либо с катодными, либо с анодными сигналами. Измеряемые сигналы поступали на осциллограф через согласованные на обоих концах коаксиальные кабели с волновым сопротивлением 50 Ом. Время распространения сигналов с катода, зонда и анода до входа в осциллограф было выравнено с точностью  $\pm 0,2\%$  и составляло  $(50 \pm 0,1)$  нс. Измерения проводились с помощью цифрового двухканального осциллографа фирмы «Tektronix», модель TDS 380.

**Временная корреляция сигналов.** Информация о поведении электронной лавины в зависимости от напряжения на камере приведена на рис. 3–5. Данные осциллограммы взяты из работы [8], в которой имеется информация еще для пяти газовых составов. Осциллограммы на рис. 3–5 получены путем усреднения 256 событий. Форма сигналов одиночных событий ничем не отличается от формы сигналов, полученных усреднением, за исключением амплитуд, имеющих распределение, связанное с флуктуациями в наблюдаемых процессах. Осциллограммы в левых квадрантах содержат информацию с зонда (верхние) и с катода и отражают развитие лавины 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 в камере и более точно контролировать и измерять моменты появления сигналов друг относительно друга.

Если газовое усиление мало ( $< 10^5$ ), то лавина имеет низкую плотность электронов и ионов. Кулоновское взаимодействие заряженных частиц в лавине ничтожно, и заряды свободно дрейфуют к соответствующим электродам независимо друг от друга. В этих условиях сигналы индуцируются на электродах камеры одновременно. Корреляция нарушается с ростом газового усиления. При усилении  $> 10^5$  сигнал с катода камеры начинает появляться с задержкой относительно момента появления сигналов на аноде и зонде. На рис. 3–4, 6 видно, что величина задержки зависит от напряжения на камере и состава газовой смеси. Максимальное значение задержки на рис. 3, равное времени развития лавины, достигается при напряжении 2,7 кВ и равно времени нарастания амплитуды первого пика на зонде до максимального значения.

При напряжении на камере  $> 2,7$  кВ величина задержки не меняется. Аналогичная зависимость в различной степени имеет место и для других газовых составов (рис. 6) [8]. Отличие во времени задержки катодных сигналов в близких по составу газовых смесях (кривые 1 и 4 на рис. 6) объясняется различной плотностью образующихся в них лавин. Дело в том, что газовая смесь с  $\text{CF}_4$ , чистота которого равна 99,7%, содержит в себе электроотрицательные примеси, а изобутан выполняет роль «гасящей» добавки, которая понижает тепловую энергию электронов в лавине и ослабляет электронный захват [11]. Поэтому с уменьшением в газовой смеси изобутана эффект «гашения» ослабевает и часть электронов поглощается.

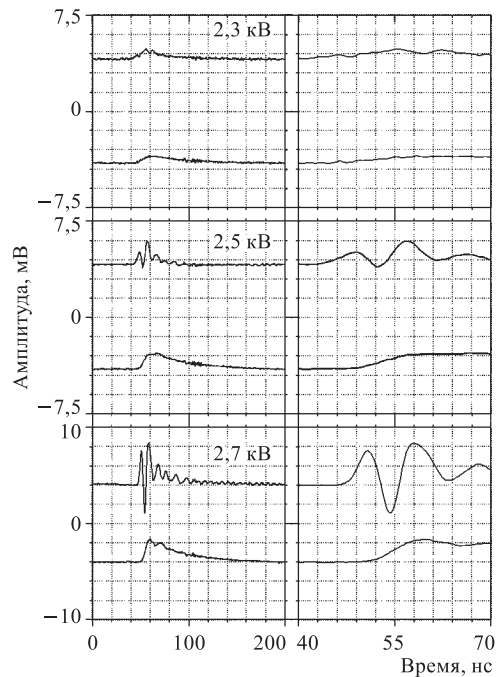


Рис. 3. Осциллограммы сигналов с зондов (верхние в квадранте) и с катода (нижние) при наполнении камеры газовой смесью 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  при разных напряжениях на камере. Ослабление катодных сигналов 12 дБ

Из сравнения моментов времени появления сигналов на аноде и зонде (рис.5) следует, что во всем диапазоне изменения напряжения на камере данные сигналы образуются одновременно, причем с развитием колебаний длительность анодного сигнала сравнивается с периодом колебаний ионов.

Приведенный результат задержки катодного импульса отображает часть динамики развития лавины. Он важен для понимания как процесса образования сигналов на электродах камеры, так и дальнейшей судьбы электронной лавины. Действительно, почему сигнал на катоде появляется при низком усилении в камере одновременно с другими импульсами, а с повышением газового усиления он начинает задерживаться?

Если все анализируемые сигналы отвечают одному и тому же току через камеру и внешнюю цепь, то, согласно теореме Рамо–Шокли, эти сигналы должны появляться всегда одновременно. Нарушение теоремы происходит вследствие следующей причины. Основная часть электронов, имеющих в лавине, медленные [12]. Ионы и электроны в лавине перекрываются и

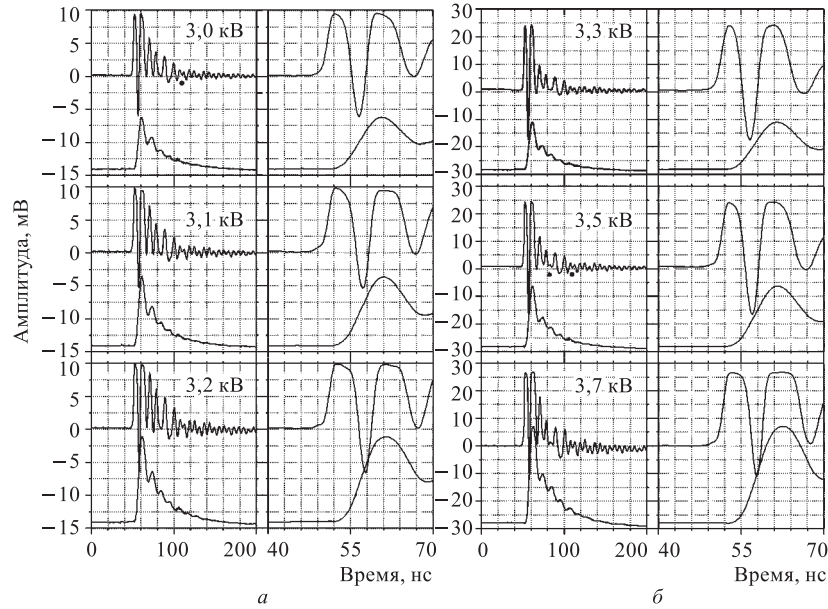


Рис. 4. Осциллограммы сигналов с зондов (верхние в квадранте) и с катода (нижние) при наполнении камеры газовой смесью 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  при разных напряжениях на камере. Ослабление катодных сигналов 12 дБ

дрейфуют в противоположных направлениях. Дрейф приведет к разделению зарядов и возникновению поля поляризации, что эквивалентно некоторому диполю с зарядами  $n_e \approx n_i$ , расположенными на расстоянии, сравнимым с длиной свободного пробега электронов. Согласно [10], внешнее поле  $E_0$  в центре диполя ослабится до нуля, когда поле  $E = en_e \cdot 4a^2 / (4\pi\epsilon_0)$ , созданное по отдельности электронными и ионными зарядами в этой точке, достигнет  $E_0/2$ .

