



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4429/2-81

31/8-81

13-81-323

П.Ульман, Х.Ульман, Ю.А.Щербаков, К.Зелигер*

ВЛИЯНИЕ МЕТАНА НА КАЧЕСТВО ТРЕКОВ
ПРИ ЛАЗЕРНОЙ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ
В ГЕЛИЕВОЙ СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

Направлено в "Журнал технической физики"

* Центральный институт электронной физики АН ГДР,
Берлин.

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

При помощи лазерной техники, как сообщалось в работах ^{1,2/} Калимовым и сотрудниками, можно хорошо регистрировать треки заряженных частиц в стримерной камере, наполненной смесью 70% He + 30% CH при давлении 1 атм. В работе ^{3/} показано, что также удовлетворительные результаты получаются при использовании смеси 89% He + 10% CH₄ + 1% H₂O, но при сравнительно низкой напряженности электрического поля: 10 кВ/см.

В данной работе исследуется, насколько можно уменьшить концентрацию метана в стримерной камере, сохраняя при этом хорошую регистрацию треков электронов при такой же самой низкой напряженности электрического поля, как в работе ^{3/}. Особый интерес представляет собой возможность работать с чистым гелием или гелием, имеющим несколько меньшую примесь. Это важно, так как в этом случае такой детектор можно применять для целого ряда исследований в ядерной физике.

Кроме того, в данной работе изучается влияние задержки лазерного импульса по отношению к моменту начала разряда в стримерной камере на качество регистрируемых треков на фотопленке.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальная установка описана нами ранее в работах ^{3,4/}. Для регистрации стримеров или искровых разрядов в гелии и воздухе мы применяли прямой теневой метод, и фотографирование производилось на пленку типа МЗ-ЗМ чувствительностью 5-7 ед. ГОСТ с размером кадра 55x70 мм ².

2.1. Влияние концентрации метана в стримерной камере, наполненной гелием, на качество треков электронов

Наполнение стримерной камеры: 89% He + 10% CH₄ + 1% H₂O

Как мы уже сообщали в работе ^{3/}, хорошо можно регистрировать треки электронов в стримерной камере, наполненной этой смесью при давлении 1 атм и напряженности электрического поля 9-11 кВ/см /рис. 1а/.

Наполнение стримерной камеры: 94% He + 5% CH₄ + 1% H₂O

Также и при этом наполнении стримерной камеры, в таких же условиях, как было указано выше, и с помощью тех же оптических

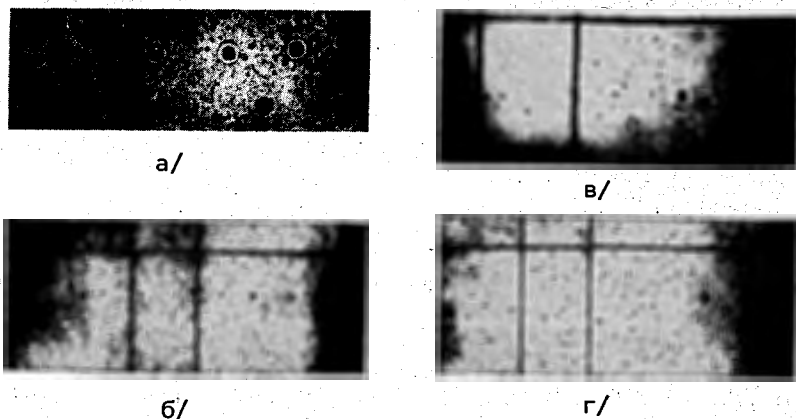


Рис.1. Влияние концентрации метана, добавленного в гелиевую стримерную камеру, на регистрацию треков электронов с помощью азотного импульсного лазера. Напряженность электрического поля ~ 10 кВ/см, задержка лазерного импульса по отношению к моменту начала разряда в камере ~ 500 нс; а - $10\% \text{CH}_4$, б - $5\% \text{CH}_4$, в - $1\% \text{CH}_4$, г - без метана.

методов можно хорошо регистрировать треки электронов. Визуально не наблюдалось различия в качестве треков, полученных в данном случае и в стримерной камере со смесью, содержащей $10\% \text{CH}_4$ /рис.1б/.

