

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



7791

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ

P13 - 7791

Н.С.Глаголева, Ю.Р.Лукстиньш, А.Т.Матюшин,  
В.Т.Матюшин

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИМПУЛЬСА  
НА ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ И ЯРКОСТНЫЕ  
ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРИМЕРА  
В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ  
ТЕХНИКИ И АВТОМАТИЗАЦИИ

P13 - 7791

Н.С.Глаголева, Ю.Р.Лукстиныш,\* А.Т.Матюшин,  
В.Т.Матюшин\*

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИМПУЛЬСА  
НА ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ И ЯРКОСТНЫЕ  
ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРИМЕРА  
В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

---

\* Сотрудники ЛВЭ ОИЯИ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Стримерный след в камере можно характеризовать геометрическими размерами: длиной, диаметром стримеров, яркостью, а также стабильностью этих величин. При постоянном качественном и количественном составе газового наполнения стримерной камеры и фиксированной величине задержки высоковольтного импульса эти характеристики следа существенно зависят от параметров последнего: амплитуды, длительности, крутизны нарастания и спада, стабильности. Уменьшение длительности импульса при одновременном увеличении крутизны фронта и спада и соответствующем повышении градиента электрического поля в камере обеспечивает улучшение качества следа. Однако формирование высоковольтных /300 - 500 кВ и более/ импульсов наносекундной длительности /15-10 нсек и короче/ на низкоомной нагрузке /40 Ом и менее/ - серьезная инженерно-техническая задача, поэтому весьма существенно заранее представлять, какое качество следа может обеспечить тот или иной генератор высоковольтных импульсов.

Приведенный ниже расчет позволяет определить влияние параметров высоковольтного импульса на качество следа в стримерной камере. Очевидно, что точный расчет этих характеристик затруднителен, и в настоящее время методики такого расчета нет. Тем не менее, используя некоторые соотношения и зависимости, полученные к настоящему времени, можно с достаточной для практических целей точностью оценить качество стримерного следа в камере в зависимости от параметров высоковольтного импульса и прогнозировать его возможное улучшение, если при сокращении длительности импульса механизм разряда в газе существенно не меняется.

Прямоугольная форма импульса наиболее удобна для расчета отдельных величин, характеризующих качество стримерного следа. Естественно, что эти величины будут средними, так как процесс развития разряда в газе - статистический. Как правило, давление рабочего газа в камере близко к атмосферному, поэтому в расчетах принято  $P = 760 \text{ Тор}$ .

В статическом электрическом поле с напряженностью

Е можно рассчитать длину критической лавины  $\ell_{\text{л}}$  и время ее развития  $T_{\text{л}}$ , используя зависимости коэффициента ионизации  $\alpha$  и скорости дрейфа электронов  $W$  от градиента поля, а также критерий Мика-Ретера  $\Lambda$ ; полагая, что развитие лавины происходит от одного электрона:

$$\alpha(E)W(E)T_{\text{л}} = 20 \quad /1/$$

$$\ell_{\text{л}} = W(E)T_{\text{л}} \quad /2/$$

На рис. 1 приведены зависимости  $\alpha(E)$ , а на рис. 2 -  $W(E)$  для некоторых инертных газов и воздуха, построенные по экспериментальным данным [2-9] и экстраполированные к более высоким значениям  $E$  в соответствии с работой [10].

При работе стримерной камеры поле  $E$  - величина переменная, она является функцией времени -  $t$ . Тогда, считая, что развитие каждой лавины на следе в стримерной камере происходит независимо, выражения /1/ и /2/ можно записать в виде:

$$\int_0^{T_{\text{л}}} \alpha(E)W(E)dt = 20 \quad /3/$$

$$\ell_{\text{л}} = \int_0^{T_{\text{л}}} W(E)dt \quad /4/$$

Обычно в стримерной камере величина напряженности поля сравнительно велика, а вклад начального участка при интегрировании /3/ и /4/ достаточно мал, поэтому  $\alpha(E)$  и  $W(E)$  могут быть аппроксимированы прямыми, по крайней мере, для неона и гелия, что существенно упрощает интегрирование.