Это происходит, когда число электронов в лавине вырастает до  $n_e = \pi\epsilon_0 E_0 / (2e\alpha^2)$ . Если же поле разделения зарядов будет  $\geq (E_0/2)$ , то скорости дрейфа ионов и электронов практически станут равными нулю. Ионный слой диполя, электрически замыкаясь на электроны, будет экранировать катод камеры от движущихся к аноду электронов. Отсутствие индукции на катоде приводит к прекращению тока через внешнюю цепь, и, следовательно, источник питания не совершает работы по разделению зарядов. Как видно из рис. 3–4 (или рис. 6, кривая 1), ток через камеру отсутствует в течение времени развития лавины, которое равно времени нарастания амплитуды первого



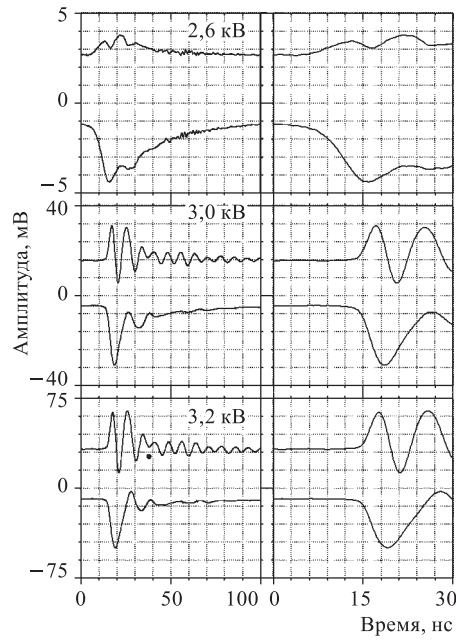


Рис. 5. Осциллограмма сигналов с зондов (верхние в квадранте) и с анода (нижние) при наполнении камеры газовой смесью 85 %  $\text{CF}_4$  + 13 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 2 %  $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ . Ослабление анодных сигналов 10 дБ

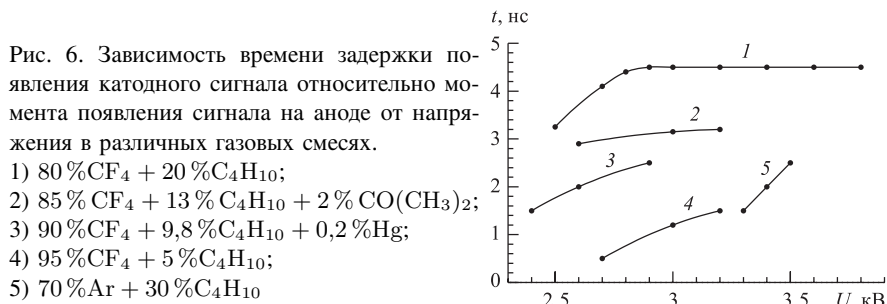


Рис. 6. Зависимость времени задержки появления катодного сигнала относительно момента появления сигнала на аноде от напряжения в различных газовых смесях.  
 1) 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ;  
 2) 85 %  $\text{CF}_4$  + 13 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 2 %  $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ ;  
 3) 90 %  $\text{CF}_4$  + 9,8 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 0,2 %  $\text{Hg}$ ;  
 4) 95 %  $\text{CF}_4$  + 5 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ;  
 5) 70 %  $\text{Ar}$  + 30 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$

пика на зонде до максимального значения. Однако, несмотря на отсутствие тока через камеру, сигналы на аноде и зонде образуются. Их появление обязано диффузионному току, который стремится устранить градиент плотности, характерный для лавин. Диффузионный ток усилит влияние поля анода

на электроны в лавине, которые экранировались от него фронтальными электронами, и в направлении катода начнет разрушаться экранирующий слой.

Из-за отсутствия тока через внешнюю цепь диффузионный электронный ток, протекая через нагрузочное сопротивление проволоки 2 (на рис. 2 сопротивление не указано), разветвится по земляной шине на все остальные анодные проволоки камеры и замкнется на лавину через емкостные связи между проволоками и лавиной. Это обстоятельство и позволяет использовать проволоки 1 и 3 в качестве зондов.

В течение времени задержки электроны будут тормозиться и связываться ионами и электронная лавина трансформируется в плазменное образование. Ниже показано, что переход лавины в квазинейтральное состояние проявляется чисто плазменными эффектами: электростатическими колебаниями ионов; процессами, приводящими к раскачке колебаний ионов; разделением электронов по скоростям; проявлением нелинейных эффектов и переходом плазменного образования в турбулентное состояние. Первое указание на возможность плазменного механизма пробоя газов высокого давления было дано в работе [13].

## ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ

С трансформированием электронной лавины, имеющей критическую плотность, в плазменное образование ее заряженные компоненты образуют практически замкнутую систему. Влияние внешнего электрического поля на растаскивание зарядов в плазменном образовании в силу эффекта экранирования [14] существенно ослаблено. Пространственный заряд плазменного образования создает электрическое поле, сравнимое с напряженностью внешнего поля. Развитие лавинных процессов в направлении к аноду практически прекращается [4]. В этих условиях в плазменном образовании начинает протекать ряд характерных плазменных процессов, развитие которых приводит к стримерному разряду. Роль внешнего источника питания сводится при этом к энергетической подпитке и поддержанию плазменных процессов.

Так как плазменное образование возникает в результате электронной лавины, то система должна находиться в неравновесном состоянии и в ней неизбежно должны возникнуть процессы, приводящие ее в состояние равновесия.

Неравновесная плазма неустойчива даже при малых пространственных перераспределениях заряженных частиц, возникающих флуктуационным образом [15]. В результате в плазме нарастают электромагнитные поля, которые, взаимодействуя с частицами плазмы, разрушают исходное неравновесное состояние значительно быстрее, чем столкновения частиц [15]. Бесстолкновительные процессы, вызванные локальными макроскопическими движениями

зарядов, обусловлены градиентом давления и локальными электрическими полями, вызванными разделением зарядов [15–17]. Если разноименные заряды смещаются в противоположных направлениях, то возникает электрическое поле, которое препятствует разделению зарядов. Однако ионы, обладая инерцией, проскакивают положение равновесия и переходят в колебательное движение.

Электронная плазменная частота описывается выражением  $\omega_0 = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$ ;  $f_0 = \omega_0 / 2\pi$  [18]. В плазме плотностью  $n = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  частота плазменных колебаний электронов будет равна  $f_0 = 53 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Такие высокочастотные колебания электронов практически не влияют на ионы, низкочастотные колебания которых возникают только за счет их кулоновского взаимодействия с электронами.

Если средняя тепловая энергия ионов ( $T_i$ ) много меньше средней тепловой энергии электронов ( $T_e$ ), то колебания ионов описываются дисперсионным соотношением, подобным соотношению для плазменных колебаний электронов:

$$\omega = (4\pi n e^2 / m_i)^{1/2}. \quad (1)$$

Выражением (1) и определяется ионная плазменная частота, которая возникает в результате смещения ионов в самосогласованном электрическом поле электронов [19] и определяется дальнедействующим кулоновским взаимодействием частиц [18].

Если плазма сильно неизотермична, т.е.  $T_e \gg T_i$ , плазменные колебания ионов являются слабозатухающими. Если же  $T_e / T_i \approx 3$ , то плазменные колебания ионов затухают за время порядка периода колебаний [15].

Благодаря колебаниям многие процессы поглощения и переработки вводимой в плазму энергии, а также процессы установления равновесия протекают через возбуждение волн в плазме. В результате в плазме развивается широкий спектр колебаний, в которых может быть сосредоточена значительная энергия и которые могут влиять как на процессы установления равновесия, так и на усредненные характеристики плазмы [20].

Все вышесказанное хорошо иллюстрируется рис. 3–5, где показано поведение плазменных и ионно-звуковых колебаний ионов, наблюдаемых в газовой смеси 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  в зависимости от напряжения на камере. Отчетливо видны два типа колебаний: электростатические и ионно-звуковые, отличающиеся не только амплитудами колебаний, но и частотами.

В зависимости от напряжения на камере колебания ионов можно разбить на четыре группы (рис. 3–4). В интервале напряжений 2,3–3,0 кВ амплитуда и продолжительность колебаний линейно возрастают до значений 10 мВ и 75 нс и в дальнейшем не меняются при росте напряжения до 3,2 кВ. В интервале напряжений 3,2–3,3 кВ амплитуда плазменных колебаний в первом периоде возрастает до 24 мВ, но при этом наблюдается заметное увеличение

декремента затухания в последующих периодах. Увеличение напряжения до 3,8 кВ не изменяет характеристик колебаний, однако наблюдается резкий сдвиг колебаний в сторону положительных амплитуд.