Наполнение стримерной камеры: $98\% \text{He} + 1\% \text{CH}_4 + 1\% \text{H}_2\text{O}$

В стримерной камере с этой смесью уже визуально можно наблюдать некоторые изменения. Весь объем камеры светится. Но треки частиц еще хорошо видны. Они состоят из некоторых сильно светящихся и многих тонких стримеров. На длине 4 см мы регистрировали 2-3 стримера, но их тень мало контрастна. Кроме того, на тенеграммах появилось множество малых теней, распределенных во всем объеме камеры /рис. 1в/.

Наполнение стримерной камеры: $99\% \text{He} + 1\% \text{H}_2\text{O}$

Визуально были хорошо видны треки частиц. Они состояли из множества тонких стримеров. На тенеграммах треки не выделялись, но во всем объеме камеры существовали оптические неоднородности, давшие тень на пленку /рис. 1г/.

Наполнение стримерной камеры: $100\% \text{He}$

В данном опыте по сравнению с описанными выше мы наблюдали более яркое красноватое свечение во всей камере при таких же давлениях и напряженности электрического поля, как и раньше. Треки частиц даже визуально не были видны.

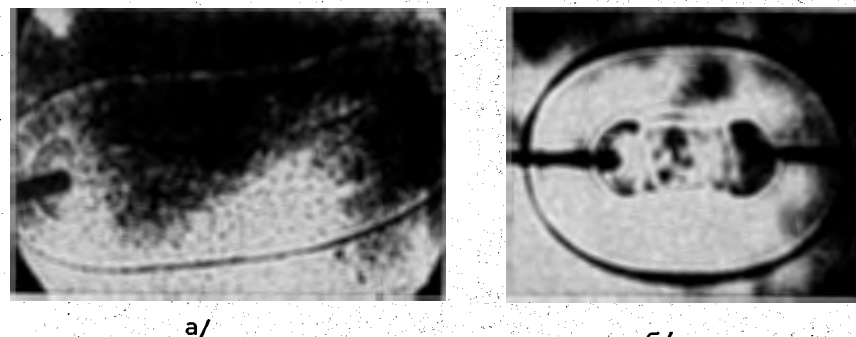


Рис.2. Лазерные тенеграммы искровых разрядов: а - в чистом гелии при атмосферном давлении, задержка лазерного импульса по отношению к моменту начала разряда ~ 2 мкс, междуэлектродный промежуток ~ 22 мм; б - в воздухе при давлении 1 атм, задержка лазерного импульса ~ 7 мкс, междуэлектродный промежуток ~ 8 мм.

2.2. Лазерные тенеграммы искровых разрядов в гелии и воздухе

На основе результатов, полученных при использовании чистого гелия и гелия с добавлением $1\% \text{CH}_4$, возник вопрос, можно ли в принципе регистрировать тенеграммы разрядной плазмы в чистом гелии. Для выяснения этого вопроса мы исследовали искровой разряд в чистом гелии при давлении 1 атм. Межэлектродный промежуток составлял 22 мм. Хотя искра визуально хорошо была видна, мы не получили тенеграммы искры, а изменение задержки лазерного импульса по отношению к моменту начала разряда и повышение мощности излучения лазера не дали положительного результата. Только тогда, когда мы значительно повышали подаваемое на электроды напряжение, нам удавалось снимать тенеграммы искровых разрядов в чистом гелии /рис. 2а/. Тень фронта ударной волны и слабо проявляющаяся оболочка /это граница светящейся области плазмы/ видны на фотографии. Время задержки лазерного излучения было большое: около 2 мкс, поэтому фронт ударной волны находился уже далеко от плазмы. Тенеграммы искровых разрядов в чистом гелии хуже по контрастности, чем снимки, сделанные в воздухе /рис.2б/.

2.3. Влияние времени задержки лазерного импульса на регистрацию треков электронов в стримерной камере

В стримерной камере, наполненной смесью $94\% \text{He} + 5\% \text{CH}_4 + 1\% \text{H}_2\text{O}$, мы исследовали влияние задержки лазерного импульса по отношению к моменту начала разряда на получение хороших тенеграмм треков электронов. Мы применяли низкую напряженность электри-

