

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

К 84

P13-88-883

В.В.Круглов, М.В.Никитин

**ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПЕРВИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ
МЕТОДОМ СЧЕТА КЛАСТЕРОВ
В КАМЕРАХ С МЕДЛЕННЫМ ДРЕЙФОМ**

1988

ВВЕДЕНИЕ

Предложенный Валентой метод счета кластеров в камере с медленным продольным дрейфом электронов (МД-камера)^{/1/} позволяет, в принципе, создать компактный идентификатор заряженных частиц в области релятивистского роста первичной ионизации.

К настоящему времени уже выполнен ряд работ^{/1÷5/}, посвященных исследованию этого метода. В своей основополагающей работе Валента продемонстрировал работоспособность МД-камеры с дрейфовым промежутком длиной 10 мм. Камера наполнялась газовой смесью (0,83Ar + 0,09CH₄ + 0,08 (ОСН₃)₂СН₂). В качестве ионизирующих частиц использовались электроны от р/а-источника ⁹⁰Sr. Флуктуации числа зарегистрированных импульсов описывались распределением Пуассона, как и должно быть для случая первичной ионизации. Однако среднее значение распределения оказалось невелико: $\bar{N} = 12,2 \text{ см}^{-1}$. Для сравнения: величина первичной ионизации в минимуме ионизационной кривой для аргона, который составляет основу газовой смеси, равна $\bar{n}_{\text{min}} = 25,9 \text{ см}^{-1} / 6/$. Измерения в данной работе были выполнены при скорости дрейфа $v_{\text{др}} = 0,95 \text{ см} \cdot \text{мкс}^{-1}$.

После опубликования работы^{/1/} возник ряд вопросов, важных как с принципиальной, так и с практической точек зрения. Необходимо было изучить работу камеры при облучении ее частицами с различной ионизирующей способностью, исследовать влияние скорости дрейфа, длины дрейфа, состава газового наполнения и т.д. на процесс регистрации кластеров.

В последующем были сделаны попытки восполнить эти недостающие данные. Так, в работе^{/2/} Валента и др. исследовали регистрацию релятивистского роста первичной ионизации, облучая МД-камеру пучками протонов, пионов и электронов. Остальные условия опыта были такими же, как в работе^{/1/}. Измеренная методом прямого счета кластеров величина релятивистского роста оказалась равной $\bar{N}_F / \bar{N}_{\text{min}} = 1,14$, где \bar{N}_F и \bar{N}_{min} — число импульсов, зарегистрированных на 1 см трека, на плато Ферми и в минимуме ионизационной кривой. Эта величина оказалась примерно в два раза меньше, чем было получено в этой же работе другим методом, основанным на измерении задержки появления сигнала с камеры после прохождения через нее

ионизирующей частицы. Как известно, в случае одноэлектронной чувствительности камеры эта задержка определяется дрейфом электронов от ближайшего к анодной проволоке кластера. Следовательно, задержка непосредственно связана с расстоянием между кластерами, т.е. с величиной первичной ионизации. В качестве причины низкой чувствительности МД-камеры была названа диффузия, которая приводит к расплыванию кластеров, и возможное наличие послеимпульсов.

Возможность использования дрейфовых промежутков длиной более 1 см исследовалась в работах ^{3,4/}. МД-камера имела максимальную длину дрейфа 100 мм. В работе ^{3/} камера наполнялась смесью аргона (60%) с пропаном (40%), а в работе ^{4/} — смесью аргона (71%) и изобутана (29%). Исследования проводились на несепарированном пучке частиц с импульсом 12 ГэВ/с ^{3/} и на пучке мюонов с импульсом 10,5 ГэВ/с ^{4/}. Было показано, что пуассоновский характер распределения зарегистрированных импульсов сохраняется при длине дрейфа до 6 см.