В работе [8] показано, что граничная плотность лавин, при которой начинается торможение и связывание зарядов в разных газовых смесях, достигается за разное время и при разных газовых усилениях в камере: чем тяжелее газ, тем при меньшем газовом усилении и раньше она достигается.

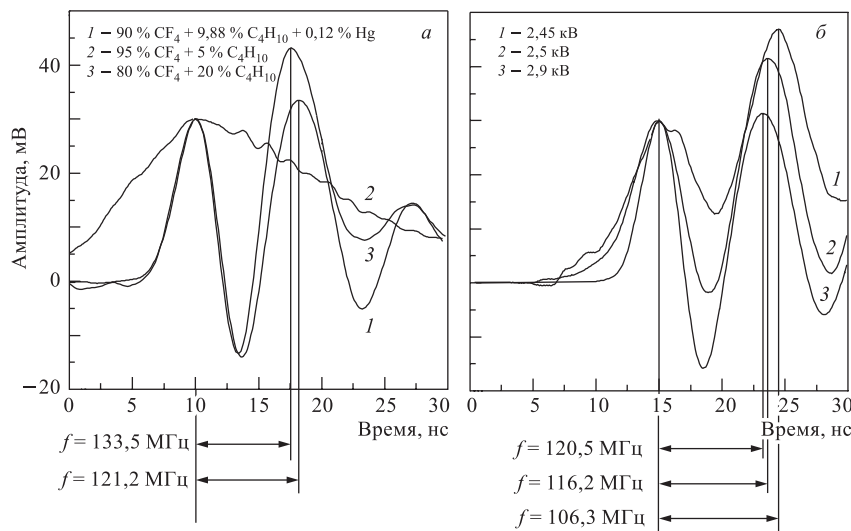


Рис. 7. Частота плазменных колебаний ионов: а) в различных газовых смесях при напряжении на камере 2,9 кВ, б) при различных напряжениях на камере в газовой смеси 85 % CF<sub>4</sub> + 13 % C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 2 % CO(CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>

На рис. 7, а приведены осциллограммы с зонда для различных газовых составов в интервале 30 нс, измеренные при напряжении на камере 2,9 кВ. На рис. 7, б показано поведение плазменных колебаний ионов в зависимости от напряжения на камере при газовом наполнении 85 % CF<sub>4</sub> + 13 % C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 2 % CO(CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>. Для удобства сравнения частотных характеристик амплитуды сигналов изменены пропорциональным образом так, чтобы амплитуды первых пиков для разных осциллограмм совпадали. Поэтому осциллограммы на рис. 7 передают только временные и частотные характеристики. Сравнивая поведение плазменных колебаний ионов, можно утверждать, что чем плотнее газ, тем сильнее проявляются в нем колебательные процессы ионов (рис. 7, а), а чем выше плотность плазменного образования, тем выше частота колебаний ионов (рис. 7, б).

Знание частоты плазменных колебаний ионов позволяет определить плотность ионов в плазменном образовании. Например, для газовой смеси 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  линейная частота ионных колебаний  $f = 133,5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$  (рис. 7, а), что соответствует круговой частоте  $\omega = 2\pi f = 838,8 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ . Из выражения (1) для плотности ионов имеем  $n_i = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . При данной плотности и средней энергии электронов в газовой смеси 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ , равной 0,17 эВ [21], радиус Дебая  $r_D = (T_e/4\pi e^2 n_i)^{1/2} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ . При разделении зарядов на величину  $2r_D$  возникает поле поляризации  $E_1 = 4\pi n e x \approx 3,2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ . Наконец, знание плотности лавины позволяет достаточно точно определить ее пространственные размеры [8].

Возвращаясь к приведенным выше четырем группам поведения плазменных колебаний ионов (рис. 3–4), рассмотрим их в указанном ранее порядке с точки зрения физики плазмы.

Линейное нарастание плазменных колебаний (рис. 3) в области напряжений до 3,0 кВ обусловлено притоком энергии от диффузионного тока. С увеличением напряжения растут число электронов и амплитуды колебаний ионов. С устранением экранирующего слоя ионов диффузионным током начнется дрейф электронов относительно ионов. В результате скорости электронов сместятся к более высоким скоростям дрейфа. Энергия направленного движения электронов через плазму (ток в плазме), находящуюся в неравновесном состоянии, в основном расходуется на возбуждение ионных колебаний, которые переводят ее в состояние, более близкое к термодинамическому равновесию [15]. Если скорость дрейфа электронов  $v_{dr}$  больше фазовой скорости ионных колебаний  $v_{ph}$ , неустойчивость имеет черенковскую природу и приводит к раскачке ионных колебаний [15].

Покажем, что при развитии плазменного образования условие возбуждения в нем токовой неустойчивости выполняется. В пропорциональной камере с шагом анодных проволок  $s = 1 \text{ мм}$  среднее значение временного джиттера  $\Delta t$  в области напряжений 2,8–3,2 кВ равно 10,5 нс [8], что соответствует скорости дрейфа фронтальных электронов  $v_{dr} = s/(2 \cdot \Delta t) = 4,76 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  [11].

В плазменном образовании ситуация качественно иная: электроны не могут испытывать сильное ускорение относительно ионов. Этому препятствуют кулоновские силы, обеспечивающие квазинейтральность системы.

Установившееся значение тепловой энергии электронов в процессе их «охлаждения» молекулами изобутана в смеси 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  составляет 0,17 эВ [21], что соответствует их средней хаотической скорости  $\bar{v}_e = 2,4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ . Из соотношения между хаотической и дрейфовой скоростями электронов [4]

$$\frac{v_{dr}}{\bar{v}_e} = \frac{eEl}{m_e \bar{v}^2} = \frac{\sqrt{3\pi}}{4} \sqrt{\delta} \quad (2)$$

для скорости дрейфа электронов в плазменном образовании получим значение, равное  $v_{dr} = 5,8 \cdot 10^5$  см/с. В выражении (2)  $l$  — длина свободного пробега электронов;  $\delta$  — доля средних потерь энергии электроном на возбуждение колебаний молекул, которая примерно равна  $10^{-3}$  [4]. Для оценки фазовой скорости ионных колебаний воспользуемся уравнением непрерывности и уравнением движения для ионов [17]. Решая их в линейном приближении, получим

$$-i\omega_i n'_i + ikn_i u_i = 0, \quad -i\omega_i m_i u_i = eE_1, \quad (3)$$

где  $u_i$ ,  $n'_i$  — скорость и плотность ионов плазменного образования, которые обусловлены колебаниями;  $\omega_i$  — плазменная частота ионов в плазме плотностью  $n_i$ ;  $E_1$  — электрическое поле разделения зарядов, создаваемого за счет колебаний. Из первого уравнения (3) колебательная скорость ионов будет равна  $u_i = \omega_i n'_i / kn_i = v_{ph} n'_i / n_i$ . Так как плотность дрейфующих электронов в плазменном образовании равна практически полной плотности электронов, то возмущение ионов, вызванное дрейфом электронов, также приведет ионы в движение. Поэтому  $n'_i = n_i$  и, следовательно,  $u_i = v_{ph}$ . Это следует из свойства амбиполярной диффузии, при которой для сохранения квазинейтральности системы потоки электронов и ионов должны быть близки, и, значит,  $n_i \approx n_e$ . Для определения величины  $E_1 = 4\pi n e x$  вычислим пространственный масштаб разделения зарядов, который выражается через среднюю скорость теплового движения электронов ( $\bar{v}_e = 2,4 \cdot 10^7$  см/с) равенством  $x = \bar{v}_e / (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$ . Плотность  $n_i$  может быть найдена из плазменной частоты ионов при напряжении на камере 3,0 кВ (рис. 4, а). Как видно из рисунка, линейная частота  $f_i$  порядка  $111 \cdot 10^6$  с $^{-1}$ , что на основании (1) соответствует плотности ионов  $n_i \approx 2,5 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ . При данных значениях пространственный масштаб разделения будет равен  $8,6 \cdot 10^{-4}$  см, а возникающее при этом электрическое поле имеет значение  $E_1 = 3,8 \cdot 10^3$  В/см. Подставляя значения  $E_1$  и  $\omega_i$  во второе уравнение (3), определим колебательную скорость ионов  $u_i = v_{ph} = 6,0 \cdot 10^4$  см/с. Из сравнения данной скорости со скоростью дрейфа электронов в плазменном образовании видно, что  $v_{dr} = 5,8 \cdot 10^5$  см/с превышает  $v_{ph} = 6 \cdot 10^4$  см/с, т.е. выполняется условие, при котором развивается неустойчивость черенковского характера в плазменном образовании при протекании в нем дрейфового тока.