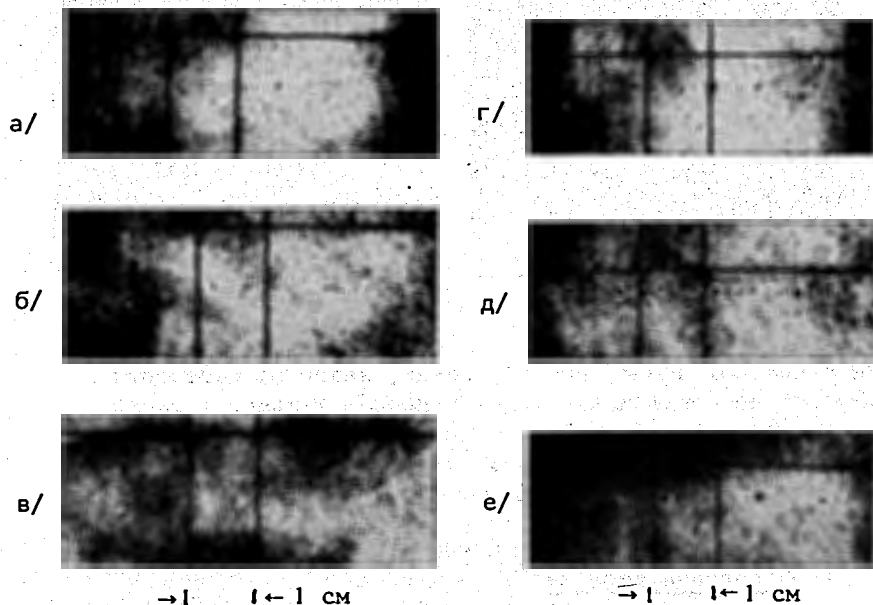


Рис. 3. Влияние времени задержки импульса азотного лазера по отношению к моменту начала разряда в камере на регистрацию треков электронов в стримерной камере, наполненной смесью 94%He+5%CH₄+1%H₂O. Время задержки: а - 200 нс, б - 250 нс, в - 350 нс, г - 500 нс, д - 650 нс, е - 850 нс.

ческого поля: она составляла 10 кВ/см. На рис. 3 изображены полученные результаты. При малой задержке /~200 нс/ развитие стримеров только начиналось, как видно из рис. 3а. Их диаметр относительно маленький, поэтому эти стримеры плохо наблюдаются на фоне, вызванном рассеянием света на высоковольтных электродах, изготовленных из стеклянных пластинок с покрытием SnO₂. /Фотографирование производилось через эти электроды/. С повышением задержки растут размеры стримеров и их число /рис. 3б, в/. При больших задержках, например ~650 нс, как на рисунке 3д, на тенеграммах наблюдаются не только стримеры, находящиеся на месте прохождения электрона, а еще фоновые стримеры, число и размер которых тоже растут с повышением задержки /рис. 3е/. Местонахождение этих неоднородностей резко ограничено областью вокруг трека электрона. Причина этого явления, по-видимому, другая, чем в опытах, где стримерная камера была наполнена смесью 99%He+1%H₂O и где проявляются первичные центры ионизации. В том случае при всех задержках регистрировались фазовые неоднородности во всем объеме камеры. Здесь причиной этих оптических неоднородностей, располагающихся вблизи трека электрона, является фотоионизация.

Как видно, из рис. 3е, стримеры имеют самый большой диаметр при задержке 850 нс /более длительные задержки не использовались/, но контрастность изображения уже уменьшается.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показано на рис. 1, с помощью лазерного теневого метода можно регистрировать треки электронов в гелиевой стримерной камере при атмосферном давлении и напряженности электрического поля 10 кВ/см, если добавить в стримерную камеру 1%N₂O и не менее 1%CH₄. При добавлении метана в количестве меньше 1% на лазерных тенеграммах во всем объеме камеры проявляются тени фазовых неоднородностей, но трек, который визуально хорошо наблюдается, не выделяется на снимках. В работе /б/ написано, что при добавлении метана сокращается время памяти стримерной камеры /t < 5 мкс/. Это означает, что концентрация свободных носителей заряда в течение этого времени сильно уменьшается. После прохождения электрона через камеру и подачи высокого напряжения в промежуток времени, определяемый этой памятью, стримеры должны появляться только в области следа электрона. При добавлении метана в количестве 10% и 5% мы могли наблюдать это /рис. 1а, б/. Без метана и при малой концентрации метана /≤ 1%/ число свободных носителей заряда, наверняка, должно быть большим, и после подачи импульса высокого напряжения стримеры появляются не только там, где проходил через камеру электрон, но и во всем объеме, где находились свободные носители заряда /рис. 1в, г/. С этим согласуется наше наблюдение, что в стримерной камере, наполненной смесью 99%He+1%H₂O, даже без использования источников электронов после подачи импульса высокого напряжения возникли разрядные каналы во всем ее объеме, которые можно было регистрировать на лазерных тенеграммах. Добавление метана имеет еще другое значение. Фазовые неоднородности, наблюдаемые вблизи трека при больших задержках лазерного импульса по отношению к моменту подачи импульса высокого напряжения в стримерную камеру / > 650 нс/, возникают из электронов, порожденных фотоионизацией /рис. 3д, е/. Очевидно, что добавление метана в большом количестве /5-10%/ способствует тому, что фотоны поглощаются уже вблизи трека и ионизация не происходит во всем объеме. Фотоионизация обуславливает появление зародышей вторичных стримеров, размер которых естественно нарастает по мере увеличения задержки лазерного импульса, но их развитие начинается позднее, чем развитие стримеров в области трека частиц.