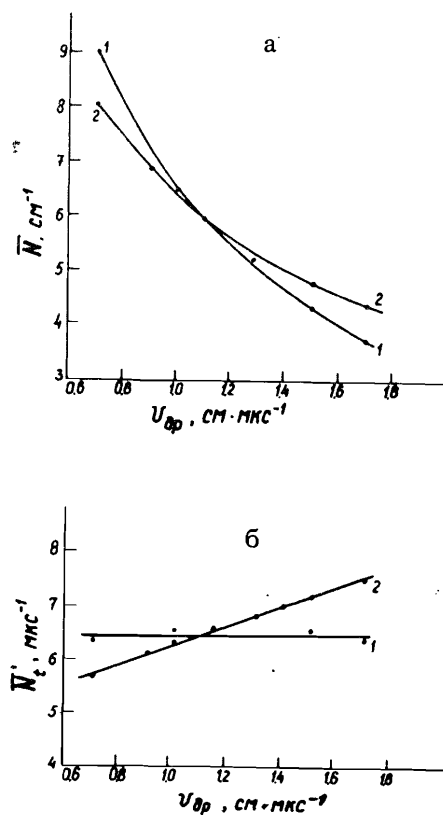
В работах ^{1,4/} регистрация кластеров осуществлялась обычной пропорциональной камерой. Однако известно, что в таких камерах возникают трудности, связанные с влиянием электрического поля электронных лавин, вызванных приходом кластеров, друг на друга. Чтобы ослабить этот нежелательный эффект авторы ^{5/} применили для регистрации кластеров первичной ионизации электролюминесцентную камеру, что довольно естественно. Были получены обнадеживающие результаты и, в частности, впервые — высокая эффективность регистрации кластеров ($\approx 80\%$). Следует, однако, заметить, что среднее число зарегистрированных кластеров в ^{5/} невелико: $\bar{N} = 10,5 \text{ см}^{-1}$ (для позитронов с импульсом 5 ГэВ/с), что связано с выбором в качестве газового наполнения камеры неона с добавкой 2% ацетона. Второе замечание, которое можно сделать по поводу регистрации кластеров электролюминесцентной камерой, состоит в следующем. На наш взгляд, довольно трудно сделать многослойный детектор с разумно малым количеством вещества на пути частиц, в том числе и при выводе светового сигнала из детектора при помощи световодов с переизлучателем спектра (см., например, ^{7/}). По-видимому, применение электролюминесцентной камеры в настоящее время можно считать перспективным только для методических исследований.

Кроме экспериментальных работ, было выполнено также математическое моделирование процесса образования и регистрации кластеров в МД-камере ^{8/}. Основной практически важный результат этой работы состоит в том, что и при наличии диффузии, размывающей кластерную структуру первичной ионизации, можно выбрать такую величину пространственного разрешения вдоль трека ионизирующей

частицы $\rho = v_{др} \cdot \tau_{м.в.}$ (здесь $v_{др}$ — скорость дрейфа кластеров; $\tau_{м.в.}$ — мертвое время в канале регистрации кластеров), что распределение сигналов с камеры будет полностью совпадать с распределением кластеров первичной ионизации.

Мы довольно подробно рассмотрели все известные нам работы по обсуждаемой методике. Заметим, что релятивистский рост измерялся только в работах ^{2,5/}, причем в ^{2/} величина измеренного роста оказалась существенно меньше, чем можно было ожидать.

Нами был предложен метод ^{9/}, который позволяет оценить способность МД-камеры измерять первичную ионизацию во всей области релятивистского роста даже при использовании частиц с фиксированной ионизирующей способностью. Поэтому представляет интерес применить этот метод к результатам работ ^{3,4/}, в которых приведены зависимости среднего числа зарегистрированных сигналов \bar{N} от скорости дрейфа (рис. 1а). На рис. 1б. показаны эти же данные, представленные в виде зависимостей среднего числа сигналов \bar{N}_t , зарегистрированных в единицу времени, от скорости дрейфа. Из рисунка видно, что \bar{N}_t либо не



зависит от $v_{др}$ (кривая 1), либо зависит от нее довольно слабо (кривая 2). Поскольку действительная величина релятивистского роста для газовых смесей, используемых в работах ^{3,4/}, неизвестна, то для оценок мы примем величину $\bar{n}_F / \bar{n}_{min} = 1,4$, которая довольно реалистична. Следовательно, т.к. кластеры на плато Ферми приходят в детектирующий элемент МД-камеры в 1,4 раза чаще, чем в минимуме ионизационной кривой, то нужно сравнивать величины \bar{N}_t , например при $v_{др} = 1 \text{ см} \cdot \text{мкс}^{-1}$ и $v_{др} = 1,4 \text{ см} \cdot \text{мкс}^{-1}$. Из рис. 1б следует, что