При слабом электрическом поле в камере (в области 2,3–2,7 кВ, рис. 3) ускорения и столкновения электронов сбалансированы и их распределение по скоростям  $f_0(v)$  можно считать равновесным. Это видно из временного спектра электронов на рис. 8, а (спектр 1). Когда колебания ионов достигают конечной амплитуды, начинает изменяться равновесное распределение электронов, рис. 8, б. Согласно квазилинейной теории колебаний плазмы [15], это происходит в результате воздействия волны на равновесную функцию распределения и приводит к образованию на ней «плато», т.е. области с

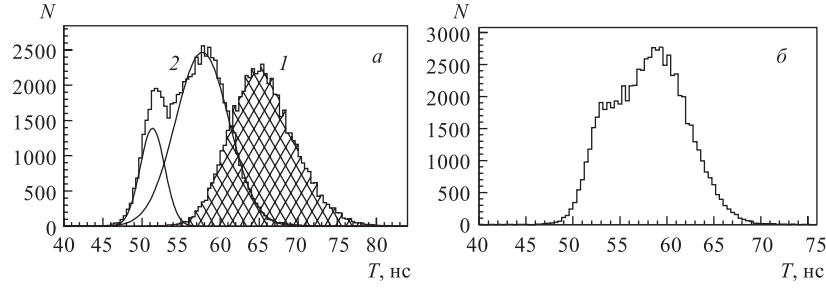


Рис. 8. Временной спектр сигналов с анода камеры при разных напряжениях: а)  $U_k = 2400$  В (спектр 1), 3700 В (спектр 2); б)  $U_k = 3100$  В

$\left. \frac{df_0(v)}{dv} \right|_{v_{dr}=\omega/k} = 0$ . Причем данные колебания будут нарастающими, если  $f(v)$  есть распределение с направленной скоростью, описывающее пучок в плазме [15]. В частности, такими являются ионно-звуковые и плазменные колебания ионов в плазме, когда ( $T_e \gg T_i$ ), которые легко возбуждаются дрейфом электронов относительно ионов при  $v_{T_e} > v_{dr} > v_{ph}$  [15].

Воздействие колебаний на дрейфующие электроны проявляется во временных спектрах с напряжения 3,1 кВ (рис. 8, б) и выражается в разделении электронов по скоростям на «быстрые» и «медленные». С увеличением напряжения разделение электронов усиливается (рис. 8, а, спектр 2). То, что «быстрые» электроны опережают «медленные» более чем на 7 нс, означает, что скорость дрейфа «медленных» электронов падает. Происходит это потому, что «медленные» электроны, обладая дрейфовой скоростью, несколько большей фазовой скорости ионных колебаний, передают волне часть своей кинетической энергии, раскачивают ее и замедляются.

На гидродинамической стадии развития пучковой неустойчивости плазменным колебаниям ионов передается часть энергии пучка, определяемая выражением [15]

$$\frac{E^2}{8\pi n_b m_e \bar{v}_{dr}^2 / 2} \approx \left( \frac{n_b}{n_0} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где  $E^2$  — плотность энергии поля колебаний, возбуждаемых дрейфующими электронами;  $n_b/n_0$  — отношение плотности пучка к плотности плазмы. При напряжении на камере 3,0 кВ (рис. 4) и  $n_b = n_0 = 2,5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> средняя дрейфовая скорость электронов  $\bar{v}_{dr}$  равна  $5,8 \cdot 10^5$  см/с и плотность энергии  $E^2$  составит  $6 \cdot 10^{10}$  эВ/см<sup>3</sup>. Следовательно, энергия, заключенная в колебаниях плазменного образования объемом  $V = 2,2 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup> [8], при достижении колебаниями конечной амплитуды равна  $E^2 \cdot V = 1,3 \cdot 10^5$  эВ.

Это на два порядка меньше тепловой энергии электронов, равной  $n_b \bar{v}_e V = 9 \cdot 10^6$  эВ.

В результате передачи электронами энергии на возбуждение плазменных колебаний ионов дрейфовая скорость электронов падает (об этом свидетельствует резкий рост временного джиттера электронов [8]), а их плотность в плазменном образовании возрастает. Рост энергии поля колебаний и уменьшение скорости дрейфа электронов может привести в конечном итоге к их захвату полем волны и прекращению тем самым обмена энергией между волной и электронами [15, 17]. Поэтому для поддержания энергетического состояния поля колебаний одновременно с раскачкой колебаний группе дрейфующих электронов, находящихся в хвосте функции распределения по скоростям, передается часть энергии. В результате скорость этих электронов начнет увеличиваться, что приведет к размытию первоначального распределения электронов по скоростям. Эффективная температура «быстрых» электронов начнет расти во времени, т.к. сечения электронных столкновений с ростом скорости уменьшаются. Максимальная температура разогретой части электронов определяется выражением [15]

$$T_{max} \approx m_e \bar{v}_{dr}^2 (n_b/2n_0)^{2/3}. \quad (5)$$

Из (5) получается, что на разогрев группы электронов при развитии гидродинамической пучковой неустойчивости уходит часть кинетической энергии дрейфующих электронов, равная [15]

$$\frac{T_{max}}{m_e \bar{v}_{dr}^2 / 2} \approx 2(n_b/2n_0)^{2/3}. \quad (6)$$

Из сравнения (4) и (6) следует, что энергия дрейфующих электронов на гидродинамической стадии неустойчивости расходуется в основном на возбуждение и раскачку плазменных колебаний ионов.

Чтобы представить скорость развития гидродинамической пучковой неустойчивости, оценим время квазилинейной релаксации неустойчивости, т.е. время образования «плато» на функции распределения электронов [15]

$$t \approx \frac{2}{\sqrt{3}} \left( \frac{2n_0}{n_b} \right)^{1/3} \frac{1}{2\pi f_i} \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{с}. \quad (7)$$

Как видно из рис. 4, *a*, на гидродинамической стадии неустойчивости нарастание амплитуды колебаний продолжается до напряжения на камере 3,0 кВ. В области напряжений 3,0–3,2 кВ амплитуда плазменных колебаний ионов в интервале 5,2–64 нс достигает конечного значения, равного 10 мВ.

Вместе с тем в данном интервале напряжений наблюдается увеличение насыщения конечных амплитуд и рост амплитуды колебаний в последующих



периодах. То, что продолжительность плазменных колебаний ионов в интервале 3,0–3,2 кВ длится до пяти периодов, свидетельствует о том, что тепловая энергия ионов после раскачки все еще ниже тепловой энергии электронов.

Увеличение числа «быстрых» электронов с ростом напряжения нарушит моноэнергетическое распределение дрейфующих электронов и увеличит их тепловой разброс. В результате гидродинамическая неустойчивость примет кинетический характер [15]. Развитие кинетической неустойчивости наглядно иллюстрируется осциллограммами на рис. 4, б. При повышении напряжения до 3,3 кВ начинается вторая серия более мощной раскачки колебаний ионов, сопровождающаяся ростом тока, вызванного увеличением числа «быстрых» электронов. Характер поведения газового усиления также испытывает очевидное изменение и, начиная с напряжения 3,3 кВ, проявляется в его более резком росте (рис. 9). В результате второй раскачки колебаний ионов достигается конечная амплитуда 25 мВ, что в 2,5 раза больше конечной амплитуды колебаний, достигаемой на гидродинамической стадии. С изменением напряжения в интервале 3,4–3,8 кВ наблюдается увеличение асимметрии колебаний в сторону положительных амплитуд.

