



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2007-14  
ОЭФ

Г.А. Акопджанов

**Постпропорциональный режим  
газового усиления  
в цилиндрических счетчиках**

Направлено в ПТЭ

Протвино 2007

## Аннотация

Акопджанов Г.А. Постпропорциональный режим газового усиления в цилиндрических счетчиках: Препринт ИФВЭ 2007-14. – Протвино, 2007. – 17 с., 13 рис., библиогр.: 13.

Сильноточный режим газового усиления в цилиндрических детекторах рассматривается как временная последовательность трех мод усиления — пропорционального режима, режима ограниченной пропорциональности и режима самогасящего стримера. Вероятность перехода режима ограниченной пропорциональности в *CSC*-режим зависит от степени ионизации первичной частицы, используемой газовой смеси и диаметра анода.

Предложенный механизм газового усиления согласуется с основными экспериментальными результатами. Приведены примеры перспективного использования детекторов в *CSC*-режимах.

## Abstract

Akopdzhhanov G.A. The Postproportional Regime of the Gas Amplification in the Cylindrical Detectors: IHEP Preprint 2007-14. – Protvino, 2007. – p. 17, figs. 13, refs.: 13.

The regime of the excess current amplification in cylindrical gas detectors is considered as a time sequence of three modes of the amplification — the proportional regime, the space-charge saturation and the self-quenching streamer (SQS). The probability of the transmission from the space-charge saturation to the SQS-regime is depended on the specific ionization of the primary particles, on the using gas mixture and on the anode diameter. The suggested mechanism of the gas amplification agrees with the main experimental results. The examples of the perspective use of detectors in the SQS-regime are presented.

Детекторы, использующие сильноточный режим газового усиления — режим самогасящего стримера (*CFC*-режим) [1], широко применяются в физике высоких энергий и имеют хорошие перспективы усовершенствования. Величина выходного анодного сигнала у таких детекторов достаточно велика ( $0.6 \div 1.0$  мА) и приемлема для обычной регистрирующей электроники, а соответствующим выбором газовой смеси можно обеспечить надежную работу таких детекторов [2].

В данной работе сделана попытка обобщить основные экспериментальные результаты процессов усиления в постпропорциональном режиме в цилиндрических газовых детекторах.

### Образование стримерного сигнала

Рассмотрим процесс образования стримерного сигнала. Пусть ионизирующая частица образовала вдоль трека некоторое количество ион-электронных пар (трек проходит по центру анода, рис. 1а).

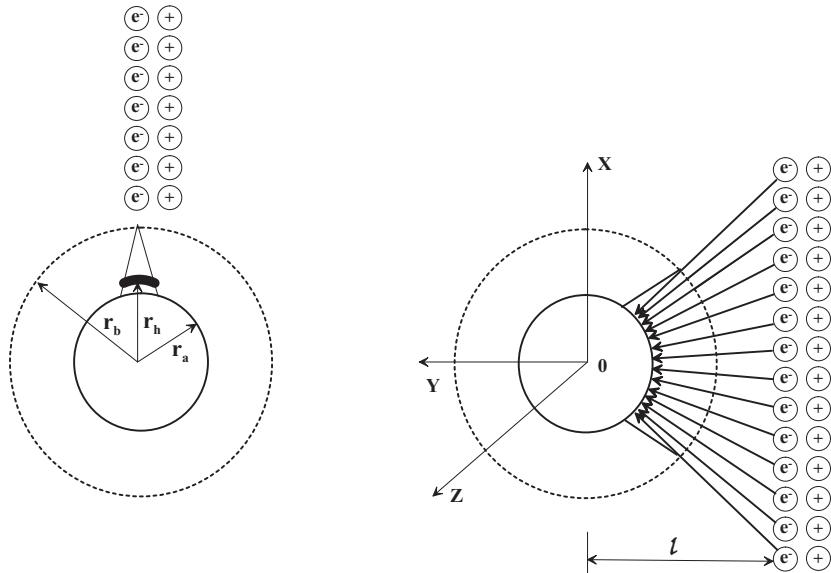


Рис. 1. Трек проходит по центру анода (а) и на расстоянии  $l$  от анода (б).

Электрон, образованный ближе всего к аноду, входит в зону размножения ( $r_b$  — радиус зоны) и в анодном поле  $E_a(r) = k \cdot \frac{V_a}{r}$  образует лавину ( $V_a(r)$  — напряжение анод-катод,  $r$  — расстояние от центра анода,  $k$  — геометрический фактор).

После ухода электронов на анод образуется ионное облако, и следующий электрон первичной ионизации дрейфует к аноду в суммарном поле анода  $k \cdot \frac{V_a}{r}$  и кулоновского поля ионов  $E_+(r)$ . Усиление последующих электронов первичной ионизации увеличивает как напряженность кулоновского поля ионов, так и размеры зоны размножения, что приводит к росту усиления.

Если после усиления всех электронов первичной ионизации  $E_+(r) \ll E_a(r_a)$ , то осуществляется пропорциональный режим газового усиления. При увеличении величины анодного напряжения (*H.V.*) пропорциональный режим плавно переходит в режим ограниченной пропорциональности газового усиления. В этом режиме влияние ионного заряда уже не пренебрежимо мало, так как он препятствует прохождению электронов размножения на анод.

После усиления всех электронов первичной ионизации максимум концентрации пространственного распределения ионов (“головка”) расположен на расстоянии  $r_h$  от центра анода, а влиянием не попавших на анод электронов можно пренебречь. Образуется неравновесная плазма, в которой  $n_e \ll n_+$ , и для режима ограниченной пропорциональности выполняется условие

$$E_+(r_h) - E_e(r_h) \sim E_+(r_h) > E_a(r_a), \quad (1)$$

где  $E_e(r_h)$  — кулоновское поле электронов.