Рис. 1. Зависимость среднего числа зарегистрированных сигналов от скорости дрейфа $v_{др}$: а — на единице длины (\bar{N}); б — в единицу времени (\bar{N}_t).

$$\frac{N_t(v_{др} = 1,4)}{N_t(v_{др} = 1,0)} = \begin{cases} 1,0, \text{ для кривой 1,} \\ 1,1, \text{ для кривой 2.} \end{cases}$$

Таким образом, оказывается, что детектор^{/3/} совсем не чувствителен к изменению первичной ионизации, а детектор^{/4/} чувствует ее довольно слабо.

По поводу последнего вывода сделаем одно замечание. Оценка чувствительности МД-камер^{/3,4/} сделана с помощью предложенного в работе^{/9/} метода моделирования. Хотя сам метод, по нашему мнению, обладает высокой внутренней точностью, однако для достижения этой точности требуется корректно учесть условия конкретного опыта, в частности диффузию и мертвое время в канале регистрации кластеров. Кроме того, требуется знание величины релятивистского роста первичной ионизации. Поскольку мы не ставили своей целью получить точную оценку чувствительности МД-камер^{/3,4/}, то эти оценки носят только качественный характер. Интересно отметить, что чувствительность МД-камеры^{/4/} близка к величине, полученной Валентой и др.^{/2/}.

Из проведенного выше рассмотрения следует исключительная важность проверки чувствительности МД-камеры к изменению первичной ионизации либо на частицах с различной ионизирующей способностью, либо, по крайней мере, с помощью метода, предложенного в работе^{/9/}. В связи с этим нами были выполнены экспериментальные исследования, в которых вопросу выяснения причины низкой чувствительности МД-камеры уделялось особое внимание. Результаты этих исследований приводятся ниже.

АППАРАТУРА

МД-камера традиционной конструкции (рис. 2), которая использовалась в данной работе, имеет следующие параметры: длина дрейфового промежутка — 30 мм; расстояние между катодными плоскостями — 6 мм; шаг намотки катодных проволок — 1 мм; диаметр катодных проволок — 100 мкм; шаг намотки анодных проволок — 4 мм; диаметр анодных проволок — 20 мкм. Высокое напряжение подается на проволочную плоскость (Д) и катодные плоскости (К). Анодные проволочки подключаются к токовому усилителю с полосой 100 МГц. Величина порога регистрации, приведенная ко входу усилителя, 0,5 мкА.

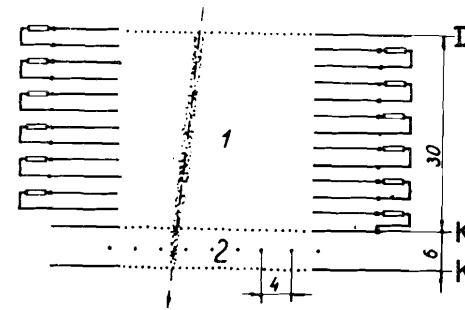


Рис. 2. Схема МД-камеры для счета кластеров. 1 — область медленного дрейфа; 2 — регистрирующая пропорциональная камера.

Блок-схема установки для исследования работы МД-камеры приведена на рис. 3. Коллимированный пучок электронов от β -источника ^{90}Sr

проходит через камеру и телескоп сцинтилляционных счетчиков S_1 и S_2 . Формирователь (Φ) в канале регистрации сигналов с МД-камеры служит для задания величины мертвого времени $\tau_{м.в.}$, которое определяет пространственное разрешение $\rho = \tau_{м.в.} \cdot v_{др}$. Сформированные импульсы с камеры поступают в быстрый счетчик КС-021 и на вход схемы тройных совпадений ССЗ. На два других входа ССЗ поступают импульсы со сцинтилляционного телескопа. Схема тройных совпадений служит для выработки строб-импульса, который открывает счетчик КС-021 на время счета кластеров. МикроЭВМ управляет процессом набора гистограмм и вычисляет параметры полученных распределений. В установке в основном использовались электронные блоки, разработанные в ЛЯП.