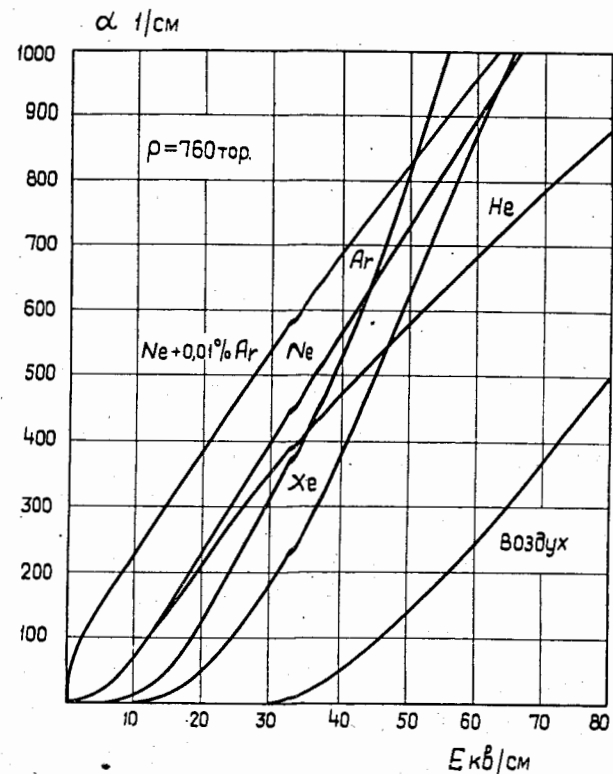


Рис. 1. Зависимость коэффициента ионизации  $\alpha$  от напряженности поля  $E$  для некоторых газов при атмосферном давлении.

Тогда  $W = KE / K$  - подвижность электронов/ и на основании [11,12] можно вычислить длину стримера  $L_c$ , зная время его развития -  $T_c$  в поле  $E$ .

$$L_c = 2r_{\text{кр}} \exp \frac{KE}{r_{\text{кр}}} T_c \quad /5/$$

где  $r_{\text{кр}}$  - радиус головки критической лавины [12]

$$r_{\text{кр}} = \left( \frac{3qN_{\text{кр}}}{\alpha(E)E} \right)^{1/3} \quad /6/$$

здесь  $q$  - заряд электрона,  $N_{\text{кр}} \approx e^{20}$  - число электронов в головке критической лавины.

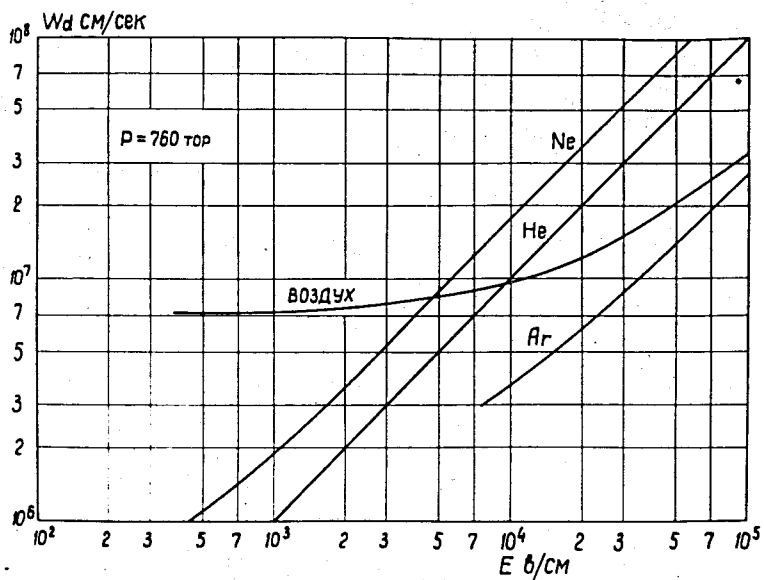


Рис. 2. Зависимость скорости дрейфа электронов  $W_d$  от напряженности поля  $E$  для неона, гелия, аргона и воздуха.