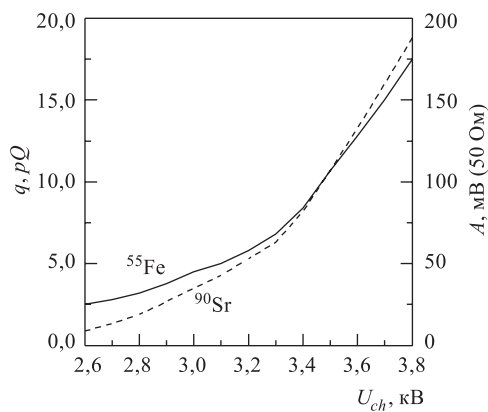


Рис. 9. Изменение средней амплитуды сигнала на аноде камеры от источников  $^{55}\text{Fe}$  и  $^{90}\text{Sr}$  в зависимости от напряжения на камере. Измерение выполнено непосредственно с анодной проволоки на осциллографе с  $R_{in} = 50 \text{ Ом}$

Так как положительная амплитуда  $A_+$  колебаний практически не меняется с напряжением, то ее отношение к отрицательной амплитуде  $A_-$  характеризует степень сжатия плазменного образования в процессе колебания ионов. На рис. 10 показано изменение отношения  $A_+/A_-$  в зависимости от напряжения.

Видно, что плотность плазменного образования при напряжении 3,8 кВ увеличилась почти в 1,8 раза по сравнению с плотностью при напряжении 2,9 кВ. Поведение отношения амплитуд в области напряжений 3,1–3,4 кВ отражает переходный процесс в плазменном образовании, когда число «бы-

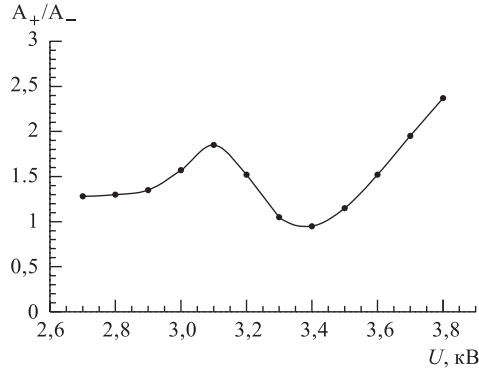


Рис. 10. Изменение отношения амплитуд  $A_+/A_-$  плазменных колебаний ионов с изменением напряжения на камере

стрых» электронов еще мало, а часть дрейфующих электронов начинает тормозиться электрическим полем колебаний или захватывается волной.

Уменьшение длительности анодного сигнала до периода ионных колебаний (рис. 5) также указывает на сжатие плазменного образования, т.к. удерживающее поле разделения зарядов увеличивается с ростом плотности и ограничивает амплитуду колебаний.

На кинетической стадии неустойчивости поведение плазменных колебаний также испытывает изменение и качественно отличается от характера колебаний ионов при гидродинамической неустойчивости, что иллюстрирует рис. 4, б. Наблюдается не только уменьшение продолжительности плазменных колебаний ионов, но также и то, что после первого периода колебаний их амплитуды заметно ослабевают.

Это происходит в том случае, когда для амплитуды возмущения плотности частиц в плазменном образовании  $\delta n_e$  выполняется условие [23]  $\delta n_e/n_e \gg (m_e/m_i)^{1/2}$ , а его неизотермичность удовлетворяет условию  $T_i \approx T_e$  [15, 23]. В монографии [23] показано, что основной вклад в функцию, характеризующую нелинейное взаимодействие ионных волн с частицами плазмы, вносит взаимодействие этих волн с ионами. При нелинейном взаимодействии двух ионных колебаний с волновыми векторами  $\vec{k}$  и  $\vec{k}_1$  возникают биения с фазовой скоростью

$$v_{ph} = \frac{v_s}{(1 + 4kk_1(k - k_1)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2})^{1/2}}, \quad (8)$$

где  $\theta$  — угол между векторами  $\vec{k}$  и  $\vec{k}_1$ ;  $v_s$  — скорость ионного звука. Если частоты взаимодействующих волн близки друг другу, то скорость  $v_{ph}$  становится равной по порядку величины тепловой скорости ионов  $v_i$ . Такие биения интенсивно поглощаются ионами, приводя к затуханию исходных ионных колебаний и к повышению тепловой энергии ионов. Согласно квазилинейной

теории колебаний плазмы, на кинетической стадии развития неустойчивости энергия поля колебаний отлична от нуля лишь в области фазовых скоростей  $v_1 < w/k = v_{ph} < v_2$ , где  $(v_1 - v_2)$  — интервал скоростей «быстрых» электронов, в котором число электронов возрастает (рис. 8, *a*, спектр 2). Только в этом интервале скоростей происходит возбуждение плазменных колебаний ионов электронным пучком [15]. При квазилинейной релаксации кинетической пучковой неустойчивости плазменным колебаниям передается часть кинетической энергии «быстрых» электронов [15]

$$\frac{E^2}{8\pi n_f m \bar{v}_f^2 / 2} \approx \frac{v_2 - v_1}{\bar{v}_f} \sim \left( \frac{n_f}{n_0} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Доля «быстрых» электронов, содержащихся в спектре 2 на рис. 8, *a*, может быть определена, если представить его в виде суммы двух спектров, описываемых распределением Гаусса. Такая операция показана на рис. 8, *a*, из которого следует, что «быстрых» электронов  $\approx 30\%$  от общего числа электронов в плазменном образовании. В области, где число «быстрых» электронов нарастает, их плотность составит примерно  $n_f \approx 0,2n_0$ , где  $n_0 = 4,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  — плотность плазменного образования при напряжении 3,7 кВ, а частота колебаний ионов  $f_i = 153 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Джиттер «быстрых» электронов определяется из их спектра и равен 3,9 нс, что соответствует их направленной скорости  $v_f = 1,28 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ , которая в 2,7 раза больше скорости дрейфа фронтальных электронов и в 22 раза больше скорости дрейфа электронов в плазменном образовании.

При данных параметрах плотность энергии поля колебаний, возбуждаемых пучком «быстрых» электронов, составит  $E^2 = 6,4 \cdot 10^{12} \text{ эВ/см}^3$ , а энергия, заключенная в колебаниях ионов плазменного образования, будет равна  $1,7 \cdot 10^7 \text{ эВ}$  и практически совпадет с тепловой энергией  $W = 2 \cdot 10^7 \text{ эВ}$  плазменного образования с плотностью  $2,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Так как число ионов в электронной лавине равно  $n_0 V = 1,2 \cdot 10^8$ , то их средняя тепловая энергия  $T_i = 0,14 \text{ эВ}$ , что примерно сравнимо с тепловой энергией электронов, равной  $T_e = 0,17 \text{ эВ}$ . В этих условиях время квазилинейной релаксации кинетической пучковой неустойчивости будет порядка [15]

$$t \sim \frac{1}{2\pi f_i} \left( \frac{n_0}{n_f} \right)^{1/3} = 1,8 \cdot 10^{-9} \text{ с}. \quad (10)$$

Таким образом, в результате взаимодействия нарастающего электрического поля колебаний с ионами плазменного образования разрушается исходное неравновесное состояние системы значительно быстрее ( $\sim 2 \text{ нс}$ ), чем при столкновениях частиц ( $\sim 17 \text{ мкс}$ ).

