

РАБОТА ГАЗОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ, НАПОЛНЕННЫХ ТЯЖЕЛЫМ ФРЕОНОМ C_3F_8

© 2011 г. С. В. Ерин

ГНЦ РФ “Институт физики высоких энергий”
Россия, 142281, Протвино Московской обл., ул. Победы, 1
E-mail: erin@ihep.ru

Поступила в редакцию 24.06.2010 г.

Описывается работа газовых детекторов с однородным и резко неоднородным внутренним электрическим полем, наполненных тяжелым фреоном C_3F_8 . Показано, что несмотря на электроотрицательность газа возможна работа детекторов как в ионизационной, так и в лавинной модах, причем в ионизационной моде возможен полный сбор электронов ионизации. Для цилиндрических счетчиков, работавших в лавинной моде, эффективность регистрации составила $\sim 10\%$. Проведенные исследования показали также, что относительное амплитудное разрешение цилиндрического счетчика зависит от вида ионизации (точечная или протяженная).

ВВЕДЕНИЕ

В детекторах ионизирующих излучений электроотрицательные газы применялись либо в качестве незначительных добавок к газовым смесям, используемым в многопроволочных камерах (так называемая “магическая смесь”), либо в качестве рабочей среды для пузырьковых камер [1]. В девяностых годах было предложено использовать газ C_3F_8 (обладающий электроотрицательными свойствами) в качестве рабочего газа для ионизационных камер, работающих при давлении ~ 50 мбар [2, 3], а также в электромагнитных газовых калориметрах [4–6]. В настоящее время электроотрицательные газы используются также в резистивных плоскопараллельных камерах как один из компонентов рабочей смеси [7, 8]. Стоит отметить также оригинальную концепцию детектора, суть которой состоит в использовании перегретых капель жидкого фреона в вязком геле для регистрации ядер отдачи [9, 10]. В последнее время интенсивно изучается возможность использования электроотрицательного газа в ТРС для регистрации WIMP [11].

Надо сказать, что использование электроотрицательных газов в газовых детекторах обычно вызывает настороженное отношение из-за их свойств. В данной статье обсуждаются особенности работы газовых детекторов ионизирующих частиц, наполненных электроотрицательным газом C_3F_8 .

СВОЙСТВА C_3F_8

Прежде всего отметим свойства C_3F_8 , важные для работы газовых детекторов: молекулярная масса C_3F_8 равна 188.02 г/моль; плотность при нормальных условиях $8.4 \cdot 10^{-3}$ г/см³; энергия, не-

обходимая для образования одной ион-электронной пары, 34.4 эВ. Все свойства этого газа подробно изложены в монографии [12], также приведены данные по коэффициентам Таундсена, сечениям захвата и дрейфовой скорости электронов. Отмечается, что сечение захвата электронов простирается от 1 до 5 эВ, а коэффициент прилипания (нормированный на плотность газа) η/N зависит от плотности газа и температуры. Указанные параметры зависят от приведенной напряженности электрического поля в счетчике E/N (см. рис. 1а, б). Как видно на рис. 1а, при низких значениях (до $E/N \approx 20 \cdot 10^{-17}$ В · см²) приведенной напряженности электрического поля коэффициент прилипания электронов незначителен и резко возрастает с ростом E/N . Видно, что лавинное размножение начинается с $E/N \approx 120 \cdot 10^{-17}$ В · см², и величины коэффициента прилипания и коэффициента Таундсена сравниваются при $E/N \approx 340 \cdot 10^{-17}$ В · см². Такое поведение коэффициента прилипания от напряженности электрического поля, а также зависимость от давления коэффициента прилипания делают неочевидным применение подобного газа в качестве активной среды газовых детекторов. Поэтому в дальнейшем обсудим особенности развития газового усиления в детекторах с однородным и резко неоднородным электрическим полем.