На рис. 3 приведены расчетные кривые  $r_{кр}(E)$  для неона и гелия.

Таким образом, прямоугольный импульс длительностью  $T_{и} = T_d + T_c$  и с градиентом поля  $E$  вызывает появление в камере стримеров со средней длиной  $L_c$  /рис. 4 а, б/.

Развитие лавины и переход ее в стример определяется в основном электронными столкновениями и в меньшей степени - фотоионизацией, а развитие стримера происходит, по-видимому, в основном за счет фотоионизации все более сильной по мере роста концентрации электронов в нем. Общее излучение стримера растет с его геометрическими размерами. Стример вначале развивается как ярко светящийся стержень в направлении поля, а затем, вероятно, когда процесс фотоионизации газа начинает опережать движение электронов в стержне, что связано с его конечной проводимостью, на его концах появляются области слабой ионизации и гораздо меньшей светимости,

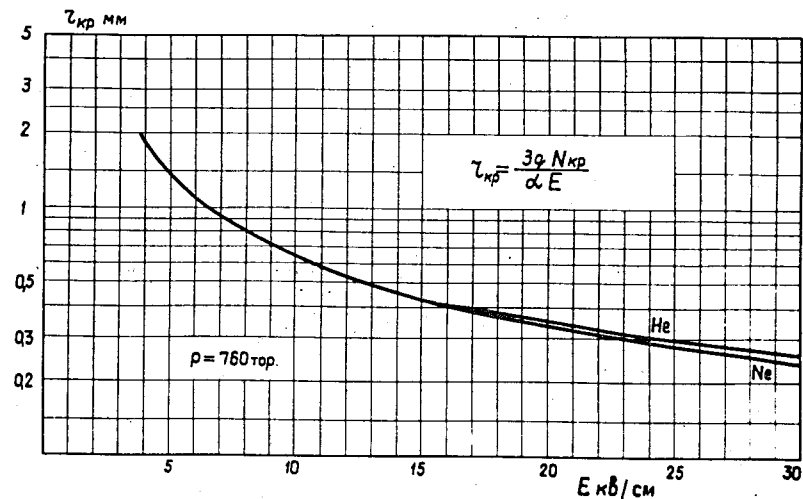


Рис. 3. Радиус головки критической лавины  $r_{кр}$  в зависимости от градиента поля.

а рост стержня несколько замедляется. Подобная картина развития стримерного процесса /рис. 5/ регистрируется фотографически в боковой  $\theta = 90^\circ$  / проекции /13,14/, а при обычном стереофотографировании и, особенно, вдоль поля  $\theta = 0$  на пленке выделяется стержень на фоне слабого ореола, вовсе исчезающего уже при небольшом диафрагмировании объектива. Поэтому стримером обычно считают хорошо выделяемый на фотографиях стержень длиной  $l_c$  и диаметром  $d_c$ .

Размеры областей слабой светимости в сильной степени зависят от чистоты газового наполнения камеры. Примесь воздуха к неону особой чистоты на уровне 0,2 - 0,5% объема приводит к существенному увеличению  $L_c$  /в 2-4 раза/ и некоторому падению яркости стримеров. В начальной стадии развития стримера размеры  $L_c$  и  $l_c$  практически равны /в неоне - до 10-15 мм в зависимости от градиента поля и чистоты газового наполнения/ и, если яркость стримеров достаточна для фоторегистрации, то процесс их дальнейшего развития можно ограничить