Такое же состояние плазмы можно получить увеличением анодного напряжения при меньшем количестве электронов первичной ионизации. В этом случае остальные первичные электроны при усилении изменяют как пространственное расположение ионного облака (оно расширяется от анода), так и состояние плазмы — отношение электронов к ионам в ней  $n_e/n_+$  увеличивается. Процесс усиления в этих условиях есть процесс образования и развития стримера. Пространственное расположение электронов в такой неравновесной плазме определяется условием

$$k \cdot \frac{V_a}{r} + E_+(r) - E_e(r) \longrightarrow \min. \quad (2)$$

Из этого условия следует, что электроны в стримерной плазме собираются в “головке” стримера и нейтрализуют ее. Если имеется достаточное количество электронов первичной ионизации, то они усиливаются вне головки стримера (ионы накапливаются в более слабом поле анода), и электроны размножения могут полностью нейтрализовать “головку” стримера. Если выполняется условие

$$k \cdot \frac{V_a}{r_h} + E_+(r_h) - E_e(r_h) \sim k \cdot \frac{V_a}{r_h} < k \cdot \frac{V_a}{r_a}, \quad (3)$$

то электроны из “головки” начнут дрейфовать к анодной поверхности. Этот процесс будет длиться до тех пор, пока не кончится усиление оставшихся первичных электронов (подпитка “головки”) или пока не выполнится условие (1). Этот процесс называется самогасящим стримерным режимом (*CSC*), а наблюдаемые при этом сигналы — сигналами стримера или *CSC*-сигналами.

Из вышеизложенного следует, что вероятность появления стримерного сигнала зависит от количества электрон-ионных пар первичной ионизации, от диаметра анода, который определяет градиент спада анодного поля, и расстояния от анодной поверхности до точки образования “головки” (чем дальше от анода, тем вероятность больше). Заметим, что в случае постоянной напряженности анодного поля (плоскопараллельная камера) *CFC*-режим невозможен.

### Моделирование постпропорционального режима, вызванного отдельным электроном

В процессе газового усиления количество первичных электронов ионизации вдоль трека определяет размножение электронов. Основные закономерности процесса образования неравновесной плазмы могут быть получены моделированием режима ограниченной пропорциональности газового усиления, вызванного единственным электроном ионизации, если зона размножения ( $r_b$ ) расположена на значительном расстоянии от анодной поверхности и из-за продольной диффузии дрейфа электронов в рое образуются “запаздывающие” электроны.

В качестве модельного газа был выбран аргон, так как в нем наблюдается большая продольная диффузия при дрейфе электронов, чем в большинстве других газов. На рис. 2 приведены полная частота столкновений и частота ионизации, которые использовались при моделировании [3]. Образующиеся ионы считались неподвижными, а излучением возбужденных атомов аргона пренебрегалось. При моделировании учитывались кулоновские поля ионов и электронов.

Диаметр анодной проволоки был выбран равным 100 мкм, диаметр катода — 10 мм и начальное расстояние электрона от центра анода — 200 мкм. Использовалась декартова система координат ( $x, y, z$ ), в которой ось  $x$  направлена от электрона до центра анода, а ось  $z$  направлена вдоль анодной проволоки (рис. 1b). Ниже приведены результаты моделирования при анодном напряжении  $H.V. = 3$  кВ.

Размножение электронов начинается примерно в 50 мкм от анода. При приближении к анодной поверхности образуется рой электронов с пространственным распределением, определяемым продольной диффузией. Электроны из переднего фронта роя уходят на анод, а оставшиеся начинают размножаться в суммарном поле анода и кулоновского поля ионов. Доля частоты ионизации в суммарной частоте столкновений увеличивается, и дрейф “задержанных” электронов происходит с большим коэффициентом размножения.

В момент времени  $T = 1.011$  нс лавина имела следующие характеристики: количество ионов  $1.27 \cdot 10^7$ , количество электронов, собранных на анодной поверхности,  $0.47 \cdot 10^7$  и  $0.8 \cdot 10^7$  электронов в плазме. В этой плазме  $n_e/n_+ \sim 0.7$ . На рис. 3 приведен энергетический спектр электронов в плазме, из которого видно, что размножение практически закончилось, и идет замедление электронов до тепловых скоростей.

На рис. 4 приведено пространственное распределение электронов в плазме. Видно, что распределение вдоль оси анода значительно шире, так как в этом направлении составляющая электрического поля анода равна нулю. Основная часть электронов располагается на расстоянии  $x \sim 1$  мкм от поверхности анода. Дальнейшее моделирование показывает, что электроны стягиваются в “головку” стримера — распределения по  $x$  при  $T = 1.011$  нс и  $T = 1.2$  нс (рис. 5).

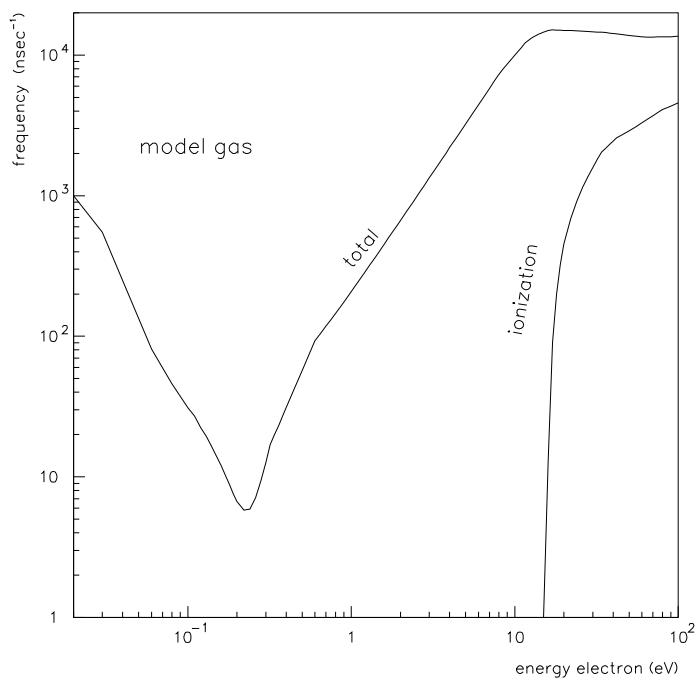


Рис. 2. Полная частота столкновений электронов в модельном газе [3].

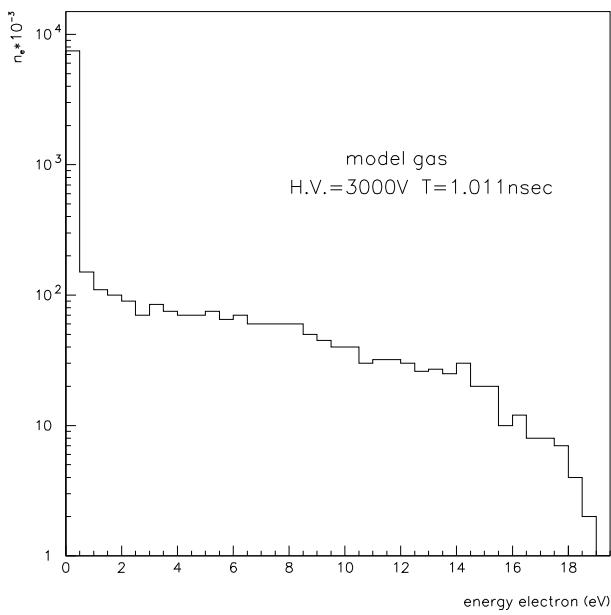


Рис. 3. Энергетическое распределение электронов в неравновесной плазме.