ВЕРОЯТНОСТЬ ВЫЖИВАНИЯ ЭЛЕКТРОНА ПРИ ДРЕЙФЕ В ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим плоскопараллельный счетчик с напряженностью электрического поля E между электродами, наполненный электроотрицательным газом с параметрами α (коэффициент Таунд-

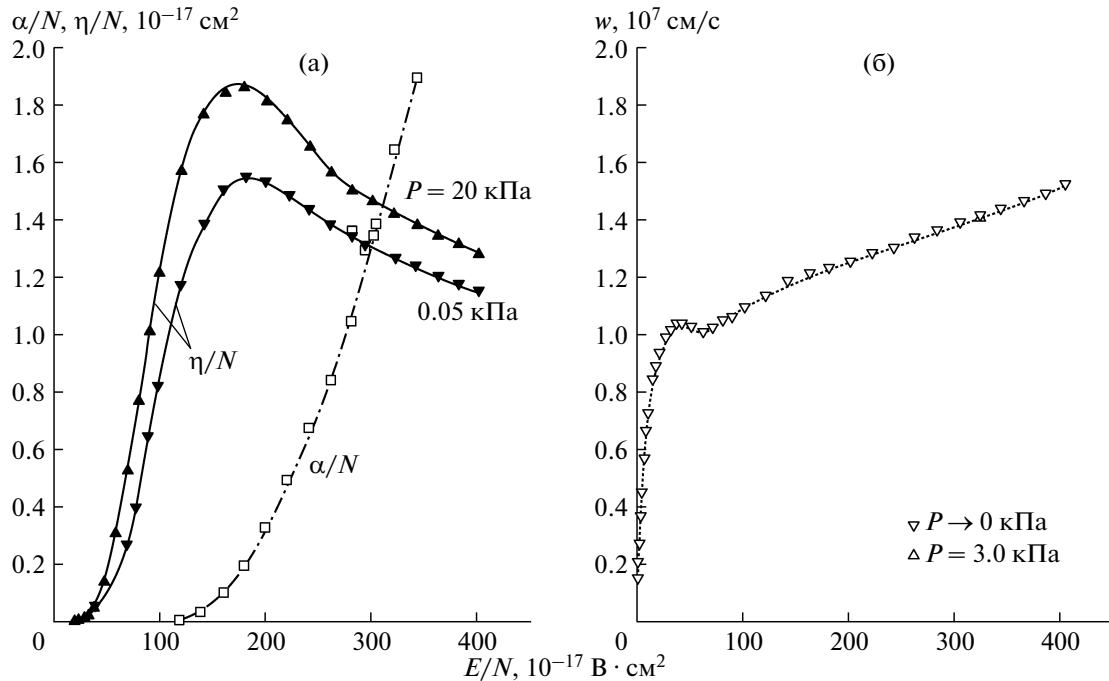


Рис. 1. Зависимости от приведенной напряженности электрического поля [12]: а – коэффициентов Таундсена α/N и прилипания η/N ; б – дрейфовой скорости электронов.

сена) и η (сечение захвата), характеризующими процессы рождения и гибели электронов при движении первичного электрона в электрическом поле счетчика.

Пусть после прохождения первичным электроном расстояния x образована лавина (заряд) со средним числом электронов $\bar{n}(x)$. Тогда среднее число электронов в лавине в интервале $x, x + dx$ определится уравнением

$$d\bar{n}(x)/dx = (\alpha - \eta)\bar{n}(x), \quad (1)$$

где $\alpha\bar{n}dx$ и $\eta\bar{n}dx$ – вероятности генерации и потери одного электрона на расстоянии dx .

При начальном условии образования одного электрона в точке $x = 0$ имеем $\bar{n}(0) = 1$, среднее число электронов в лавине после прохождения длины пути x дается соотношением

$$\bar{n}(x) = e^{(\alpha-\eta)x}. \quad (2)$$

Вероятность $p_n(x)$ образования лавины с числом электронов n после прохождения расстояния x определяется кинетическим уравнением, описывающим одношаговые процессы [13]:

$$dp_n(x)/dx = r_{n+1}p_{n+1}(x) + g_{n-1}p_{n-1}(x) - (r_n + g_n)p_n(x), \quad (3)$$

где r_i, g_i ($i = n, n + 1, n - 1$) – вероятности перехода из состояния i в состояние $i \pm 1$.