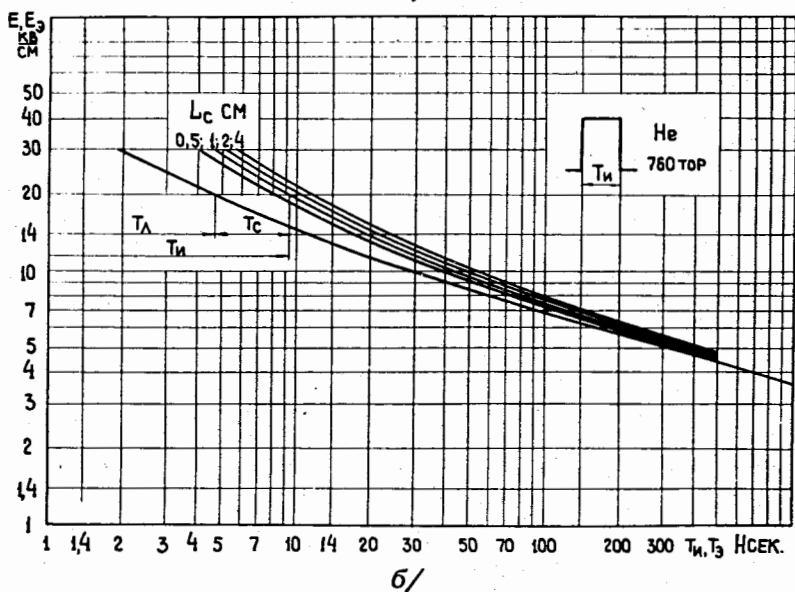
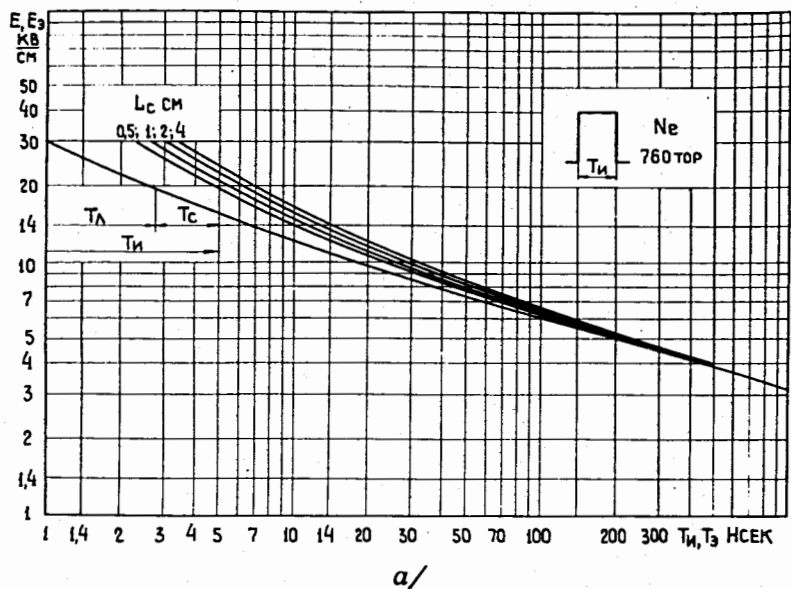


Рис. 4. Длина стримера  $L_c$  в зависимости от градиента поля  $E$  и длительности импульса  $T_{И}$  для неона /а/ и гелия /б/ при атмосферном давлении.

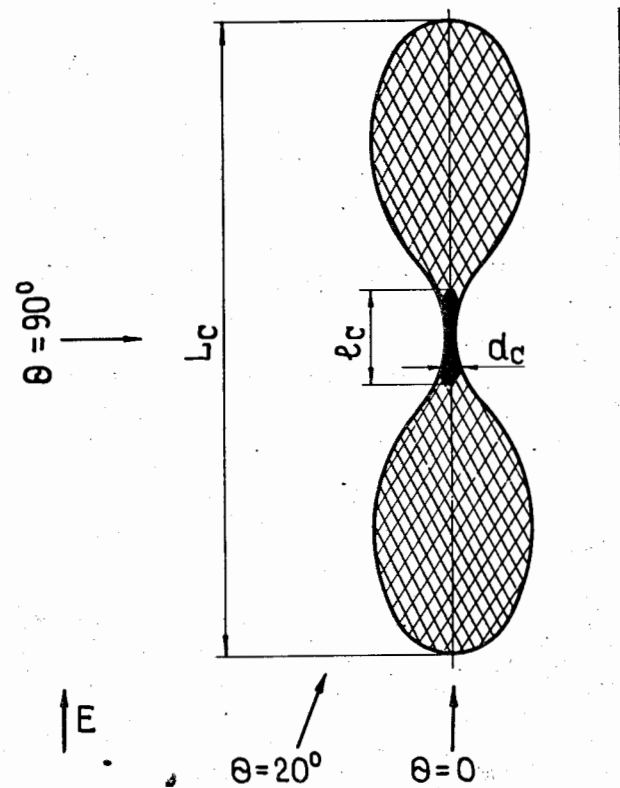


Рис. 5. Картина развития стримерного процесса.