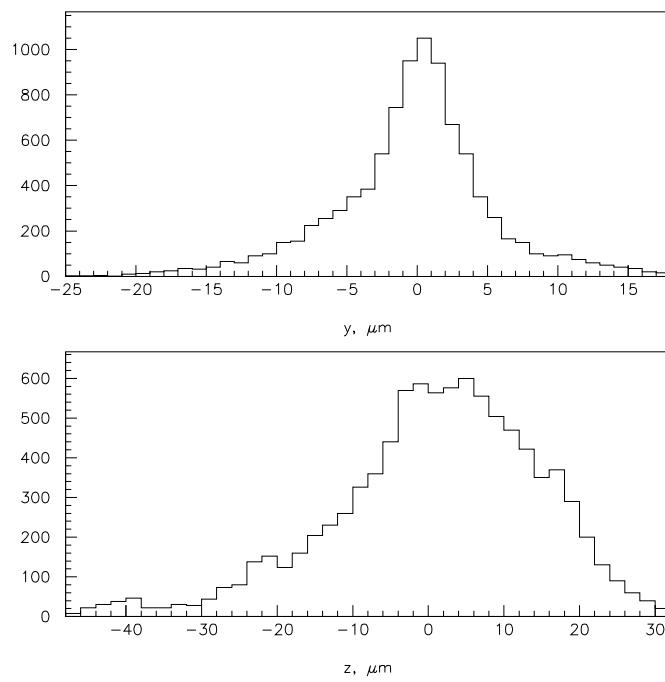


Рис. 4. Пространственное распределение электронов в плазме по осям  $y$  и  $z$ .

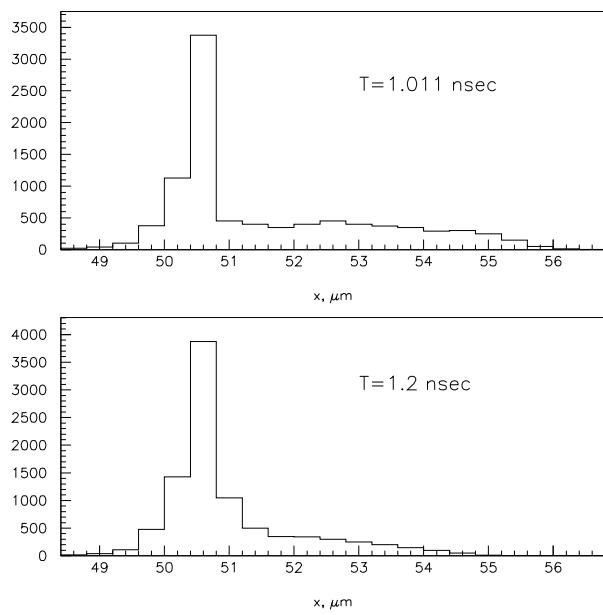


Рис. 5. Распределение электронов в плазме по оси  $x$ .

На рис. 6, 7 показаны распределения напряженностей электрического поля ионов и суммарного поля (анод, ионы, электроны) в сравнении с полем анода. Отрицательные значения напряженности означают, что на электрон действует электрическая сила в направлении от анода. Видно, что сгусток электронов находится в “яме”, в которой напряженность суммарного электрического поля по оси  $x$  меняет знак. Заметим, что окончательное состояние плазмы еще не достигнуто, так как продолжается дрейф электронов по осям  $x, y$ . Вызванное этим дрейфом уменьшение объема сгустка электронов приводит к уменьшению величины “ямы” относительно анода.

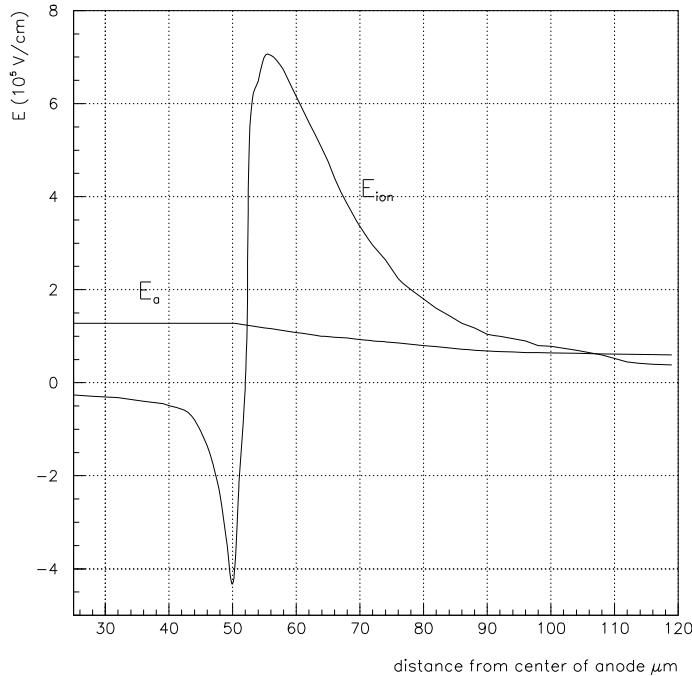


Рис. 6. Зависимости напряженности электрического поля анода и ионов от расстояния от центра анода.

Если бы при дрейфе ионов к катоду сохранялось состояние плазмы, а процессы рекомбинации были бы пренебрежимо малы, то градиент спада анодного поля компенсировал бы величину “ямы”, и часть электронов ушла бы на анод.

На практике ситуация, конечно, не ограничивается образованием одной электрон-ионной пары вдоль трека. Если к аноду подходит второй электрон ионизации, то его усиление начинается на значительно большем расстоянии от анода с большим коэффициентом усиления. Электроны второй лавины полностью заполняют “головку”, “яма” исчезает, и электроны из “головки” начинают собираться на анод. Если взять среднюю скорость тепловых электронов  $\sim 10^4$  см/сек и расстояние “головки” до анодной поверхности  $\sim 10^{-4}$  см, то получим время сбора электронов сгустка  $\sim 10$  нс. Это значение согласуется с экспериментальными значениями длительности анодного сигнала при некоторых режимах *CFC*-разряда.