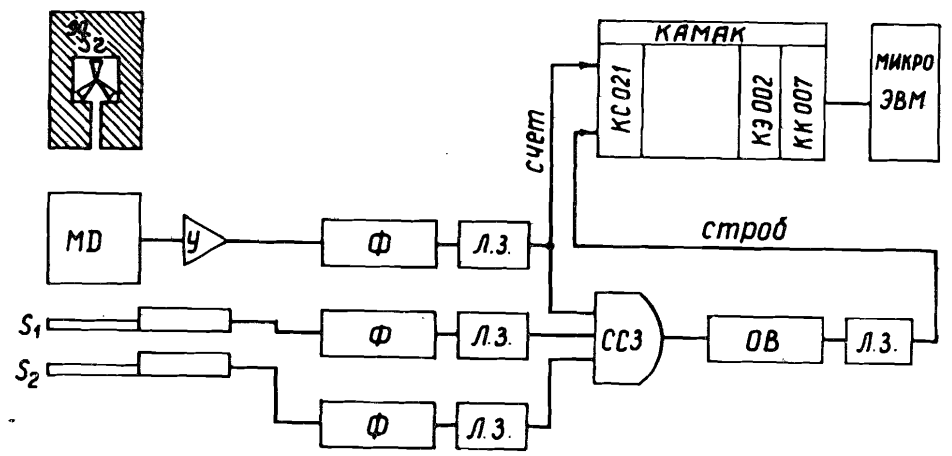


Рис. 3. Блок-схема установки для исследования работы МД-камеры.

ВЫБОР ГАЗОВОЙ СМЕСИ

В настоящих исследованиях камера продувалась изобутаном с примесью паров ацетона при атмосферном давлении. Доля ацетона в газовой смеси варьировалась.

При выборе газового наполнения мы руководствовались рядом требований. В данном случае основное из них — минимальность продольной диффузии электронов. В работах ^{1,5/} использовались газовые смеси, для которых продольная диффузия составляет $\sigma_x \approx 200$ мкм на один сантиметр дрейфового пути, при скорости дрейфа $v_{др} = 1$ см·мкс⁻¹. Существенно меньшей диффузией обладают газовые смеси на основе так называемых "холодных" газов, например, смесь из 80% углекислого газа и 20% изобутана, для которой $\sigma_x = 80$ мкм, при тех же самых условиях ^{6, 10/}. Эта смесь уже применялась в МД-камере, которая работала в качестве координатного детектора ^{11/}. Поскольку углекислый газ требует тщательной очистки, мы остановились на изобутане, в котором продольная диффузия $\sigma_x = 100$ мкм, что лишь незначительно больше, чем в упомянутой выше смеси изобутана с углекислым газом.

Малая величина диффузии позволила нам проводить измерения при пониженной скорости дрейфа $v_{др} = 0,25$ см·мкс⁻¹ вместо $v_{др} = 1$ см·мкс⁻¹, характерной для других работ. При этом диффузия возрастает до $\sigma_x = 200$ мкм. Понижение скорости дрейфа дает важное преимущество на этапе методических исследований. Именно при $v_{др} = 0,25$ см·мкс⁻¹ быстрое действие электронной аппаратуры уже не ограничивает пространственного разрешения камеры в направлении дрейфа. Так, при величине мертвого времени в канале регистрации $\tau_{м.в.} = 10$ нс пространственное разрешение $\rho = v_{др} \cdot \tau_{м.в.} = 25$ мкм, что существенно меньше рекомендованного в работе ^{8/} $\rho = 50$ мкм при $\sigma_x = 200$ мкм.