выбором соответствующей длительности высоковольтного импульса. На более поздних стадиях с повышением общей яркости стримера растет и яркость стержня, его фоторегистрация и надежное выделение на пленке возможны вплоть до проекционного режима, когда длина  $L_c$  равна зазору камеры  $^{1/13}$ .

Считая, что при развитии стримера световое излучение единицы его объема  $I$  и концентрация электронов в нем  $n$  пропорциональны  $E_r^2 / 8\pi^{1/11} / E_r$  - поле на концах

стримера/, с учетом <sup>/12/</sup> можно написать:

$$I \sim n \sim n_0 \left( \frac{L_c}{2r_{кр}} \right)^2, \quad /7/$$

где  $n_0 = \alpha(E)W(E)/4\pi q$  - концентрация электронов в головке критической лавины.

Тогда можно ожидать, что при  $L_c \sim l_c$  яркость стримера вдоль поля  $V_{||} \sim L_c^3$  и поперек поля  $V_{\perp} \sim L_c^2 \sqrt{L_c}$ , так как  $d_c \sim \sqrt{L_c}/11/$ . При  $L_c \gg l_c$  рост яркости будет медленней  $V_{||} \sim L_c^2$ ;  $V_{\perp} \sim L_c \cdot \sqrt{L_c}$ , что и наблюдается экспериментально <sup>/14/</sup>.

Соответствующие расчетные кривые ( $L_c \sim l_c$ ) концентрации электронов в стримере -  $n$ , яркости  $V_{||}$  и  $V_{\perp}$  в зависимости от длительности прямоугольного импульса  $T_{и}$  и градиента поля  $E$  приведены для неона на рис. 6-8.

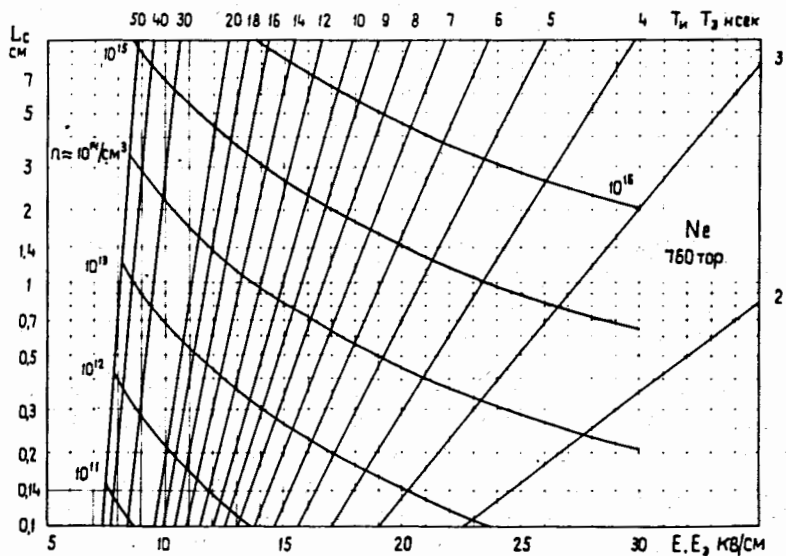


Рис. 6. Концентрация электронов  $n$  в стримере в зависимости от длительности импульса  $T_{и}$  и градиента поля  $E$ .