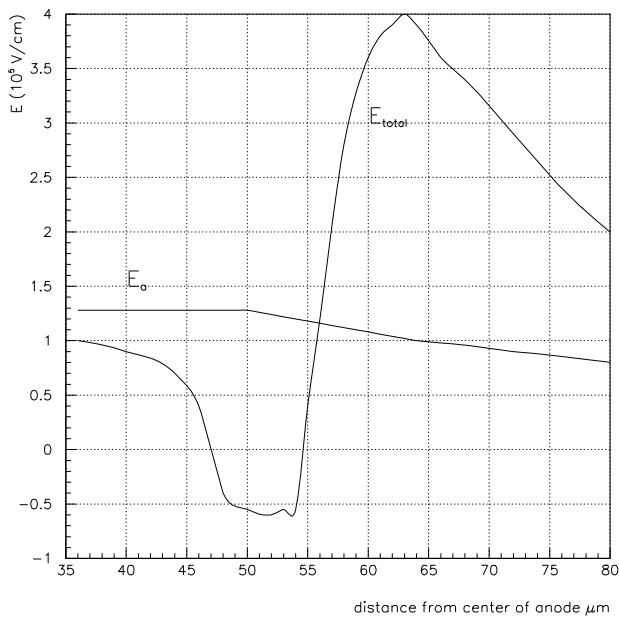


Рис. 7. Зависимость напряженности суммарного поля от расстояния от центра анода.

Подробный статистический анализ не являлся целью нашего исследования, но качественно все смоделированные лавины в режиме ограниченной пропорциональности при разных анодных напряжениях  $H.V.$  имели схожие зависимости суммарных напряженностей поля от расстояния до анодной поверхности. Кулоновское поле ионов приводит к увеличению радиуса зоны размножения, а пространственное распределение электронов в плазме минимизирует суммарную напряженность поля согласно условию (2).

### ***СГС-разряд — обычный механизм развития лавины***

Реальная картина газового разряда при детектировании ионизирующего излучения получится при моделировании дрейфа всех электронов первичной ионизации для конкретной газовой смеси с учетом процессов дрейфа ионов и электрон-ионной рекомбинации.

Электрон-ионная рекомбинация зависит от пространственной плотности ионов и электронов в “головке” стримера, и на практике в некоторых смесях наблюдается второй импульс (стример) с запаздыванием до 100 нс. Это означает, что процесс рекомбинации не играет существенной роли в постпропорциональных режимах усиления для таких смесей.

При наличии постпропорциональных сигналов электрическое поле ионного облака в “головке” стримера может быть очень большим, но результирующее поле плазмы стремится к минимуму, и можно считать, что на ионы действует только электрическое поле анод-катод. Если имеется избыток ионов в “головке” стримера (этап ограниченной пропорциональности), то избыточные ионы начинают дрейфовать к катоду.

Для вышеприведенного примера с аргоном этот дрейф можно оценить следующим способом. Если электрическое поле на поверхности анода  $\sim 3 \cdot 10^5$  В/см, то скорость дрейфа ионов  $\sim 10^5$  см/сек, и за время 10 нс дрейф избыточных ионов “головки” составит  $\sim 10$  мкм.

Такое заметное отделение от анода приведет к другому распределению напряженности кулоновского поля ионов и, как следствие, к другому пространственному распределению электронов.

Возможно, процессы рекомбинации и раз渲а ионного облака играют важную роль при регистрации минимально ионизирующих частиц в газовых смесях, в которых полное время дрейфа электронов первичной ионизации от катода до анода составляет  $\sim 100$  нс. Можно указать на некоторые качественные следствия рассмотрения *CSC*-разряда как обычного механизма развития лавины при анализе экспериментальных характеристик *CSC*-разряда.

### ***CSC*-режим и первичная ионизация**

Зависимость стримерного режима от первичной ионизации детектируемой частицы исследовалась в пластиковых стримерных трубках типа *Jarocci* [4] (катод прямоугольный  $9 \cdot 9$  мм<sup>2</sup>, диаметр анода 100 мкм) для рентгеновского источника  $^{55}Fe$  и источника электронов  $^{90}Sr$  [5]. Сигналы с анода регистрировались либо в аналоговом, либо в счетном режиме. Исследовались различные газовые смеси, здесь приводятся результаты для смеси ксенон-изобутан.

При фотоэффекте  $\gamma$ -квантов от источника  $^{55}Fe$  на ксеноне образуется кластер  $\sim 250$  электрон-ионных пар. Пространственное распределение электронов в кластере при подходе к зоне, где начинается размножение электронов, определяется первоначальной длиной трека ионизации, а также продольной и поперечной диффузией электронов в кластере. Картина усиления кластера индентична рассмотренной в предыдущем разделе.

При прохождении электрона от  $^{90}Sr$  через газ на сантиметре трека образуется такое же количество электрон-ионных пар, как и в случае  $^{55}Fe$ , и на анод собираются электроны со всей длины трека. Продольная диффузия не играет никакой роли, и полное время прихода всех электронов к аноду определяется дрейфом последнего электрона первичной ионизации. Усиление электронов ионизации происходит по большей поверхности анода (рис. 1b). Поэтому влияние ионного облака проявляется при большем количестве электронов первичной ионизации, чем в случае фотоэффекта.

На рис. 8 приведены дискриминационные кривые в зависимости от *H.V.* для двух радиоактивных источников. При регистрации фотоэлектронов  $Xe$  в этой области *HV* наблюдались или сигналы ограниченной пропорциональности, или стримерные (при пороге дискриминации 65 мВ сигналы идентифицировались как стримерные). В случае электронов от  $^{90}Sr$  наблюдались оба сигнала, разделенных по времени. Фактически, эти кривые представляют собой зависимости вероятности образования самогасящего стримерного режима от анодного напряжения для двух радиоактивных источников.

В работе [6] использовалась примерно такая же постановка опыта, но с диаметром анода 25 мкм, и исследовались режимы усиления для различных газов при облучении  $\alpha$ -частицами  $^{241}Am$ .

На рис. 9 приведены зависимости газового усиления для чистого изобутана (*isoC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>*) от *H.V.* при облучении для двух положений  $\alpha$ -источника — по центру анода и на расстоянии  $l = 6$  мм от анода (рис. 1b).  $\alpha$ -частицы при прохождении газового промежутка теряли примерно 1.7 МэВ энергии, что соответствует образованию на длине трека  $6 \cdot 10^3$  электрон-ионных пар.