## ФОРМИРОВАНИЕ СТРИМЕРА И МЕХАНИЗМ ЕГО ПРОРАСТАНИЯ К КАТОДУ

Из приведенного выше следует, что бесстолкновительные процессы, протекающие в плазменном образовании, являются определяющими в дальнейшем развитии разряда. Во-первых, они быстро приводят систему к термодинамическому равновесному состоянию. Во-вторых, с ростом инерции ионов из-за повышения их тепловой энергии и удерживающего электрического поля разделения зарядов плазменное образование в процессе раскачки колебаний сжимается. В результате сжатия ионов и соответственно электронов, которые адиабатически приспособляются к перемещениям ионов [17, 23], плазменное образование переходит в новое состояние, с более высоким запасом внутренней энергии.

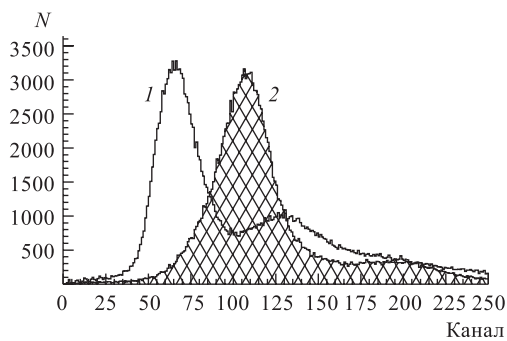


Рис. 11. Амплитудное распределение сигналов, измеренное при напряжении на камере 3800 В: 1 — спектр катодных сигналов, ослабленный на 40 дБ; 2 — спектр анодных сигналов, ослабленный на 40 дБ

На рис. 11 приведены амплитудные распределения импульсов с катода и анода камеры, измеренные при напряжении 3,8 кВ [8]. Видно, что амплитуды импульсов начинают скачкообразно увеличиваться. В проволочных камерах такое увеличение амплитуды связывают с образованием стримера [22]. К сожалению, наличие в газе  $\text{CF}_4$  электроотрицательных примесей не позволяет в пределах рабочих напряжений достигнуть критической плотности заряда в лавине и полностью перевести камеру в самогасящийся стримерный режим. Однако из приведенных выше данных видно, что из основной части квазинейтрального ансамбля заряженных частиц с ростом его плотности формируется плотное плазменное образование. Чтобы убедиться в сделанном предположении, исследования формирования стримера были продолжены с газовым наполнением камер  $80\% \text{CF}_4 + 19,88\% \text{C}_4\text{H}_{10} + 0,12\% \text{Hg}$ . Использование паров ртути было продиктовано большим сечением ионизации атомов метастабильными молекулами, а также наличием ассоциативной ионизации с участием двух возбужденных атомов [4]:  $\text{Hg}(6^3P_1) + \text{Hg}(6^3P_0) \rightarrow \text{Hg}_2^+ + e$ . Это позволило увеличить плотность лавины, о чем свидетельствуют осциллограммы, приведенные на рис. 12. По сравнению с предыдущими осциллограм-

мами здесь наблюдается целый ряд изменений, вызванных проявлением новых процессов и возникновением плазменных шумов. Наличие шумов, образующихся вследствие хаотических флуктуаций электрического поля, указывает, что плазменное образование находится в возбужденном (турбулентном) состоянии [20]. В этом случае в результате дальнедействующих кулоновских взаимодействий в образовании должны присутствовать колебания практически с непрерывным спектром частот [17].

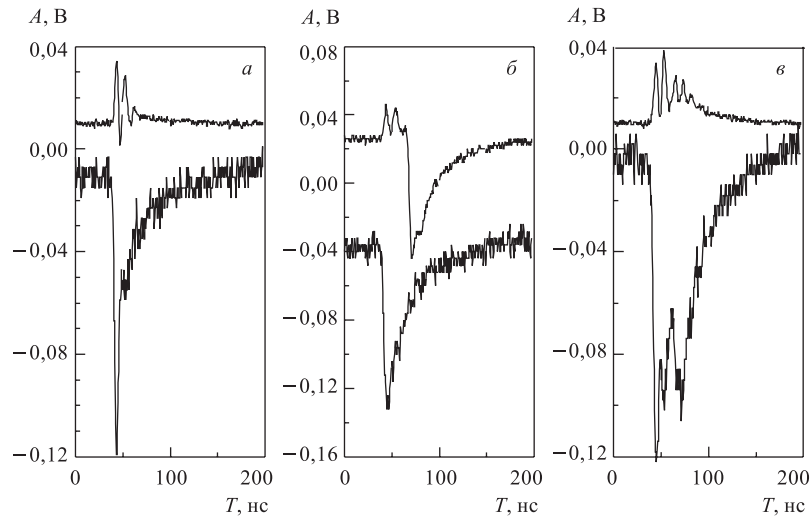


Рис. 12. Осциллограммы сигналов с зондов (верхние) и с анода (нижние) при наполнении камеры газовой смесью 80%  $\text{CF}_4$  + 19,88%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 0,12% Hg. Напряжение на камере 2,5 кВ

Ионно-звуковые турбулентные колебания устанавливаются, когда развитие кинетической неустойчивости приводит к нарастанию интенсивности ионных колебаний при достижении ими больших конечных амплитуд. Возникшая в распределении электронов область «быстрых» электронов при движении волн сжатия будет перемещаться в область больших скоростей, где число «быстрых» электронов уменьшается [23] (сравните рис. 8, а и 8, б). При больших амплитудах турбулентной ионно-звуковой волны профиль ее может измениться из-за возбуждения в плазме волн с другими частотами. Изменение профиля волны, движущейся с фазовой скоростью  $V(n_i)$ , определяется из выражения  $dV/dn_i = v_s/n_i$  [23]. Так как  $dV/dn_i > 0$ , то участки с большей плотностью движутся с большей скоростью. Поэтому на участках

сжатия профиль волны становится все более крутым, а на участках разрежения — все более пологим. При дальнейшем увеличении градиентов плотности на участках сжатия могут возникнуть ударные волны в результате отражения ионов от образованного волной потенциального барьера [23].

Приведенная выше краткая информация о нелинейном взаимодействии волн и частиц в плазме наглядно иллюстрируется осциллограммами на рис. 12. Наблюдается четкое проявление плазменных шумов и искажение профиля волны. Импульсы на аноде камеры состоят из двух слагаемых: первый импульс — быстрый, с длительностью 10 нс — отвечает плазменному режиму, который описан в предыдущих разделах, а также в работе [8]; второй импульс с длительностью порядка 100 нс соответствует длительности импульса в самогасящемся стримерном режиме [22] и обусловлен ударной волной, т.е. слоем ионов, движущихся через плазменное образование. Движение ионов со скоростью, превышающей фазовую скорость ионно-звуковой волны, вызовет увеличение тока через камеру (рис. 9) и приведет к амплитудному скачку анодных импульсов в сторону больших амплитуд (рис. 11).

Из верхних осциллограмм, полученных с зонда, следует, что в процессе раскачки ионных колебаний и нелинейного взаимодействия волн с частицами плазменного образования оно сильно сжалось и колебания приняли форму волнового пакета.

Таким образом, если исходить из того, что плазменное образование достигло критического числа заряженных частиц и наблюдается скачок амплитуды импульсов, то, согласно существующим к настоящему времени критериям [3], позади ударной волны остается стример. Но этого, конечно, недостаточно для понимания сущности стримера, ибо необходимо определить основной процесс, приводящий к его образованию.

Согласно экспериментальным данным, стример — это плазменное образование с высокой плотностью заряженных частиц и с достаточным запасом внутренней энергии, благодаря чему он может самостоятельно существовать в течение некоторого времени как во внешнем электрическом поле, так и без него [3]. Основная роль стримера в газовом разряде состоит в формировании ионизованного канала между электродами, который образуется в результате прорастания стримера.

Ни длинноволновые, ни коротковолновые нелинейные возмущения с конечной амплитудой не могут быть ответственными за формирование стримера. Первые, в отличие от коротковолновых возмущений, обладают малым запасом энергии и могут существовать в плазме только в виде нестационарных простых или автомодельных волн, которые из-за дисперсии быстро распадаются [23].