Записав эти вероятности в явном виде

$$\begin{aligned} r_{n+1} &= (n + 1)\eta \\ g_{n-1} &= (n - 1)\alpha \end{aligned} \quad (4)$$

и подставив их в уравнение (3), получим следующее уравнение для вероятности $p_n(x)$:

$$dp_n(x)/dx = p_{n+1}(n + 1)\eta + p_{n-1}(n - 1)\alpha - p_n n(\alpha + \eta). \quad (5)$$

Существует много способов решения дифференциально-разностного уравнения (5), один из них – метод производящих функций. Решение этого уравнения приведено во многих учебниках и статьях [13–15] и описывает рождение и гибель частиц (в нашем случае электронов).

Вводя обозначения $k = \eta/\alpha, a = (\alpha - \eta)$, запишем решения для разных граничных условий:

$$p_n(x) = k \frac{\bar{n}(x) - 1}{\bar{n}(x) - k} \quad \text{для } n = 0, a \neq 0 \quad (6)$$

$$p_n(x) = \bar{n}(x) \left(\frac{1 - k}{\bar{n}(x) - k} \right)^2 \left(\frac{\bar{n}(x) - 1}{\bar{n}(x) - k} \right)^{n-1} \quad (7)$$

для $n > 0, a \neq 0,$

где дисперсия для случая общего решения будет выглядеть следующим образом:

$$\sigma^2(x) = \left(\frac{1 + k}{1 - k} \right) \bar{n}(x) [\bar{n}(x) - 1] \quad (8)$$

$$p_n(x) = \frac{1}{(1 + \alpha x)^2} \left(\frac{\alpha x}{1 + \alpha x} \right)^{n-1} \quad \text{для } n > 0, a = 0 \quad (9)$$

$$p_n = \frac{\alpha x}{1 + \alpha x} \quad \text{для } n = 0, a = 0. \quad (10)$$

В этом случае дисперсия будет определяться выражением

$$\sigma^2(x) = 2\alpha x. \quad (11)$$

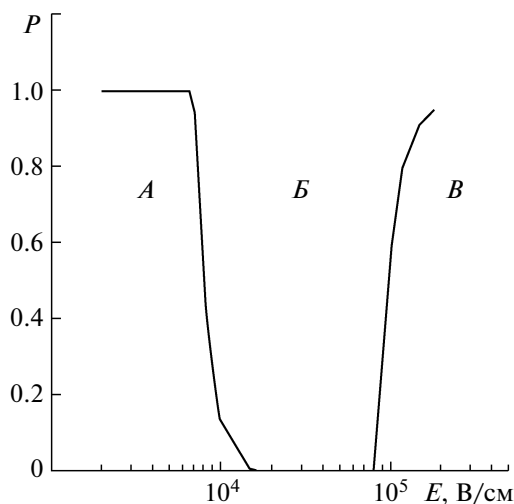


Рис. 2. Вероятность выживания одного электрона при прохождении 1 мм газа C_3F_8 .

В случае, когда нет развития лавины и $\alpha = 0$, вероятность распределения электронов и дисперсию можно записать в следующем виде:

$$p_n(x) = 1 - e^{-\eta x} \quad \text{для } n = 0 \quad (12)$$

$$p_n(x) = e^{-\eta x} \quad \text{для } n = 1 \quad (13)$$

$$\sigma^2(x) = e^{-2\eta x} (e^{\eta x} - 1). \quad (14)$$

Используя полученные выражения, можно оценить вероятность выживания одного электрона при дрейфе через плоскопараллельный счетчик с толщиной газового промежутка 1 мм, заполненного га-

зом C_3F_8 , в зависимости от напряженности электрического поля в промежутке. Вероятность выживания представлена на рис. 2. Как следует из этого рисунка, можно выделить три области:

1) область *A* – в этой области коэффициент прилипания и коэффициент Таундсена равны нулю; здесь реализуется режим ионизационной камеры с полным сбором заряда;

2) область *B* – коэффициент прилипания доминирует. Область начинается, когда электроны приобретают энергию >1 эВ; сечение захвата электронов простирается до 5 эВ. Вероятность выживания электрона здесь мала, и условно эту область можно назвать “мертвой”;

3) область *B* – область, где происходит процесс лавинного умножения.

Опираясь на эти расчеты, можно выбрать область работы газового детектора, наполненного газом C_3F_8 .