Кроме минимальной диффузии, газовая смесь должна обеспечивать высокую плотность первичной ионизации и большой релятивистский рост. В этом смысле изобутан также представляет определенный интерес, а именно: изобутан характеризуется высокой плотностью первичной ионизации $\bar{n}_{min} = 42$ см⁻¹ в минимуме ионизационной кривой ^{6/}. Данные о релятивистском росте для изобутана в литературе отсутствуют, хотя можно предположить, что он может оказаться существенно меньше, чем для благородных газов, которые составляют основу типичных газовых смесей для газоразрядных детекторов. Это указание следует из довольно малой величины первого потенциала ионизации в изобутане $I = 10,8$ эВ ^{8/}.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 4 представлены зависимости среднего числа зарегистрированных импульсов от напряжения на пропорциональной камере (U_k) для двух скоростей дрейфа: $v_{др} = 0,25$ см·мкс⁻¹ и $v_{др} = 0,375$ см·мкс⁻¹. Измерения проводились в течение строб-импульса длительностью 4 мкс, начало которого было задержано на 2 мкс относительно момента прохождения ионизирующей частицы. В соответствии с методом, предложенным в работе ^{9/}, этим двум скоростям дрейфа соответствует прохождение через МД-камеру частиц, ионизирующая способность которых отличается в 1,5 раза. Мертвое время в этих измерениях было выбрано минимально возможным для нашей электроники $\tau_{м.в.} = 10$ нс, чему соответствует величина $\rho = 25$ мкм. Цифры около кривых на рисунке показывают долю ацетона в газовой смеси.

Кривые на рис.4 с ростом напряжения выходят на плато, что говорит о достижении максимально возможной эффективности камеры в данных условиях. Дальнейшие измерения, описанные ниже, были выполнены при $U_k = 4$ кВ.

Зависимость счета камеры на плато ($U_k = 4$ кВ) от концентрации ацетона в газовой смеси представлена на рис. 5. Падение счета с ростом концентрации ацетона объясняется уменьшением времени жизни электронов в газовой смеси, что подтверждается измерениями с ионизационной камерой, которая облучалась α -частицами от р/а-источника ²³⁹Pu

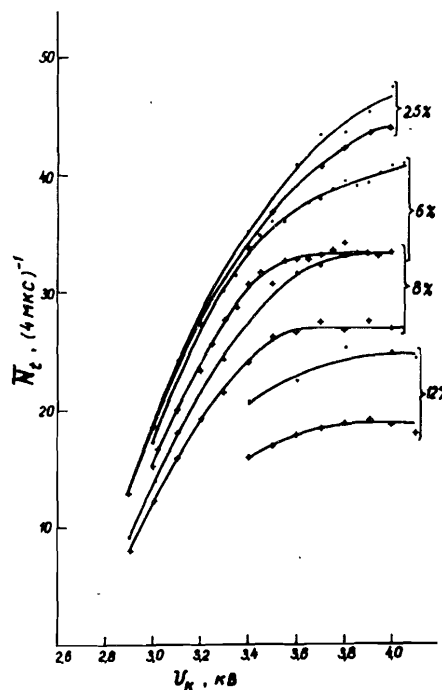


Рис. 4. Зависимость среднего числа зарегистрированных импульсов \bar{N}_t от напряжения U_k на пропорциональной камере для двух скоростей дрейфа: + — $v_{др} = 0,25$ см·мкс⁻¹, • — $v_{др} = 0,375$ см·мкс⁻¹. Цифры около кривых показывают долю ацетона в газовой смеси.

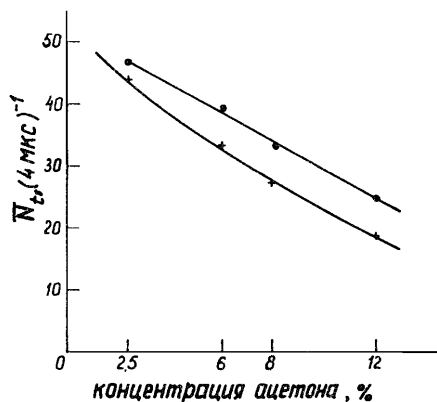


Рис. 5. Зависимость среднего числа зарегистрированных импульсов \bar{N}_t при $U_k = 4$ кВ от концентрации ацетона в газовой смеси: + — $v_{др} = 0,25$ см·мкс⁻¹; • — $v_{др} = 0,375$ см·мкс⁻¹.

(рис. 6). Время жизни электронов составило: в изобутане — 14 мкс; в смеси с 6% ацетона — 5,5 мкс; в смеси с 8% ацетона — 4,5 мкс.