Видно, что с ростом *H.V.* процесс размножения электронов первичной ионизации последовательно проходит три режима — пропорциональный режим, режим ограниченной

пропорциональности и стримерный режим. Заметим, что так как электроны начинают размножаться в непосредственной близости от анодной поверхности (меньше 1 мкм), диаметр анода (25 мкм) здесь играет незначительную роль. Электроны трека при  $l = 6$  мм дрейфуют на значительно большие расстояния до анода, и пространственное поперечное распределение ионов в плазме определяется поперечной диффузией электронов. Пространственное размытие ионного облака приводит к тому, что стримерный режим начинается при большом анодном напряжении.

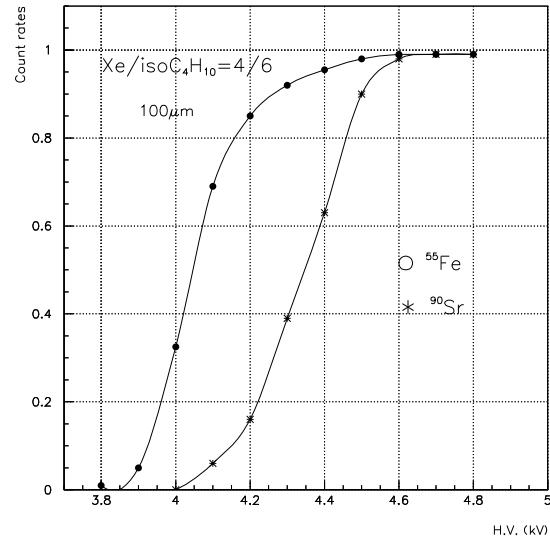


Рис. 8. Дискриминационные кривые для смеси ксенон + изобутан [5].

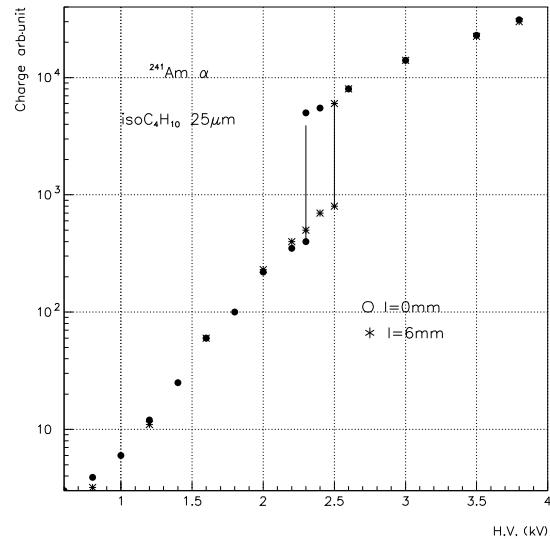


Рис. 9. Зависимость газового усиления от анодного напряжения в чистом изобутане [6].

Интересно отметить следующий факт. Из совпадения газового усиления для двух положений  $\alpha$ -источника в пропорциональном и ограниченно пропорциональном режимах можно заключить, что прилипание электронов при их дрейфе не играет роли в изобутане.

### Зависимости переходной области и плато от анодного напряжения

Характерной особенностью *СГС*-режима является существование переходной области по анодному напряжению *H.V.*, когда наблюдаются или разряд с ограниченной пропорциональностью, или самогасящийся стример. Для конкретной газовой смеси и вида ионизирующей частицы величина переходной области по высокому напряжению зависит от диаметра анода. Это видно из зависимостей зарядового усиления от *H.V.* для двух диаметров анода в чистом  $CO_2$  (рис. 10) [7]. При диаметре анода 25 мкм в двуокиси углерода переходная область по анодному напряжению вообще не наблюдалась (рис. 11) [6].

“Головка” стримера образуется на расстоянии  $\sim 1$  мкм от анодной поверхности, и, несмотря на вероятностный характер образования лавины (общее усиление и пространственное состояние плазмы), условие (3) достигается быстрее при большом градиенте спада электрического поля, т.е. для меньших диаметров анода.

С повышением анодного напряжения переходная область исчезает, и возникает плато образования стримерных сигналов. В этом случае увеличение *H.V.* сопровождается уменьшением количества электронов от первичной ионизации, которые и образуют стример (последующие электроны только увеличивают величину стримерного сигнала). При этом уменьшается вклад режима ограниченной пропорциональности в общее усиление, и энергетическое разрешение суммарного сигнала улучшается.

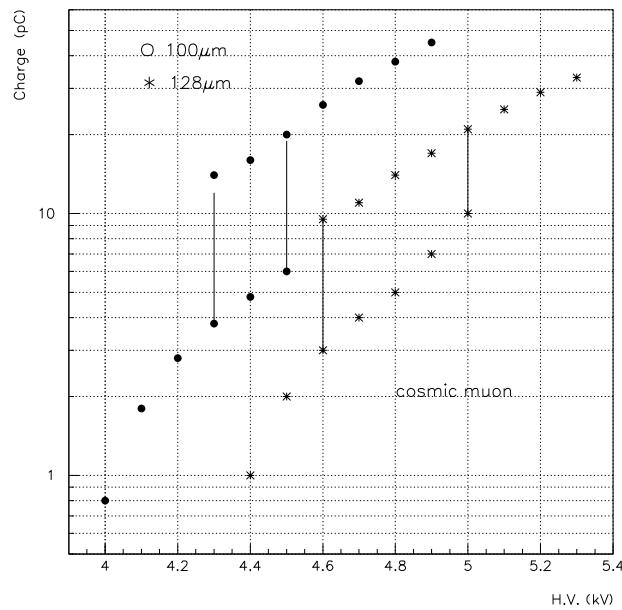


Рис. 10. Зависимости газового усиления от анодного напряжения в чистой двуокиси углерода [7].

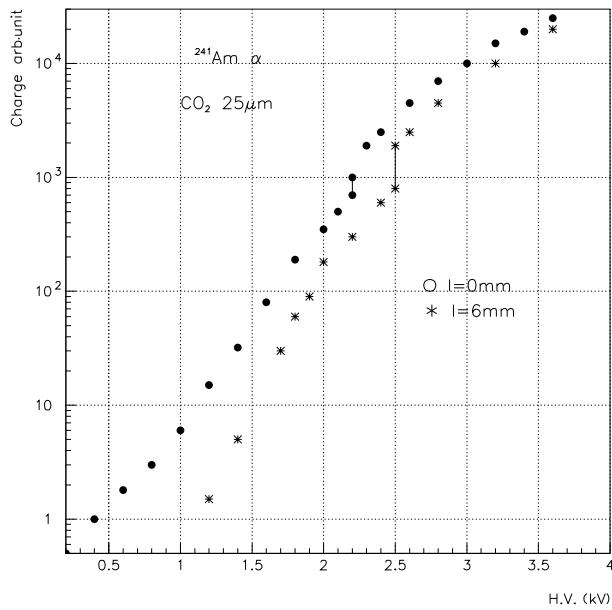


Рис. 11. Зависимости газового усиления от анодного напряжения в чистой двуокиси углерода для двух положений треков от  $\alpha$ -частиц [6].