Рассмотрим влияние электроотрицательности газа на среднее количество и среднеквадратичное отклонение регистрируемых электронов на примере работы плоскопараллельного детектора.

Пусть ионизация газа в детекторе происходит равномерно по всему объему за счет рентгеновских фотонов с энергией E_0 . Тогда, согласно [17], среднее количество зарегистрированных электронов на аноде детектора будет:

$$n_{\text{ср}} = \frac{n_0}{L} \lambda \left(1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda}\right) \right), \quad (15)$$

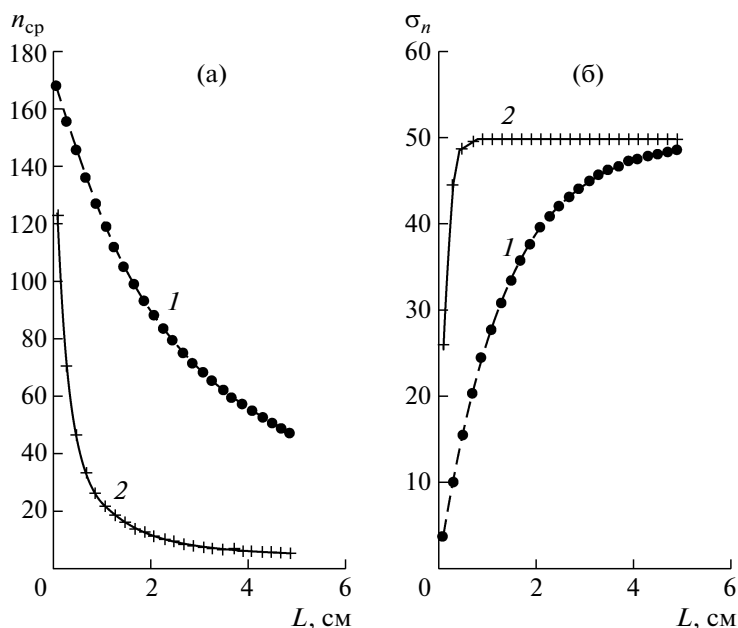


Рис. 3. Зависимости от толщины газового промежутка детектора: **а** – среднего числа регистрируемых электронов; **б** – среднеквадратичного отклонения числа регистрируемых электронов. 1 – $E = 2.7 \cdot 10^4$ В/см, 2 – $E = 9 \cdot 10^4$ В/см.

среднеквадратичное отклонение будет:

$$\sigma_n = 0.288n_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda}\right)\right), \quad (16)$$

где n_0 – число фотоэлектронов, образованных одним поглощенным рентгеновским фотоном; L – толщина газового промежутка детектора; λ – длина захвата электрона в газе.

Из этой простой модели видно, что из-за захвата электронов происходит уменьшение амплитуды сигнала и увеличение дисперсии. Зависимости среднего числа зарегистрированных электронов и среднеквадратичного отклонения электронов от толщины газового промежутка детектора, наполненного C_3F_8 , для двух напряженностей электрического поля приведены на рис. 3.

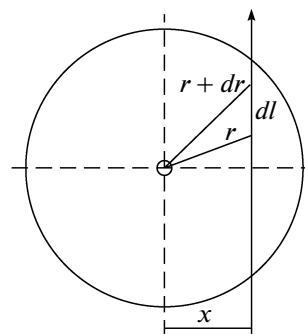


Рис. 4. Трек частицы проходит на расстоянии x от центра анода цилиндрического счетчика.

КОЭФФИЦИЕНТ ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ СЧЕТЧИКЕ (НЕОДНОРОДНОЕ ПОЛЕ) ОТ ТОЧЕЧНОЙ И ПРОТЯЖЕННОЙ ИОНИЗАЦИИ

Как известно, коэффициент газового усиления в цилиндрическом счетчике, наполненном электроотрицательным газом, в случае точечной ионизации выглядит следующим образом:

$$M = \exp \left[\int_{r_a}^r (\alpha(r) - \eta(r)) dr \right], \quad (17)$$

где r_a – радиус анода.