Несмотря на абсолютное падение счета на рис. 5, с ростом концентрации ацетона возрастает чувствительность МД-камеры к изменению ионизирующей способности частиц, что можно видеть на рис. 7. Для дальнейших исследований мы выбрали газовую смесь, содержа-

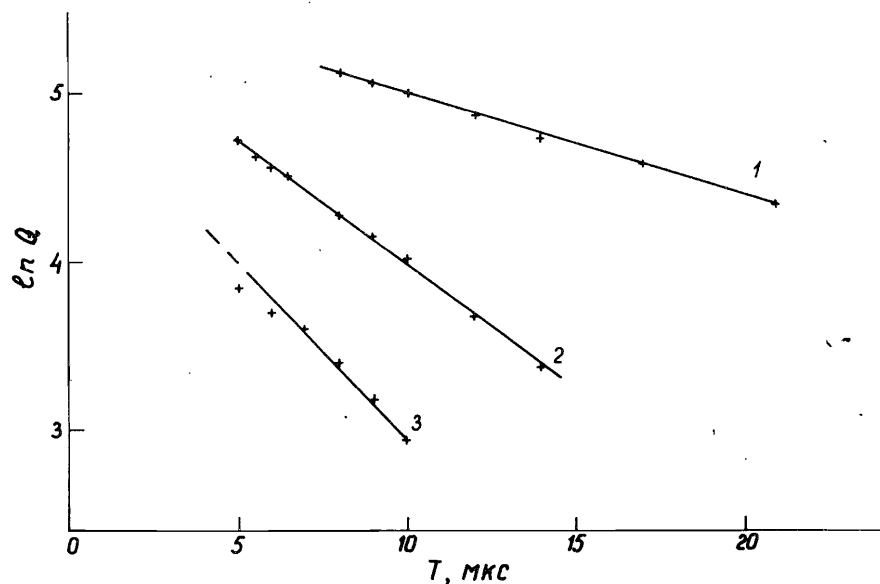


Рис. 6. Зависимость средней величины заряда, измеренного ионизационной камерой, от времени собирания электронов. Газовое наполнение камеры: 1 — изобутан (100%); 2 — изобутан (94%) + ацетон (6%); 3 — изобутан (92%) + ацетон (8%).

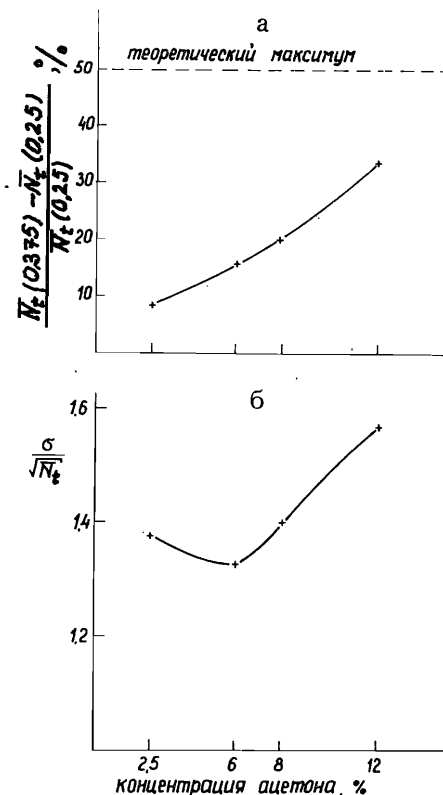


Рис. 7. Зависимость чувствительности МД-камеры от изменения ионизирующей способности частиц (а) и относительной ширины распределения зарегистрированных импульсов (б) от концентрации ацетона.