На рис. 12 приведена зависимость разрешения зарядового сигнала стримера для газовой смеси  $CO_2 : Iso = 4 : 1$  (диаметр анода 80 мкм) при облучении электронами  $^{106}Ru$ . Плато кончается, когда разрешение снова начинает ухудшаться [2].

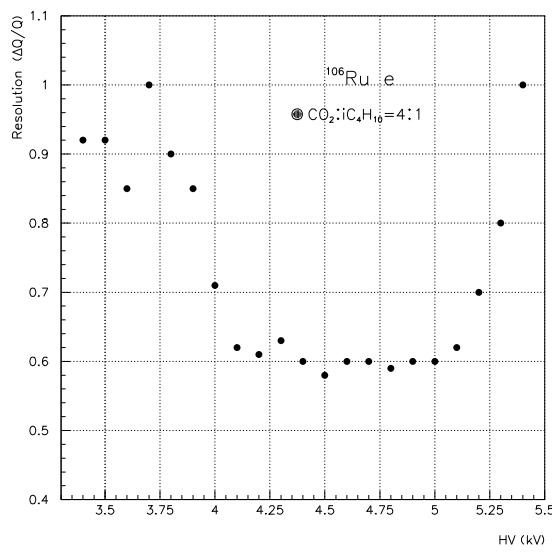


Рис. 12. Зависимость энергетического разрешения от анодного напряжения для смеси  $CO_2 +$ изобутан [2].

В аргон-изобутановой смеси величина зарядового сигнала стримера составляет  $20 \sim 100$  пК, и конец плато определяется вероятностью появления вторичных стримеров через  $\sim 100$  нс. “Головка” стримера отдает часть электронов (первый сигнал), суммарное ион-электронное поле при этом становится больше анодного поля, и неоднородная плазма начинает дрейфовать к катоду. Дрейф ионов, определяющих теперь пространственную структуру плазмы, приводит к тому, что снова выполняется условие (3).

### Процессы фотоионизации в газовом усилении

В аргоносодержащих смесях возбуждение атомов аргона снимается двумя конкурирующими процессами: процессом *Пеннинга*



где  $B$  — гасящая компонента смеси, и фотоионизацией



Процесс *Пеннинга* описывается уравнением

$$dAr^* = -k \cdot Ar^* \cdot B \cdot dt, \quad (7)$$

или

$$Ar^* = Ar_0^* \cdot \exp(-kBt) = Ar_0^* \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (8)$$

где  $k$  — скорость реакции, а  $\tau = 1/kB$  — характерное время снятия возбуждения за счет ионизации гасящей добавки.

Если в качестве гасящей добавки используется  $CO_2$  или газ изобутановой серии, то скорость снятия возбуждения обычных и метастабильных уровней аргона больше  $50 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/сек [8]. Для смеси  $Ar:Iso = 7:3$  характерное время меньше  $0.25 \cdot 10^{-9}$  сек, и процесс *Пеннинга* более вероятен, чем испускание фотонов с характерным временем порядка  $10^{-9}$  сек. Процесс ионизации газов изобутановой серии этими фотонами характеризуется сечением порядка  $10^{-16}$  см<sup>2</sup>, и характерный пробег фотонов в этой смеси  $\sim 1.3$  мкм.

Фотоионизация приводит к увеличению поперечного и продольного размеров стримера, т.е. к увеличению объема плазмы, откуда электроны дрейфуют в “головку” стримера и далее на анод.

С увеличением концентрации гасящей добавки  $M$  уменьшается не только относительное количество возбужденных атомов аргона, но и вероятность испускания фотонов, а также их пробег. Все это приводит к уменьшению вкладов процессов фотоионизации и *Пеннинга*, и пространственные размеры стримера начинают определяться дрейфовыми характеристиками роя электронов. Уменьшение объема неравновесной плазмы означает уменьшение как количества электронов, которые подпитывают “головку” стримера, так и времени дрейфа этих электронов к “головке” стримера.

Если для некоторого  $H.V.$  равновероятны режим ограниченной пропорциональности и  $CFC$ -режим, то можно ввести коэффициент  $K_{str} = Q_{str}/Q_{sat}$ , где  $Q_{str}$  — зарядовый сигнал

*SQS*-разряда, а  $Q_{sat}$  — зарядовый сигнал разряда с ограниченной пропорциональностью. В пластиковых трубках с диаметром анода 100 мкм для минимально ионизирующих частиц значения  $K$  меняются для смеси аргон-изобутан от  $K_{str} \sim 20$  для  $Ar : C_4H_{10} = 7 : 3$  до  $K_{str} \sim 1$  для  $Ar : C_4H_{10} = 5 : 95$ . При  $K_{str} \rightarrow 1$  режим ограниченной пропорциональности сливаются с *CFC*-режимом в том смысле, что отсутствует переходная область по  $H.V$ .

Заметим, что  $K_{str}$  и длительность стримерного сигнала тесно связаны между собой и определяются пространственными распределениями ионов и электронов в неоднородной плазме стримера. С увеличением пространственных размеров стримера увеличивается время притока электронов в “головку” стримера. Длительность анодного импульса, который отождествляется с *CFC*-разрядом, варьируется в пределах  $15 \div 100$  нс, причем минимальные длительности анодных сигналов наблюдаются для газов с  $K_{str} \sim 1$ .

Механизм фотоионизации может играть существенную роль в процессе размножения электронов первичной ионизации (например, для смесей с высоким содержанием аргона и низким содержанием гасящего газа), а может и не играть никакой роли (например, для смеси  $CO_2 + isoC_4H_{10}$ ).

Механизм возбуждения с последующим образованием пар электрон-ионов начинается на больших расстояниях от анодной поверхности, чем процесс ионизации, и, по существу, это равносильно увеличению количества электронов первичной ионизации вдоль длины трека, что приводит к повышению эффективности регистрации. Если требуется сохранить информацию о длине трека (по времени между образованиями сигнала ограниченной пропорциональности и стримерного сигнала), то нужно использовать газовые смеси, в которых исключены механизмы фотоионизации.