В случае протяженной ионизации, исходя из рис. 4, можно получить следующее выражение:

$$M = 2 \int_{r_a}^{R_c} \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}} \exp \left[\int_{r_a}^r (\alpha(r) - \eta(r)) dr \right] dr. \quad (18)$$

Согласно данным, приведенным в [12] и представленным на рис. 1, получены зависимости коэффициента Таундсена и коэффициента прилипания от расстояния до анода цилиндрического счетчика (рис. 5).

Как можно видеть на рис. 5, коэффициенты Таундсена и прилипания равны нулю в широком диапазоне – от 200 мкм до 1.5 см. Резкое возрастание коэффициента прилипания начинается на четырех радиусах анодной проволоки, в то время как лавинное усиление при таком напряжении на счетчике не возникает. Из этого можно сделать вывод, что в случае работы цилиндрического счетчика в ионизационной моде происходит неполное собирание электронов (величина зависит от приложенного напряжения и геометрических параметров счетчика), что, собственно, и представлено на рис. 6а, где изображена зависимость коэффициента газового усиления от точки поа-

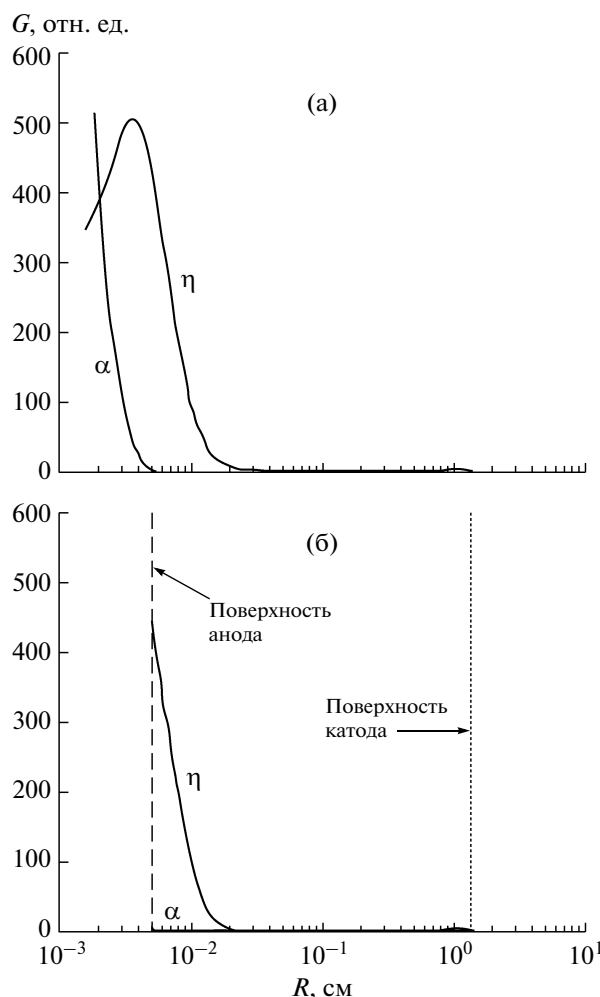


Рис. 5. Зависимость коэффициентов Таундсена и прилипания от радиуса в цилиндрическом счетчике при напряжении 1 кВ. Диаметр катода 3 см, диаметр анода 30 мкм (а) и 100 мкм (б).