Ниже делается попытка ответить на вопрос о природе оптических фазовых неоднородностей, фиксированных методом лазерной регистрации. Как видно из рис. 3а, при наших условиях опыта

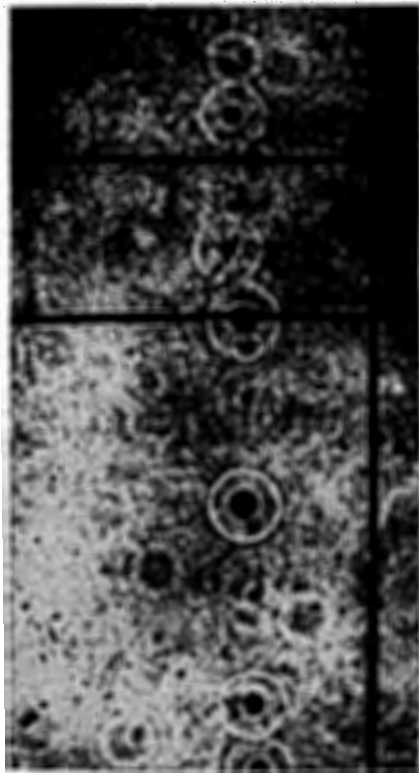


Рис. 4. Тенеграмма трека электрона в стримерной камере, наполненной смесью 89%He+10%CH₄+1%Н₂О. Задержка импульса азотного лазера по отношению к моменту начала разряда в камере - около 700 нс.

стримеры четко получались в тех случаях, когда задержка лазерного импульса по отношению к моменту начала разряда в камере составляла около 200 нс. Диаметр стримеров растет в радиальном направлении от 0,3 мм при 200 нс до 1 мм при 850 нс. Начальным радиусом стримеров считался в работе лавинный радиус. При наших условиях лавинный радиус должен бы быть значительно меньше 0,3 мм. Радиальное расширение стримеров происходит с уменьшающейся во времени скоростью до момента 850 нс после начала разряда. Это как раз то время, которое соответствует длительности высоковольтного импульса.

Расширение стримерного канала происходит со сверхзвуковой скоростью и создает ударную волну, как можно видеть из рис. 4.

В смеси 89%He+10%CH₄+1%Н₂О фронт ударной волны находится через 700 нс уже на расстоянии от центра, соответствующем двойному радиусу канала. Исходя из пройденного расстояния и времени задержки можно найти среднюю скорость фронта ударной волны. Она оказывается $v > 3$ км/с.

Скорость звука в этой смеси меньше, чем скорость звука в чистом гелии, и составляет $c = 880$ м/с, это дает среднее число Маха $M = \frac{v}{c} > 3,4$... Числа Маха больше 3 могут появиться только тогда, когда в разрядном канале, т.е. в стримере, возникает скачок давления $p_1/p > 10$, где p - начальное давление /1 атм/ и p_1 - давление в разрядном канале перед отрывом ударной волны^{7/}. Оценим, каким образом можно получить такой же скачок давления в плазме: В работах^{6,8/} были оценены температура электронов $T_e = 10^4$ К /~1 эВ/ и плотность электронов $N_e = 10^{16}$ см⁻³ в стримерном канале при том же режиме работы, что

и у нас. Этими величинами мы пользуемся для дальнейших вычислений. Баланс давления в плазме определяется выражением

$$p_1 = N_e \cdot k \cdot T_e + N_i \cdot k \cdot T_i + N_A \cdot k \cdot T_A \quad /1/$$

Учитывая квазинейтральность плазмы, мы считаем

$$N_e = N_i, \quad N_e/N = x,$$

где x - степень ионизации. Здесь T_e - температура электронов, T_i - температура ионов, T_A - температура нейтральных частиц /атомов/, N_e, N_i и N_A - их плотность.