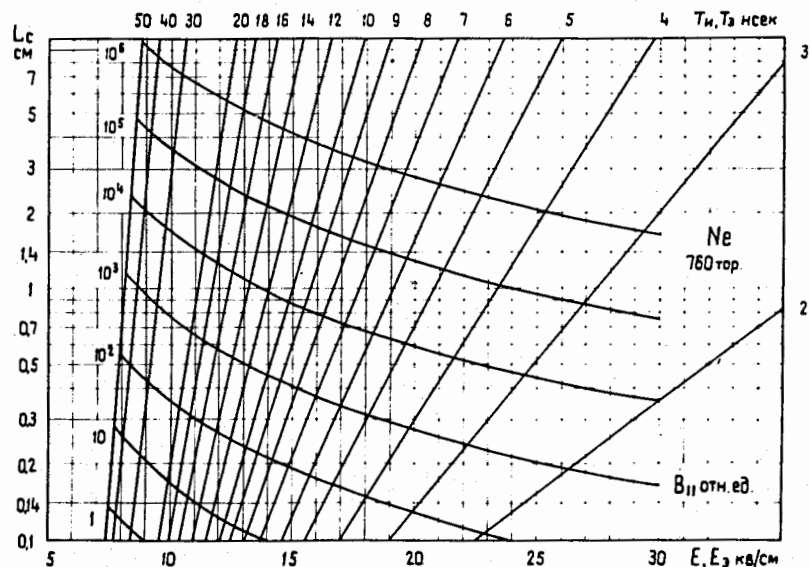


Рис. 7. Яркость стримера вдоль поля  $V_{||}$  /в отн. единицах/ в зависимости от длительности импульса и градиента поля.

Реальная форма импульса на электродах стримерной камеры отличается от прямоугольной. Чтобы воспользоваться расчетными кривыми, можно вместо  $E$  и  $T_{и}$  подставлять значения амплитуды  $E_m$  и длительности на половине  $t_{и}$  реального импульса, что дает неплохое приближение, и расчетные кривые соответствуют экспериментальным данным для тех работ, где достаточно точно замерены эти величины <sup>/12/</sup>.

Более подробный анализ показывает, что лучшее соответствие может быть получено для момента перехода лавины в стример, либо когда длина стримера достаточно мала, так что  $T_c \ll T_l$ . Тогда, зная форму реального импульса ( $E=E(t)$ ) и его амплитуду, можно найти значения  $E_3$  и  $T_3$  соответствующего ему прямоугольного эквивалентного импульса, который бы вызывал эквивалентное действие, то есть равную длину лавины  $l_l$  и  $\alpha l_l = 20$ . При линейной аппроксимации  $\alpha(E)$  и  $W(E)$  это сводится к решению системы уравнений:

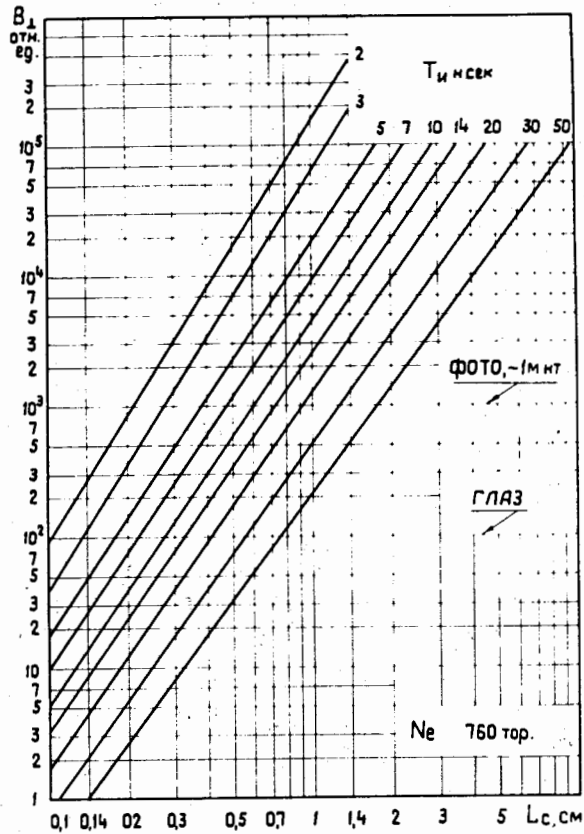


Рис. 8. Яркость стримера поперек поля  $V_1$  /в отн.ед./ в зависимости от длительности импульса и градиента поля.