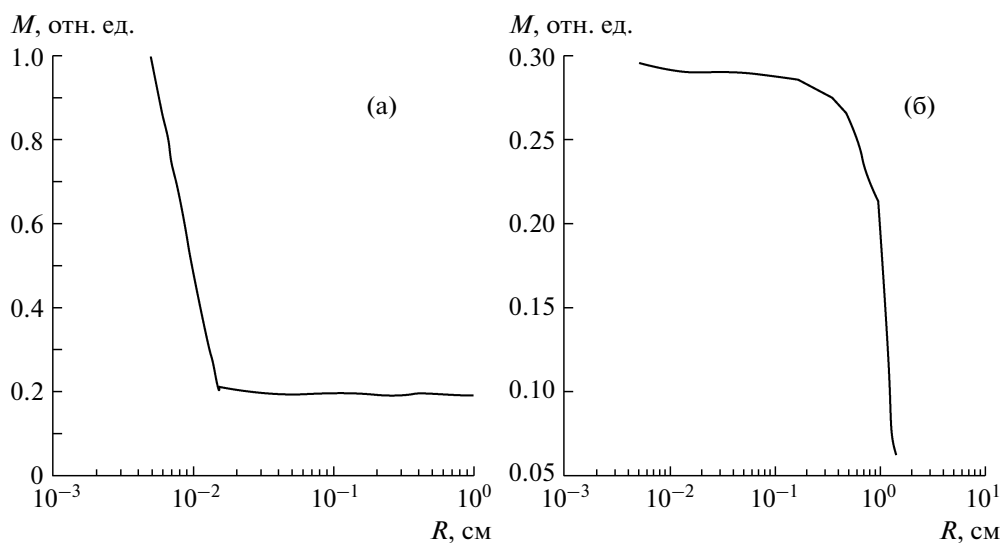


Рис. 6. Зависимости коэффициента газового усиления в цилиндрическом счетчике: **а** — от точки регистрации рентгеновского фотона (точечная ионизация); **б** — от точки прохождения трека ионизирующей частицей (протяженная ионизация).

дания частицы с точечной ионизацией (рентгеновского фотона) для счетчика с катодом $\varnothing 3$ см и анодом $\varnothing 100$ мкм при напряжении 1 кВ. Из приведенного графика видно, что в счетчике имеется две части: область, где усиление примерно постоянно, и область, где усиление возрастает. Возрастание усиления в области анода объясняется уменьшением пути фотоэлектронов от точки образования до анода. На рис. 6б представлен коэффициент усиления в зависимости от точки прохождения трека. Для протяженной ионизации коэффициент усиления почти постоянен, начиная от анода и до половины радиуса катода, дальше начинает заметно влиять длина трека.

Исходя из приведенных выше расчетов и оценок, можно сформулировать основные особенности работы газовых детекторов, наполненных C_3F_8 :

- существует область напряженности электрического поля в детекторе с однородным и резко неоднородным электрическим полем, при которой возможно полное собирание электронов ионизации;
- если не реализуется режим полного сбора заряда, то из-за электроотрицательности газа уменьшается средняя амплитуда сигнала и увеличивается дисперсия;
- в режиме полного сбора заряда выгоднее использовать детектор с однородным электрическим полем из-за большей ширины области по напряжению.

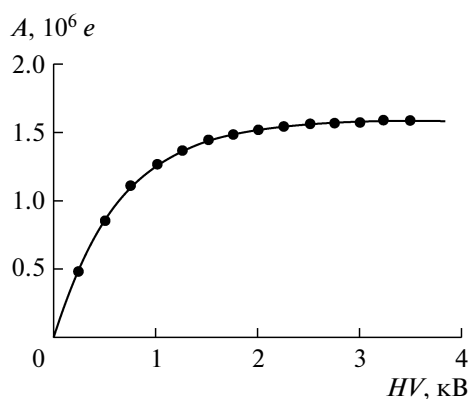


Рис. 7. Зависимость от напряжения средней амплитуды сигнала с сорока камер газового калориметра при давлении газа C_3F_8 $p = 3$ атм, при энергии электронов $E = 25.6$ ГэВ [4, 5].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ДЕТЕКТОРОВ, НАПОЛНЕННЫХ C_3F_8

Режим полного сбора заряда реализован для плоских ионизационных камер. На рис. 7 представлена зависимость от высокого напряжения средней суммарной амплитуды сигнала с сорока ионизационных камер газового калориметра. Из данной зависимости видно, что при росте высокого напряжения амплитуда сигнала растет и выходит на насыщение, что характерно для режима полного сбора заряда.