### Газовые смеси на основе двуокиси углерода

Для повышения стабильности функционирования пластиковых трубок в *CFC*-режиме были предложены газовые смеси на основе двуокиси углерода [2].

Поперечная и продольная диффузии электронов при дрейфе в чистом  $CO_2$  малы по сравнению с другими газами (на порядок меньше, чем у аргона), и лавина имеет малые поперечные размеры. Как следствие, образование стримерного сигнала происходит при небольшом значении  $K_{str}$ . На рис. 10, 11 видно, что для различных диаметров анода  $K_{str} \sim 2 \div 3$ . Небольшая добавка любого гасящего газа уменьшает  $K_{str}$  до 1. В этом режиме в зависимости от  $H.V$ . наблюдаются стримерные сигналы длительностью  $\sim 15$  нс и амплитудой  $20 \div 40$  мВ (нагрузочное сопротивление 50 Ом). Эти сигналы не представляют проблем при регистрации современной электроникой.

Видно из рис. 11, что усиление от  $\alpha$ -частиц различно во всех режимах в зависимости от того, проходят  $\alpha$ -частицы по центру анода или на расстоянии  $l = 6$  мм от анода. В последнем случае электроны проходят при дрейфе к аноду намного большие расстояния, и важную роль играет реакция диссоциации с порогом 3.85 эВ [10]



что приводит к уменьшению числа электронов, которые попадают в область усиления.

Реакция отрыва электрона от иона кислорода при столкновениях



имеет порог порядка 4 эВ и несущественна в процессе усиления. Важно отметить, что, несмотря на значительную потерю электронов первичной ионизации от  $\alpha$ -частиц, количество электронов достаточно, чтобы вызвать стримерный сигнал.

На рис. 13 приведены зависимости среднего аналогового сигнала от  $H.V.$  для смесей двуокиси углерода из работы [2]. Стримерный режим для чистого  $CO_2$  не удалось получить. Добавка изобутана на уровне 1% к двуокиси углерода резко изменяет картину усиления при регистрации  $\beta$ -частиц.

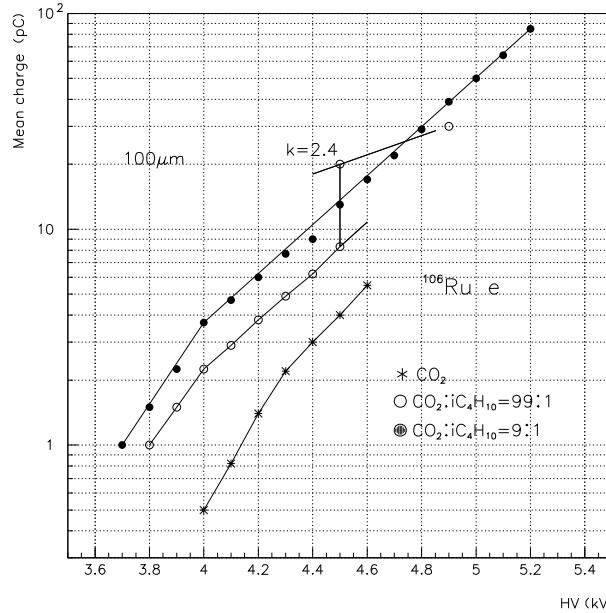
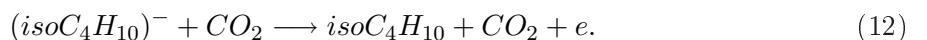
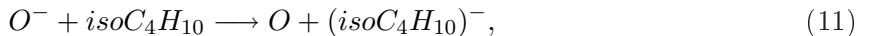


Рис. 13. Зависимости газового усиления от анодного напряжения для смесей  $CO_2$ +изобутан [2].

Как было отмечено выше, изобутан имеет пренебрежимо малый коэффициент прилипания. Увеличение усиления можно объяснить следующими реакциями, которые идут с большой скоростью:



При десятипроцентной добавке изобутана к двуокиси углерода эффект диссоциации полностью компенсируется. Такая газовая смесь использовалась при тестировании прототипа адронного калориметра *DELPHI* в *CGC*-режиме на пучках ИФВЭ, и наблюдалось надежное функционирование прототипа в мюонном пучке с интенсивностью  $5 \cdot 10^5$  мюонов за цикл ускорителя (длительность 1 сек) при поперечном размере пучка  $\sim 10 \cdot 10 \text{ cm}^2$  [11].

### Послеимпульсы при стримерном разряде

В работе [7] было показано, что основной причиной появления послеимпульсов при стримерном разряде является вторичная ион-электронная эмиссия с поверхности катода, которая и определяет верхнюю границу “плато” по  $H.V.$ . Если количества вторичных электронов

недостаточно для образования *CFC*-сигнала, то происходит усиление в пропорциональном или в ограниченно пропорциональном режимах.

Так как ионы попадают на катод с близкими к тепловым скоростями, коэффициент ион-электронной эмиссии зависит от соотношения работы выхода  $\varphi$  нанослоя поверхности катода, адсорбированного газовой смесью, и потенциала ионизации молекулярных ионов  $I_0$ , причем процесс эмиссии электронов происходит, если  $I_0 > 2\varphi$  [9].

Пластиковые трубы адронного калориметра *DELPHI* имели высокоомную катодную поверхность, так как съем информации осуществлялся через пады. Если использовать только анодные сигналы, то такая поверхность не нужна, и возможно, что низкоомные катодные поверхности могут иметь более высокую работу выхода.

Стандартные способы уменьшения вероятности ионной эмиссии — работа в начале “пластика” по *H.V.* и использование в качестве гасящей добавки газа с большим молекулярным весом и маленьким потенциалом ионизации — метилалля ( $I_0 = 9.98$  эВ), *TMAE* ( $I_0 = 5.4$  эВ) и других. Электроны от ионной эмиссии с катодной поверхности дрейфуют на максимальное расстояние, и использование в качестве рабочего газа электроотрицательной смеси приводит к уменьшению их количества.

В одном из экспериментов с прототипом адронного калориметра в качестве гасящей добавки к двуокиси углерода использовался фреон  $CCl_2F_2$ . При содержании фреона-12 порядка процента при работе в начале “пластика” по *H.V.* наблюдалось заметное снижение токовой “загрузки” детектора во время прохождения пучка по сравнению с изобутановой смесью. Хотя потенциал ионизации фреона-12 ( $I_0 = 12.31$  эВ) превышает потенциал ионизации изобутана ( $I_0 = 10.55$  эВ), эффект от диссоциации двуокиси углерода превалирует в процессе вторичной ион-электронной эмиссии от катодной поверхности.