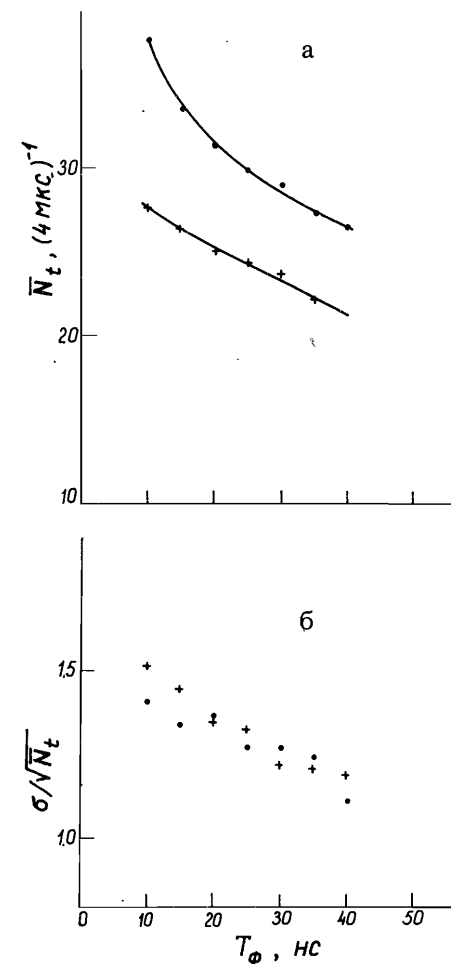


Рис. 8. Зависимость параметров распределения зарегистрированных импульсов \bar{N}_t от величины мертвого времени в канале регистрации сигналов с МД-камеры.

щую 8% ацетона, которая характеризуется оптимальным сочетанием параметров: средним значением \bar{N}_t , чувствительностью и шириной распределения зарегистрированных импульсов.

На рис. 8 показаны зависимости параметров распределения событий по числу зарегистрированных импульсов от величины мертвого времени в канале регистрации сигналов с МД-камеры, которые определялись по всему распределению. Оказалось, что основная часть распределения наиболее точно описывается законом

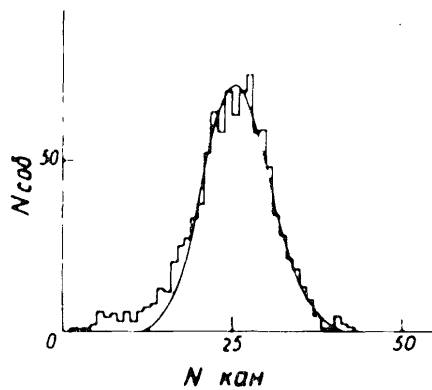


Рис. 9. Распределение событий по числу зарегистрированных импульсов при $\tau_{М.В.} = 25$ нс. Гладкая кривая – распределение Пуассона.

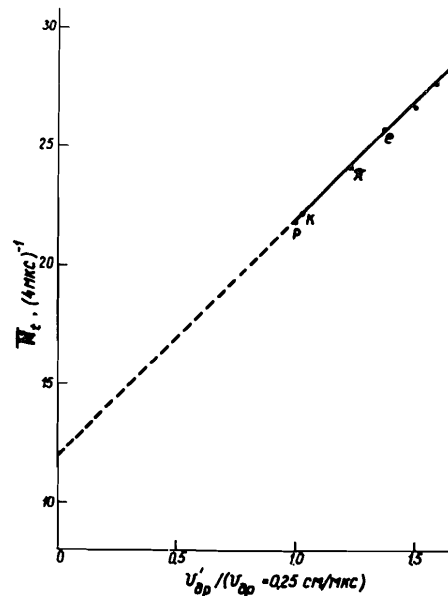
Пуассона при $\tau_{М.В.} = 25$ нс, несмотря на то, что $\sigma/\sqrt{\bar{N}_t}$ отличается от единицы. Это подтверждается рис. 9. Происхождение событий с малым числом зарегистрированных сигналов нами до конца не понято. Величина $\tau_{М.В.} = 25$ нс использовалась в дальнейших измерениях.

На рис. 10 приведена зависимость числа импульсов \bar{N}_t , зарегистрированных в течение интервала времени $2 \div 6$ мкс, от скорости дрейфа. Экспериментальные точки, обозначенные на рисунке символами p, K, π, e, соответствуют ионизирующей способности протонов, каонов, пионов и электронов с импульсом $P = 5$ ГэВ/с^{9/}. При этом предполагается, что $\bar{n}_F / \bar{n}_{min} = 1,4$.

Зависимость на рис. 10 уже приводилась нами ранее в работе^{9/} для иллюстрации предложенного в ней метода моделирования. В работе^{9/} приведены также результаты экспериментального моделирования измерений ионизирующей способности каонов и пионов в идентификаторе длиной 64 см.

Основной вопрос, который возникает при анализе экспериментальных результатов, как полученных в данной работе, так и в работах других авторов, связан с низкой чувствительностью МД-камеры к изменению ионизирующей способности частиц.