Для изучения особенностей работы детектора с резко неоднородным электрическим полем использовались цилиндрические счетчики с катодом $\varnothing 10$ мм и анодами $\varnothing 11$ мкм, $\varnothing 20$ мкм, $\varnothing 50$ мкм, $\varnothing 100$ мкм. Для изготовления катода использова-

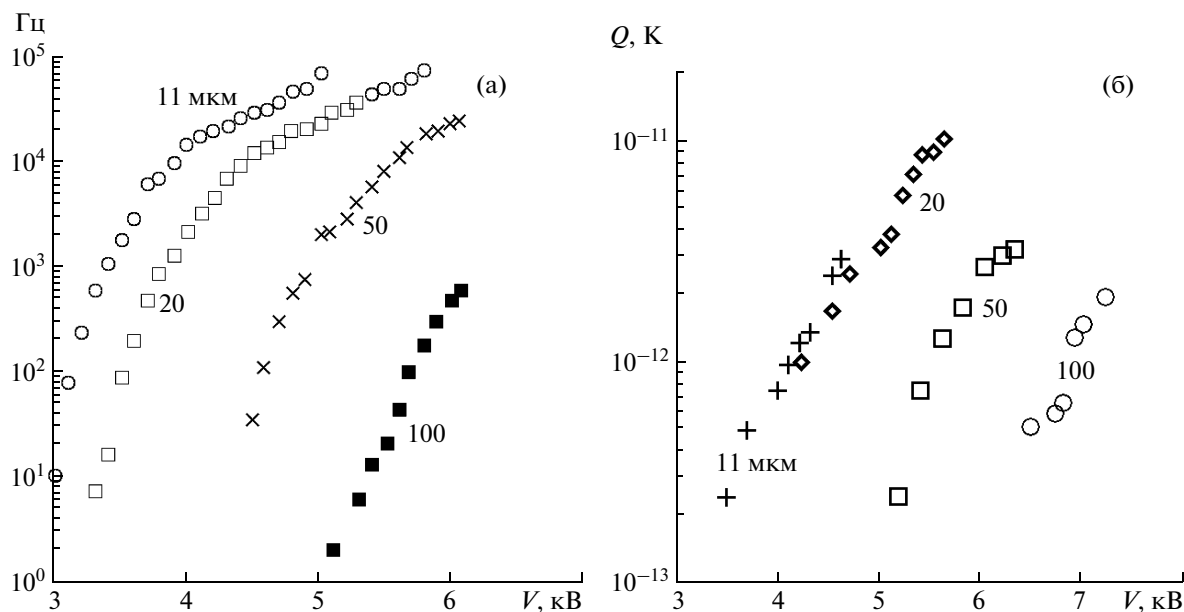


Рис. 8. Счетные (а) и зарядовые (б) характеристики счетчика от приложенного напряжения для анодной проволоки различного диаметра (см. значения у кривых).

лась трубка из нержавеющей стали со стенкой толщиной 70 мкм. Отрицательное высокое напряжение подавалось на катод. Изучался отклик счетчиков на ионизацию рентгеновскими фотонами от радиоактивного источника ^{55}Fe и от β -источника ^{90}Sr . Источник ^{55}Fe обеспечивал точечную ионизацию газа счетчика. Источник ^{90}Sr находился в магнитном монохроматоре, с помощью которого выбирались электроны с энергией ~ 2 МэВ.

Все тесты проводились с C_3F_8 чистотой 99%. На рис. 8а приведены счетные характеристики

счетчиков с анодными проволоками разного диаметра. Также измерена эффективность регистрации заряженной частицы для счетчика с анодами разного диаметра, она составила $\sim 10\%$. На рис. 8б представлены зарядовые характеристики для проволок разных диаметров. Надо отметить достаточно большую величину заряда лавины, она находится в диапазоне 0.3–10 пК.

На рис. 9 представлено относительное амплитудное разрешение счетчика от ^{55}Fe и от ^{90}Sr . Видно, что относительное разрешение составляет $\sim 60\%$ для ^{55}Fe , тогда как для ^{90}Sr $\sim 30\%$.

Характеристики исследованных счетчиков объясняются значительной зависимостью коэффициента прилипания электронов от напряженности приложенного электрического поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как было отмечено ранее, вероятность выжить хотя бы одному электрону для такого типа газов можно условно представить в виде трех областей (см. рис. 2).