В коротковолновых возмущениях дисперсия компенсируется нелинейностью и в плазме могут установиться стационарные волны: периодические, уединенные и ударные. Однако нелинейное взаимодействие этих волн с ио-

нами приводит последние к равномерному направленному движению сквозь плазму [23].

Иначе обстоит дело в турбулентной плазме, когда в коротковолновом возмущении в области длин волн  $r_D k \approx 1$  под действием механизма нелинейного затухания энергия, сосредоточенная в коротковолновой области, переносится в длинноволновую область, где линейное бесстолкновительное затухание мало. В результате в плазме могут установиться стационарные ионно-звуковые колебания, в которых из-за нелинейного взаимодействия волн компенсируется влияние дисперсии и тем самым сохраняется форма колебаний.

Из перечисленных процессов именно последний обладает необходимыми свойствами для формирования стримера. Действительно, в турбулентной плазме с переходом колебаний в длинноволновую область они приобретают стационарный характер, вид сжатого волнового пакета с высокой плотностью заряженных частиц и большим запасом тепловой энергии, что отличает стример. Кроме того, данный процесс позволяет объяснить свойственную стримеру низкую проводимость. В турбулентной плазме движение электронов замедляется не из-за столкновений с ионами, а в результате рассеяния на хаотических флуктуациях электрического поля [17].

Принимая во внимание изложенное выше, рассмотрим осциллограммы, приведенные на рис. 12. Осциллограммы на рис. 12, *а* иллюстрируют возбуждение и затухание ударной волны внутри стримера. Информацию об этом несет анодный сигнал. Проявляется изменение заднего фронта, вызванное наложением индуцированного сигнала от ударной волны, движущейся внутри стримера к катоду.

Если волна образуется в стримере ближе к катоду, то при достаточном его потенциале она может выйти из стримера в область с низкой плотностью заряда [20]. Такая ситуация иллюстрируется рис. 12, *б* (верхняя осциллограмма), где четко виден профиль ударной волны. Временные характеристики анодного сигнала в точности повторяют профиль волны. Отметим, что амплитуда сигналов, наведенных на зонде вышедшей из стримера ударной волной, иногда практически достигает амплитуды анодного сигнала.

Рис. 12, *в* иллюстрирует образование двух стримеров. На верхней осциллограмме четко разделяются две группы волновых пакетов с сильной асимметрией в область положительной амплитуды. Причем величина асимметрии второго пакета относительно положения равновесия выше, чем первого. Конечная амплитуда второго волнового пакета равна 10 мВ и в 2,5 раза меньше амплитуды первого. Это указывает на то, что необходимая плотность для перехода плазменного образования в турбулентное состояние и формирования стримера достигнута на гидродинамической стадии развития неустойчивости. Но самое главное, верхняя осциллограмма на рис. 12, *в* отражает, по видимому, механизм образования вторичных электронов в головке первого стримера. Из-за того, что поле внутри стримера слабое, ударная волна может

увлечь за собой некоторую часть электронов. Проходя через область возмущения плотности ионов, находящихся в фазе с потенциалом волны, электроны испытывают ускорение и выходят в область перед стримером. Дрейфуя к головке стримера в область сильного суммарного поля, они способны создать мощную лавину. Последовательное протекание таких процессов обеспечивает непрерывное прорастание стримеров в направлении к катоду. Если прорастание стримеров происходит в неоднородном поле, то вследствие падения суммарного электрического поля оно остановится, как только электрическое поле станет недостаточным для образования электронной лавины с критической плотностью.

### СТРИМЕР В ДЛИННЫХ ИСКРОВЫХ РАЗРЯДАХ

Экспериментальные результаты, приведенные в настоящей работе, показывают, что стример представляет собой плазменное образование, находящееся в турбулентном состоянии, и проявляет характерные для него свойства. На основании этого попытаемся дать качественное объяснение процессам, происходящим в длинных искровых разрядах, включая молнию.

Пусть потенциал лидерной головки отрицательный и от нее практически одновременно стартует в направлении анода большое количество электронных лавин. Если газовая среда, в которой протекает разряд, содержит в единице объёма значительное число электроотрицательных атомов или молекул, то критическая плотность лавин для образования стримеров в быстро спадающем поле головки лидера будет достигнута на некотором удалении от головки. Практически одновременно с появлением первых стримеров возникают два потока заряженных частиц, движущихся в противоположных направлениях. «Быстрые» электроны движутся в направлении развития электронной лавины со скоростью, в несколько раз превышающей скорость дрейфа электронов. А поток ионов (ударная волна) движется к головке лидера по следу лавины в направлении распространения ионно-звуковой волны. Отметим, что «быстрые» электроны образуются в плазменном сгустке перед рождением стримера, а ударная волна возникает практически вместе со стримером.

Промежуток между первым стримером и головкой лидера будет заполняться катодонаправленными стримерами. Затравочные электроны для их прорастания к головке лидера обеспечивают ударные волны. Как показано выше, около 30 % электронов в плазменном образовании, вследствие релаксации неустойчивостей, становятся «быстрыми». Двигаясь в направлении развития электронной лавины, «быстрые» электроны первого стримера образуют плотную лавину, в которой быстротечные плазменные процессы (7), (10) рождают новый поток «быстрых» электронов и формируют стример. Распространяясь в направлении уменьшения электрического поля головки лидера,



анодонаправленные стримеры будут зарождаться на всё большем расстоянии друг от друга. Часть электронов, не испытавших соударений, могут произвести ионизацию за пределами образовавшихся стримеров. Благодаря их большому числу и ионизации среды анодонаправленные стримеры могут рождаться в областях, где электрическое поле близко к пороговому значению. Промежутки между анодонаправленными стримерами будут заполняться катодонаправленными. Возникающие при этом «быстрые» электроны, проходя через стримеры и ионизуя газ, повышают плотность стримеров, а их ток служит энергетической подпиткой плазменных процессов.

В результате протекания приведенных процессов будет сформирован «длинный стример» [10], состоящий из последовательной цепи отдельных стримеров. На рис. 12, *в* (верхняя осциллограмма) видно, что с переходом в турбулентное состояние и при действии механизма нелинейного затухания в плазменном образовании начинает проявляться длинноволновое колебание. Причем оно выполняет роль несущей волны для высокочастотных колебаний, отвечающих локальным изменениям плотности ионов, т.е. стримерам. Локальные сгустки плотности вдоль плазменного шнура приведут к аномальному сопротивлению, при котором электроны будут замедляться вследствие рассеяния на флуктуациях электрического поля, вызванных взаимодействием интенсивных волн с частицами плазмы [17]. Известно, что это явление используется для омического нагрева плазмы до высоких температур, при которых ее обычное сопротивление является недостаточным [17]. Приведенная выше структура «длинных стримеров» позволяет рассматривать их как стационарное распределение турбулентных ионно-звуковых волновых пакетов вдоль плазменного канала.

В слабых внешних полях  $E_0$ , когда  $E_0 \ll E_{kr}$ , число «быстрых» электронов с хорошей точностью определяется выражением [15]

$$\frac{n_b}{n_e} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-E_{kr}/E_0), \quad (11)$$

где  $E_{kr} = m\nu_{ei}v_{Te}/e$  — поле, в котором электрон за время между столкновениями с ионами приобретает скорость  $u_{kr}$ , большую его тепловой скорости  $v_{Te}$ . Из выражения (11) следует, что с ростом поля число «быстрых» электронов экспоненциально растёт.

Движение «быстрых» электронов и ударных волн в прорастающем «длинном стримере» приведет в нем к скачку тока. Причем ток будет нарастать пропорционально числу образовавшихся отдельных стримеров. При замыкании «длинного стримера» с головкой лидера ионный ток катодонаправленной ветви вольтется в головку лидера, а анодонаправленной ветви — в первый стример. Ток «быстрых» электронов из катодонаправленной ветви также нарастает по мере прорастания «длинного стримера» к головке лидера. Проходя через первый стример, ток «быстрых» электронов вызовет

неустойчивость. Кинетическая энергия электронных пучков, поступающая на раскачку ионных колебаний, приведет к образованию нелинейных ионно-звуковых волн с нарастающими большими амплитудами.