Вначале мы предположили, что $T_e \gg T_i = T_A$, и рассчитали скачок давления, который обусловлен только высокоэнергетичными электронами. Уравнение /1/ можно записать таким образом:

$$p_1 = NkT_A \left(1 + x \frac{T_e}{T_A}\right) \quad /2/$$

Скачок давления p_1/p равен

$$\frac{p_1}{p} = \frac{T_A}{T} \left(1 + x \frac{T_e}{T_A}\right) \quad /3/$$

Здесь $p = NkT$. Полагая, что температура тяжелых частиц в плазме не повышена / $T_A = T = 300^\circ \text{K}$ /, из /3/ получим:

$$\frac{p_1}{p} = 1 + x \frac{T_e}{T} \quad /4/$$

Используя величины, данные в работе^{8/}, $T_e = 10^4$ К, $N_e = 10^{16}$ см⁻³, мы получаем скачок давления / $x \approx 5 \cdot 10^{-4}$ /

$$\frac{p_1}{p} \approx 1,02.$$

Даже если мы предположим, что температура электронов $T_e = 5$ эВ = $5 \cdot 10^4$ К, но это невероятно из-за высокой плотности электронов, то максимальный скачок давления $p_1/p = 1,08$. Согласно теории ударных волн^{9/} по скачку давления можно определять число Маха и наоборот. Отсюда следует, что рассчитанный скачок давления обуславливает только очень слабую ударную волну с числом Маха $M \ll 2$, но мы получили числа Маха больше 3. Поэтому мы теперь предположим, что термическое равновесие существует в стримере, это значит, $T_e = T_A = T_i$. В этом случае /3/ переходит в следующее выражение:

$$\frac{p_1}{p} = \left(1 + x \frac{T_i}{T}\right) \quad /5/$$

Учитывая, что $T = 10^4$ К и $x = 5 \cdot 10^{-4}$, мы рассчитываем скачок давления: $p_1/p \approx 33$. Ему соответствует число Маха $M = 5$, и это значение находится в хорошем соответствии со средним числом Маха, полученным в результате наших измерений. Появление ударной волны с числом Маха $M > 3$ позволяет сделать вывод, что температура всех частиц в стримере одинаковая, $T_e = T_A$.

По теории ударных волн плотность массы имеет скачок как на поверхности разрядного канала, так и в центре стримера, после

отрыва ударной волны от канала. Кроме того, радиальный градиент температуры в плазменном канале обуславливает распределение плотности таким образом, что она растет с середины стримера до края стримерного канала.

Рассмотрим теперь изменение коэффициента преломления, возникающего по мере развития стримеров. Рефракция плазмы /10/ вдали от атомных линий поглощения может быть вычислена по формуле

$$n-1 = \left(A + \frac{B}{\lambda^2}\right) N_a - 4,5 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e, \quad /6/$$

где N_a и N_e - атомная и электронная концентрации. Вклад электронной компоненты в величину рефракции в стримере для концентрации электронов $N_e \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $\lambda = 337,1 \text{ нм}$ определяется величиной $\leq 5 \cdot 10^{-5}$. Этот вклад пренебрежимо мал по сравнению со вкладом тяжелых частиц, которому соответствует плотность газа в стримере. Для дальнейшей оценки мы используем формулу Коши /11/, чтобы считать коэффициент преломления газа на длине волны проходящего света достаточно далеко от линии поглощения

$$n-1 = A_1 \left(1 + \frac{B_1}{\lambda^2}\right), \quad /7/$$

где A_1 и B_1 - константы каждого газа. Воспользовавшись значениями констант A_1 и B_1 для гелия: $A_1 = 3,48 \cdot 10^{-5}$, $B_1 = 2,3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$ и для метана: $A_1 = 42,6 \cdot 10^{-5}$, $B_1 = 14,41 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$, получаем рефракцию в смеси 90% He + 10% CH₄ для $\lambda = 337,1 \text{ нм}$:

$$n-1 = 0,8 \cdot 10^{-4}.$$

Зависимость показателя преломления от плотности ρ в веществах определяется формулой Лорентц-Лоренца