В области *A* вероятность выжить хотя бы одному электрону уменьшается с ростом напряженности электрического поля в газовом промежутке. В этой области возможна работа ионизационных камер. В области *B* – “мертвой зоне” – вероятность выжить хотя бы одному электрону крайне мала, но для цилиндрического счетчика протяженность этой области составляет ~ 4 радиуса анода (см. рис. 5б), что позволяет части электронов, образованных в области слабой напряжен-

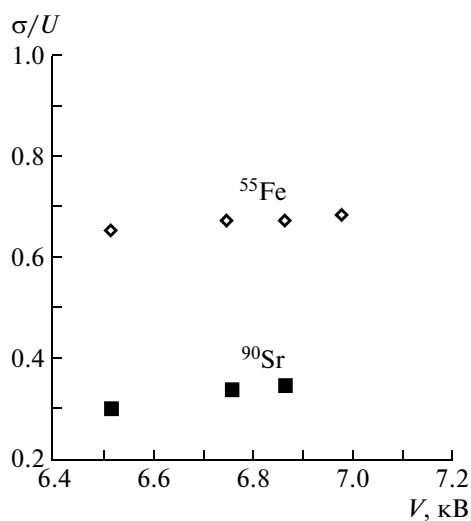


Рис. 9. Относительное амплитудное разрешение счетчика с анодом $\varnothing 100$ мкм при облучении ^{55}Fe и ^{90}Sr .

ности, преодолеть эту область. Низкая эффективность регистрации частиц (~10%) при работе пропорционального счетчика в области B лавинного усиления объясняется неполным сбором электронов.

Относительное амплитудное разрешение пропорционального счетчика в области лавинного усиления для ^{55}Fe составило ~60%, тогда как для электрона от ^{90}Sr (после магнитного монохроматора) составило ~30%, что объясняется наличием “мертвой зоны” и характером ионизации (см. рис. 6).

В заключение необходимо отметить следующее:

- Несмотря на собственную электроотрицательность C_3F_8 возможна работа детекторов, наполненных этим газом, в ионизационной моде с полным сбором заряда.

- В моде лавинного усиления возможна работа пропорциональных счетчиков с эффективностью регистрации проходящей частицы ~10%.

- Относительное амплитудное разрешение пропорционального счетчика зависит от формы ионизации (точечная или протяженная).

- В случае использования детектора в ионизационной моде предпочтительнее применять детекторы с однородным внутренним полем (для увеличения области работы по напряжению).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Erriquez O., Calicchio' M., Muciaccia' M. T. et al. // Phys. Scripta. 1986. V. 33. P. 202.*
2. *Pouthas J., Borderie B., Dayras R. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 1995. V. 357. P. 418.*
3. *Norbeck E., Colin E., Sun R. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 1992. V. 314. P. 620.*
4. *Гилицкий Ю.В., Денисов С.П., Душкин А.Ю. и др. // ПТЭ. 1997. № 5. С. 12.*
5. *Bezzubov V., Gilitsky Yu., Denisov S. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2002. V. 494. P. 369.*
6. *Bezzubov V., Gilitsky Yu., Denisov S. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2004. V. 525. P. 38.*
7. *Santonico R., Cardarelli R. // Nucl. Instrum. and Methods A. 1988. V. 263. P. 20.*
8. *Cerron-Zeballos E., Crotty I., Hatzifotiadou D. et al. // Preprint PPE/95-166. Geneva: CERN, 1995. P. 6.*
9. *Abriola D., Avignone F., Brodzinski R. et al. // Proc Int. Conf. on the Identification of Dark Matter. Singapore: World Sci. Publ. Co, 1997. P. 563.*
10. *Hamel L.A., Lessard L., Rainville L. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 1997. V. 388. P. 91.*
11. *Martoff C.J., Ayad R., Katz-Hyman M. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2005. V. 555. P. 55.*
12. *Christophorou L.G., Olthoff J.C. Fundamental electron interactions with plasma processing Gases. N.Y.: Kluwer Academic, 2004. P. 269.*
13. *Ван Кампен Н.Г. Стохастические процессы в физике и химии. М.: Высш. школа, 1990. С. 134.*
14. *Чистяков В.П. Курс теории вероятностей. М.: Наука, 1987. С. 221.*
15. *Riegler W., Lippmann Ch., Veenhof R. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2003. V. 500. P. 144.*
16. *Denisov S.P., Erin S.V., Fedyakin N.N. Preprint 99-35. Protvino: IHEP, 1999.*
17. *Bateman J.E., Connolly J.F., Derbyshire G.E. et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2002. V. 484. P. 384.*