Рис.10. Зависимость среднего числа импульсов \bar{N}_t , зарегистрированных в течение интервала времени [2 мкс, 6 мкс], от скорости дрейфа.



В качестве возможных механизмов, которые могли бы привести к низкой чувствительности, нами были рассмотрены все явления, которые в том или ином виде упоминались в других работах, посвященных методу счета кластеров:

- просчеты, связанные с наложением импульсов;
- просчеты, обусловленные взаимным влиянием лавин друг на друга;
- возможные дополнительные импульсы, на что указывалось в работе^{12/}. Фотонный механизм возникновения этих импульсов наиболее вероятен.

Однако анализ этих явлений на качественном уровне не позволяет объяснить экспериментальные данные.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение можно сделать следующие выводы:

1. Подтверждена довольно низкая чувствительность МД-камеры, в которой в качестве детектирующего элемента используется обычная пропорциональная камера.

2. Отмечена необходимость обязательной проверки чувствительности. Без такой проверки, до тех пор пока не будут выяснены и устранены причины этого явления, каких-либо выводов о способности конкретного детектора идентифицировать частицы делать нельзя.

Сделаем замечание, касающееся выбора детектирующего элемента в МД-камере. Частота прихода кластеров $10^7 \div 10^8$ с⁻¹ в детектирующий элемент слишком велика. В этих условиях в регистрирующей пропорциональной камере существенную роль играют наложения импульсов, которые имеют длинный "хвост", а также влияние лавин друг на друга. Для устранения этих нежелательных эффектов в качестве детектирующего элемента МД-камеры целесообразно попытаться применить плоский лавинный счетчик (см., например, работу^{12/} и цитированную в ней литературу).

Авторы благодарны В.В.Карпухину за помощь и консультации при создании электронной аппаратуры; Л.Г.Афанасьеву и С.В.Трусову за помощь в разработке программного обеспечения; Д.М.Хазинсу и Б.Ситару за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- Walenta A.H. – IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1979, vol.NS-26, p.73.
- Rehak P., Walenta A.H. – IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1980, vol.NS-27, p.54.

3. Будагов Ю.А. и др. – ПТЭ, №1, 1984, с.62.
4. Будагов Ю.А. и др. Сообщение ОИЯИ, 13-84-337, Дубна, 1984.
5. Поляков В.А., Рыкалин В.И. Препринт ИФВЭ, ОЭФ, 87-124, Серпухов, 1987.
6. Fehlmann J., Viertel G. *Compilation of Data for Drift Chamber Operation*. ETH Zurich, IHR, 1983.
7. Волков А.Д. и др. ОИЯИ, 13-85-417, Дубна, 1985.
8. Lapique F., Piuz F. – *Nucl.Instr. and Meth.*, 1980, vol.175, p.297.
9. Круглов В.В., Никитин М.В. Сообщение ОИЯИ, P13-88-882, Дубна, 1988.
10. Ситар Б. – ЭЧАЯ, 1987, т.18, вып.5, с.1080.
11. Comtinchau V. et al. DESY 84-049, 1984.
12. Карпенко Г.В. и др. ОИЯИ, Д1,13-88-172, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 декабря 1988 года.

Круглов В.В., Никитин М.В.

P13-88-883

Об измерении первичной ионизации
методом счета кластеров в камерах
с медленным дрейфом

Выполнен анализ работ, в которых исследовались камеры с медленным дрейфом с целью создания идентификатора заряженных частиц в области релятивистского роста первичной ионизации. Обнаружена довольно низкая чувствительность этих детекторов к изменению ионизирующей способности частиц, при использовании в качестве регистрирующего элемента обычной пропорциональной камеры. Приводятся результаты экспериментальных исследований.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Kruglov V.V., Nikitin M.V.

P13-88-883

About the Measurement of Primary Ionization
by Cluster Counting Method in Time Expansion Chambers

The works were analysed in which Time Expansion Chambers are investigated in order to make a charge particle identifier in the region of relativistic rise of primary specific ionization. These devices are found to be low-sensitive to variation of the ionizing power of particles if a usual proportional chamber is used as a detecting element. The results of the experimental investigations are given.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988