При содержании фреона-12 в газовой смеси порядка 5% прототип адронного калориметра был полностью нечувствителен к мюонам (суммарный сигнал со всех трубок не отличался от пьедестала *AЦП*), но при прохождении протонов наблюдалось заметное отклонение от пьедестала. Это демонстрирует возможность регистрировать частицы в зависимости от типа частиц.

## Перспективное использование детекторов в *CFC*-режиме

Приведем два примера перспективного использования газовых детекторов, действующих в постпропорциональных режимах.

В экспериментальных установках после анализирующего по импульсу частицы магнита требуется индентификатор частиц для определения мюонов, электромагнитных и адронных ливней. При большой площади детектора ( $\sim 3 \times 3 \text{ м}^2$ ) газовый детектор в *CFC*-режиме имеет явные преимущества по сравнению с сцинтилляционной техникой.

1. Пространственное разрешение. Ширина сцинтилляторных пластин обычно порядка 5 см, в то время как пластиковые трубы типа *Larocci* имеют поперечный размер 1 см.
2. Чувствительность регистрации. Для образования одного фотоэлектрона в сцинтилляционном детекторе требуется порядка  $1 \div 2$  МэВ поглощенной энергии. Для того, чтобы надежно выделять минимально ионизирующую частицу, суммируют сигналы от нескольких пластин в направлении пучка. Стремительный сигнал из-за хорошего разрешения четко отделяется от пьедестала.

3. Собственный фон детектора. В отличие от сцинтилляционного детектора фон газового детектора определяется космическим излучением.

4. Обслуживание детектора. Опыт работы со сцинтилляционными детекторами и прототипом адронного калориметра *DELPHI* показал, что в последнем случае обслуживание проще и надежнее.

5. Значительная особенность использования газового индентификатора — выбором газовой смеси можно сделать оптимальной регистрацию конкретных частиц (адронов, электронов, мюонов).

Цилиндрические трубы, функционирующие в *CFC*-режиме, можно эффективно использовать для поиска частиц темной материи в подземных лабораториях. При упругом взаимодействии нейтралино с ядрами газовой смеси на основе аргона или ксенона образуются ионы с энергиями меньше 10 кэВ [12], которые из-за высокой степени ионизации производят сгусток электрон-ионных пар. Выше было показано, что при этом все три режима (пропорциональный, ограниченно пропорциональный и стримерный) сливаются в один, и длительность выходного сигнала минимальна. Фоновые электроны имеют меньшую степень ионизации, следовательно, большую длину трека и выходные сигналы пропорционального и стримерного режимов разделены по времени.

Значительным недостатком существующих или проектируемых установок по поиску темной материи [13] является невозможность экспериментального определения нейтронного фона. В случае стримерных трубок с наполнением  $CO_2 + BF_3$  и регистрацией осколков деления, образующихся в реакции



можно отсечь все частицы с меньшим энерговыделением и экспериментально определить нейтронный фон.

## Заключение

В работе сильноточный режим газового усиления в цилиндрических детекторах рассматривается как временная последовательность трех мод усиления — пропорционального режима, режима ограниченной пропорциональности и режима самогасящего стримера. В постпропорциональных режимах размножение электронов и уход некоторого количества электронов на анод приводит к образованию неоднородной плазмы. Если считать ионы неподвижными, то пространственное распределение оставшихся электронов в плазме определяется условием — суммарное поле анода, кулоновских полей ионов и электронов стремится к минимуму. Сигналы *CFC*-режима образуются, когда электроны лавины полностью заполняют “головку” стримера.

Вероятность перехода режима ограниченной пропорциональности в *CFC*-режим зависит от степени ионизации первичной частицы, используемой газовой смеси и диаметра анода.

Предложенный механизм газового усиления согласуется с основными экспериментальными результатами. Приведены примеры перспективного использования детекторов в *CFC*-режимах.

Автор приносит благодарность В. Перевозчикову и А. Козелову за помощь в работе.

## Список литературы

- [1] G.D. Alekseev et al., Sov. J. Part. Nucl. 13(3) (1982) 293.
- [2] G.A. Akopdzhyanov, Nucl. Instr. and Meth. A 278 (1989) 722.
- [3] Г.А. Акопджанов. Препринт ИФВЭ 2002-30, Протвино, 2002.
- [4] E.Iarocci, Nucl. Instr. and Meth. A 217 (1983) 30.
- [5] G.Akopdzhyanov, S.Bityukov, R.Dzhelyadin, A.Zaitsev, V.Lapin, A.Saraikin. Preprint IHEP 84-39, Serpukhov, 1984.
- [6] K.Iwatani, T.Hasegawa, M.Tanaka, S.Kato and H.Yokomizo, Nucl. Instr. and Meth. A 241 (1985) 602.
- [7] H.Bergstein, W.Braunschweig, H.Genzel, F-J.Kirschfink, S.Zitzen Nucl. Instr. and Meth. A 269 (1988) 560
- [8] Christophorou L.G. Atomic and molecular radiathion-physics. N.Y.John Wiley, 1970.
- [9] И.Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. – “Мир”, Москва, 1967
- [10] J.J.Lowke, A.V.Phelps and B.W.Irwin, J.Appl.Phys, v.44 (1973) 4664.
- [11] G.A.Akopdjanov, V.I.Belousov, A.M.Blick, V.I.Romanovski. Preprint IHEP 88-211, Serpukhov, 1988.
- [12] G.A.Akopdzhyanov, A.M.Blick, A.V.Kozelov, V.S.Pogosov, V.I.Rykalin, M.M.Shapkin, O.G.Tchikilev. Preprint IHEP 2002-31, Protvino, 2002.
- [13] 8-th International Workshop, Dalfsen, Nucl. Instr. and Meth. A 444 (1-2), 2000.

*Рукопись поступила 31 августа 2007 г.*

Г. А. Акопджанов

Постпропорциональный режим газового усиления в цилиндрических  
счетчиках.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X**.

Редактор Н.В.Ежела

---

Подписано к печати 06.08.2007. Формат 60 × 84/8.  
Офсетная печать. Печ.л. 2,25. Уч.-изд.л. 1,8. Тираж 80. Заказ 74.  
Индекс 3649. ЛР 020498 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

---

ПРЕПРИНТ 2007-14, ИФВЭ, 2007

---