Плазменные колебания в ограниченной среде распространяются благодаря полям, возникающим на ее границах [17]. Если в плазме первого стримера с плотностью  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и тепловой энергией ионов  $\approx 2 \text{ эВ}$  произойдет разделение зарядов на длине  $L = 0,005 \text{ см}$ , то возникнет электрическое поле  $E = 4\pi enL = 9 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ . Следовательно, на торцах первого стримера электрическое поле будет равно полю разделения зарядов, которое просуммируется с внешним полем. Так как временной масштаб разделения зарядов имеет порядок  $L/v_i = 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  ( $v_i = v_{ph} = 1,2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ), то энергия, набираемая электронами в течение этого времени в суммарном поле, будет достаточна для создания сильной лавины.

Таким образом, формирование «длинного стримера» «быстрыми» электронами и ударными волнами действительно имеет волновой характер [10], который полностью определяется плазменными процессами.

По мнению Э. М. Базеляна и Ю. П. Райзера [10], стримерно-лидерный переход наиболее трудный для теории, наименее изученный, во многом даже не понятый до конца и вместе с тем один из наиболее важных этапов лидерного процесса.

Попытаемся предложить один из возможных механизмов стягивания тока множества рассеянных в пространстве «длинных стримеров» в область малого диаметра.

Согласно данной работе, отдельные стримеры, формирующие «длинный стример», образуются после достижения электронной лавиной конкретной плотности. Подтверждением этому служит верхняя осциллограмма на рис. 12, в, из которой видно, что частоты ионно-звуковых колебаний каждого из обоих стримеров практически одинаковы. Это позволяет предположить, что «длинные стримеры» имеют одинаковую структуру и проявляют одинаковые волновые свойства, основным из которых в нашем случае является частота колебаний.

Если рассматривать каждый «длинный стример», находящийся внутри узкого конуса, как элемент тока, то суммарный ток стримеров создаст сильный импульс магнитного давления, направленного вовнутрь конуса. Так как стримеры не образуют единую плазменную среду, то давление, создаваемое в отдельности каждым из них, не может уравновесить импульс силы Лоренца, что вызовет стягивание стримеров к оси конуса. Соприкосновение стримеров приведет к нелинейному взаимодействию ионно-звуковых волн с близкими частотами, в результате которого возникнут биения. Под действием результирующего потенциала огибающей волны «длинные стримеры» с близкими фазами сольются, их колебания примут форму волновых пакетов, а первые стримеры образуют новую головку лидера. При большой амплитуде волны в

результате нелинейного взаимодействия волновые пакеты могут сжаться или распаться на несколько отдельных волновых ступков, т.е. возникнет модуляционная неустойчивость [17, 20]. Реализация второго процесса может стать причиной разветвления искрового разряда. Под влиянием результирующего поля колебаний основная часть электронов, распределенных в стримерах, сконцентрируется в центральной части нового канала лидера. В последующем, под влиянием положительного потенциала, на фазе его переноса к катоду, центр плазменного шнура будет состоять практически из электронов, что приведет к резкому увеличению проводимости лидерного канала.

«Длинные стримеры», не попавшие в новый канал лидера, образуют вокруг него чехол [10]. Пространственный заряд чехла экранирует лидерный канал от внешнего поля, а сам чехол повышает емкость системы с тем, чтобы на фазе возвратного удара передать на анод как можно больший заряд.

Объединенный ток стримеров, которые сформировали новый участок лидерного канала, вливается в старый канал лидера и практически полностью теряет свою энергию на флуктуациях электрического поля (области локального возмущения плотности), тем самым повышая температуру ионов. Оставшийся ток необходим для поддержания плазменных колебаний в канале лидера.

Из предложенного варианта развития искрового разряда вытекает важное следствие: «длинные стримеры» объединяются под влиянием результирующего электрического поля ионно-звуковой волны с положительным потенциалом. Если в этот момент на пути прорастающего лидера встретится объект с положительным зарядом и более высоким потенциалом, то из-за электростатического расталкивания лидер данный объект обойдет.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

1. В результате исследования газового разряда в проволочной камере, работающей в режиме большого газового усиления, получены экспериментальные данные, которые наглядно демонстрируют последовательную цепь физических процессов, приводящих в конечном итоге к образованию и прорастанию стримера.
2. Показано, что все процессы, сопутствующие переходу электронной лавины в стример, обусловлены плазменными свойствами, проявляющимися в плотной электронной лавине.
3. Новые данные о механизме образования стримера и его структуре, возможно, позволят на основе волновых свойств плазмы проанализировать динамику развития длинных искровых разрядов, включая молнию, и предсказать ожидаемые в них распределения физических величин.

Автор выражает сердечную благодарность члену-корреспонденту РАН И. Н. Мешкову и доктору физико-математических наук Е. М. Сыресину за внимательное ознакомление с рукописью и полезные замечания, способствовавшие завершению данной работы. Автор выражает искреннюю признательность профессору В. Г. Зинову за интерес к работе и критические конструктивные предложения.

Автор глубоко благодарен научному сотруднику С. Н. Дымову за большую помощь в оформлении и подготовке материалов статьи.

Пользуясь случаем, автор выражает сердечную благодарность сотруднику Института ядерной физики (Форшунгцентр, Юлих, ФРГ) профессору Н. Н. Николаеву за полезные обсуждения и критические замечания.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах / Пер. с англ. М.-Л.: Гостехиздат, 1950. С. 1.
2. *Мик Д., Крэс Д.* Электрический пробой в газах / Пер. с англ. М.: ИЛ, 1960. С. 1.
3. *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах / Пер. с англ. М.: Мир, 1968. С. 1.
4. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. С. 1.
5. *Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. С. 1.
6. *Teich T. H.* // *Z. Phys.* Bd. 1967. 199. h. 4. P. 378.
7. *Petrus A. Yu., Zalikhanov B. Zh.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2002. V. 485. P. 399.
8. *Залиханов Б. Ж.* // *ЭЧАЯ.* 1998. Т. 29, вып. 5. P. 1194.
9. *Kalmar H. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1991. V. 307. P. 279.
10. *Базелян Э. М., Райзер Ю. П.* Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997. С. 1.
11. *Fischer J. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1985. V. 238. P. 249.
12. *Энгель А.* Ионизованные газы / Пер. с англ. М.: ГФМЛ, 1959. С. 1.
13. *Омаров О. А., Рухадзе А. А., Шнеерсон Г. А.* // *ЖТФ.* 1979. Т. 49, вып. 9. С. 1997.
14. *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1978. С. 1.
15. *Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.* Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988. С. 1.

16. *Френсис Г.* Ионизационные явления в газах / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1964. С. 1.
17. *Чен Ф.* Введение в физику плазмы / Пер. с англ. М.: Мир, 1987. С. 1.
18. *Франк-Каменский Д.Ф.* Плазма — четвертое состояние вещества. М.: Атомиздат, 1969. С. 1.
19. *Лифшиц Е. М., Питаевский А. П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. С. 1.
20. *Смирнов Б.М.* Физика слабо-ионизованного газа в задачах с решениями. М.: Наука, 1985. С. 1.
21. *Christophorou L. G., Olthoff J. K.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1996. V. 25, No. 5.
22. *Алексеев Г. Д., Круглов В. В., Хазинс Д. М.* // ЭЧАЯ. 1992. Т. 13, вып. 3.
23. *Ахиезер А. И. и др.* Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. С. 1.

Получено 15 марта 2004 г.

Редактор *М. И. Зарубина*  
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 30.03.2004.  
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.  
Усл. печ. л. 1,69. Уч.-изд. л. 2,33. Тираж 305 экз. Заказ № 54358.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.  
E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)  
[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)