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_0^T E^2(t) dt = E_{\Theta}^2 T_{\Theta} \\ \int_0^T E(t) dt = E_{\Theta} T_{\Theta}, \end{array} \right. \quad /8/$$

где  $T$  - длительность импульса по основанию.

Очевидно, что эквивалентный импульс будет единственным для каждого реального.

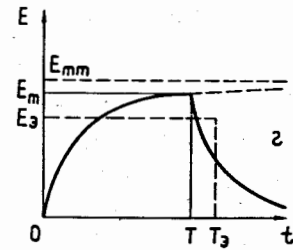
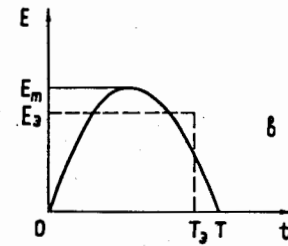
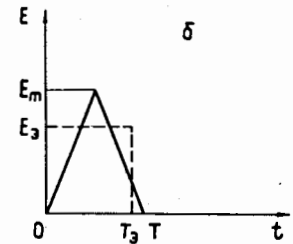
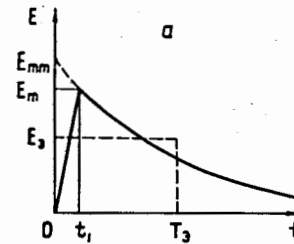


Рис. 9. Упрощенные формы высоковольтных импульсов наиболее употребительных систем формирования и соответствующие им параметры эквивалентных прямоугольных импульсов.

На рис. 9 приведены упрощенные формы высоковольтных импульсов наиболее распространенных систем формирования. Сделав необходимые вычисления, можно получить следующие выражения для амплитуды и длительности эквивалентного прямоугольного импульса.

Для импульса "а" известна амплитуда -  $E_m$  и постоянная времени спада -  $\tau$  /

$$E_{\Theta} = \frac{2t_1 + 3\tau}{3(t_1 + 2\tau)} E_m; \quad T_{\Theta} = \frac{\left(\frac{t_1}{2} + \tau\right)^2}{\frac{t_1}{3} + \frac{\tau}{2}}; \quad /9/$$



для треугольного импульса "б"

$$E_{\ominus} = \frac{2}{3} E_m; \quad T_{\ominus} = \frac{3}{4} T; \quad /10/$$

для полусинусоидального импульса "в"

$$E_{\ominus} = \frac{\pi}{4} E_m; \quad T_{\ominus} = \frac{8}{\pi^2} T; \quad /11/$$

для импульса "г" при одинаковых постоянных времени нарастания и спада

$$E_{\ominus} = \frac{T - \tau(1 - e^{-T/\tau})}{T(1 - e^{-T/\tau})} E_m; \quad T_{\ominus} = \frac{T^2}{T - \tau(1 - e^{-T/\tau})}. \quad /12/$$

Естественно, что лучшее качество треков обеспечит импульс с большей амплитудой  $E_{\ominus}$  и меньшей длительностью  $T_{\ominus}$ .

Приведенные оценки в достаточной степени справедливы и для более поздней стадии развития стримера, даже если  $T_{\text{л}} \sim T_{\text{с}}$ , то есть при наличии стримеров сравнительно больших размеров. Важно лишь, чтобы сравнение производилось при одинаковой длине стримеров для импульсов различной формы. Как следует из /5/, длина стримеров примерно одинакова при  $E^2 T_{\text{с}} \sim \text{константа}$ , то есть действует тот же закон, что и на лавинной стадии. Это подтверждается и экспериментальными данными:  $E^2 t_{\text{и}}$  - константа в достаточно широкой области изменения  $E$  и  $t_{\text{и}}$ .

Тем не менее, при прочих равных условиях, для импульсов сравнительно большой длительности /  $T_{\text{с}} \ll T_{\text{л}}$  / яркость стримера зависит от крутизны спада импульса. В этом случае, по-видимому, полезно было бы создать в конце импульса выброс той же полярности с резким /1-2 нсек/ спадом или колебательный процесс высокой частоты, что обеспечит более благоприятные условия для развития стримера.