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{\rho} = k, \quad /8/$$

где k - удельная преломляющая способность. Для газа n близко к единице, и поэтому мы можем положить $n^2+2 \approx 3$. Тогда получается формула Ньютона и Лапласа:

$$\frac{n^2-1}{\rho} = 3k. \quad /9/$$

Поскольку $n^2-1 = (n+1)(n-1)$ и $n+1 \approx 2$, из /9/ следует формула Гладстона-Дэйла:

$$\frac{n-1}{\rho} = \frac{3}{2} k. \quad /10/$$

Оценим теперь изменение показателя преломления на границе стримера на основе наблюдаемого скачка давления или плотности. Временную и пространственную зависимость изменения показателя преломления мы в дальнейшем не будем учитывать. Об этом подробно написано в работах /6,12/. Рефракция n_1-1 на краю стримера в какой-то момент времени может быть вычислена по формуле /10/:

$$\frac{n_1-1}{\rho_1} = \frac{3}{2} k, \quad /11/$$

ρ_1 - плотность на краю стримера, т.е. на фронте волны сжатия. Из /10/ и /11/ следует:

$$n_1-1 = \frac{\rho_1}{\rho} (n-1)$$

и

$$\Delta n = n_1 - n = \left(\frac{\rho_1}{\rho} - 1\right) (n-1). \quad /12/$$

Как выше указано, мы наблюдали числа Маха больше 3, это значит, что скорость ударной волны была в три раза выше скорости звука в этом газе.

Теория ударных волн дает для этого случая отношение плотности на фронте волны сжатия к плотности в газе

$$\frac{\rho_1}{\rho} > 3.$$

Тогда из /12/ мы получаем для смеси 90% He + 10% CH₄, где $n-1 = 0,8 \cdot 10^{-4}$,

$$\Delta n > 1,6 \cdot 10^{-4}.$$

Как явствует из выражения /12/, изменение показателя преломления на краю стримера тем выше, чем выше показатель преломления самого газа и чем выше возникающий скачок плотности или давления. Из этого будет понятно, почему с падением концентраций метана в гелии при тех же самых условиях лазерная регистрация стримеров, зависящая от контрастности изображений стримеров в тенеграммах, падает. Для создания такой же величины Δn в чистом гелии требуется повышенный скачок плотности, а этого можно достичь повышением напряженности импульса, подаваемого на камеру. Этот вывод согласуется с результатами, полученными нами при исследовании искровых разрядов в гелии и воздухе /рис. 2/. В гелии больше чем в четыре раза надо было повышать электрическую мощность питания в искре по отношению к искре в воздухе, чтобы можно было регистрировать разрядный канал и ударную волну, и все-таки контраст в тенеграммах был хуже, чем в тенеграммах искр, полученных в воздухе. Этот результат позволяет сделать вывод, что можно было бы осуществить регистрацию стримеров лазерным методом также и в чистом гелии. Для этой цели требуется повысить напряженность электрического поля, и более благоприятные условия будут также при повышении плотности газа в камере.

Все сказанное о влиянии метана на регистрацию треков частиц в гелиевой стримерной камере можно резюмировать следующим образом:

1. С возрастанием добавок метана в гелиевую стримерную камеру увеличивается показатель преломления смеси в камере, что обуславливает повышение величины Δn .

2. Добавление метана в гелиевую стримерную камеру уменьшает число носителей зарядов во всем объеме камеры и вдоль трека частиц, поэтому увеличивается электрическая мощность, питающая стримеры, и в результате этого увеличивается скачок плотности.

3. Добавление метана снижает фотоионизацию в стримерной камере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калимов А.Г. и др. Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, вып. 20, с. 1057.
2. Калимов А.Г. и др. Препринт ЛИЯФ, Л., 1978, №407.
3. Ульман П. и др. ОИЯИ, P13-12260, Дубна, 1979.
4. Ульман П. и др. ОИЯИ, 13-81-321, Дубна, 1981.
5. Bulos F. et al. SLAC - Report Nr. 74, Stanford, 1967. Streamer Chamber Development.
6. Стабников М.В., Томбак М.А. Препринт ЛИЯФ, Л., 1979, №497.
7. Handbuch für Physik (Gagner-Schell), Bd. VII, Artikel Ackeret.
8. Буссо Л. и др. ОИЯИ, P13-9131, Дубна, 1975.
9. Gaydon A.G., Hurler I.R. The Chock Tube in High Temperature Chemical Physics, Chapman and Hall Ltd., London, 1963.
10. Зайдель А.Н. и др. Диагностика плазмы. Атомиздат, М., 1973, с. 136.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. "Наука", М., 1973.
12. Томбак М.А. Препринт ЛИЯФ, Л., 1979, № 499.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1981 года.