Важной характеристикой камеры является стабильность ее работы. Помимо статистических флуктуаций длина стримера и его яркость зависят от стабильности амплитуды и длительности высоковольтного импульса.

Используя соотношения, приведенные выше, можно получить выражение для максимальной относительной нестабильности длины стримера:

$$\frac{|\Delta L_{\text{с}}|}{L_{\text{с}}} = \left( \frac{\ell_{\text{л}}}{r_{\text{кр}}} + \ln \frac{L_{\text{с}}}{2r_{\text{кр}}} \right) \frac{|\Delta T_{\text{и}}|}{T_{\text{и}}} + \left( 2 \frac{\ell_{\text{л}}}{r_{\text{кр}}} + \ln \frac{L_{\text{с}}}{2r_{\text{кр}}} \right) \frac{|\Delta E|}{E} /13/$$

Поскольку длительность, как правило, фиксирована, то

$$\frac{|\Delta L_{\text{с}}|}{L_{\text{с}}} = \left( 2 \frac{\ell_{\text{л}}}{r_{\text{кр}}} + \ln \frac{L_{\text{с}}}{2r_{\text{кр}}} \right) \frac{|\Delta E|}{E}. \quad /14/$$

Нестабильность яркости составит

$$\frac{|\Delta B_{\parallel}|}{B_{\parallel}} = 3 \left( 2 \frac{\ell_{\text{л}}}{r_{\text{кр}}} + \ln \frac{L_{\text{с}}}{2r_{\text{кр}}} \right) \frac{|\Delta E|}{E}. \quad /15/$$

Так, например, в чистом неоне при  $E = 10 \text{ кВ/см} / r_{\text{кр}} = 0,62 \text{ мм}$ ,  $\ell_{\text{л}} = 3 \text{ мм}$  для стримеров со средней длиной 10-12 мм нестабильность амплитуды в 1%/при фиксированной длительности/ вызовет нестабильность средней длины стримеров на различных снимках в 10%, а средней яркости /вдоль оси/ в 30%.

Оценка абсолютной яркости<sup>/14/</sup> /1 Минт, рис. 8/ произведена по фотографическому почернению пленки известной чувствительности в предположении, что время высвечивания стримера  $\sim 10^{-8}$  сек, а характер поведения изоопак<sup>/15/</sup> не меняется в области малых экспозиций. Если же реальное время высвечивания больше, то соответственно меньше величина абсолютной яркости.

Таким образом, приведенные кривые дают, практически, полное представление о качестве стримерного следа в камере с неоновым наполнением при изменении параметров высоковольтного импульса. Подобные расчеты могут быть сделаны для других газовых наполнений. На рис. 4б приведены кривые для гелия, из которых следует, что, например, по сравнению с неоном, в гелии амплитуда импульса должна быть больше примерно на 30% при той же длительности /  $T_{\text{и}} = 10 \text{ нсек}$  /, либо длительность импульса больше на 70% при той же амплитуде /  $E = 15 \text{ кВ/см}$  /, что соответствует экспериментальным данным. К сожалению, в большинстве работ расчет амплитуды импульса производится простым перемноже-

нием величины зарядного напряжения ступени ГИН на их число, а градиент поля - делением полученной таким путем амплитуды на величину зазора камеры, что, как правило, приводит к существенному завышению поля. Кроме того, использование емкостных делителей для осциллографирования импульсов зачастую влечет за собой коррекцию их формы, в результате чего общая ошибка может достигать 30-40% и более.

В работе со стримерной камерой СКМ-200 были сделаны сравнительно точные /5-7%/ измерения амплитуды импульса при разной его длительности и форме, соответствующие началу фоторегистрации стримеров в камере. /Относительное отверстие объектива 1:2,5, чувствительность пленки 2000-2800 ед. Гост./. На основе этих данных получены результаты, сведенные в табл. 1, где для каждого значения длительности импульса на полувысоте  $t_{1/2}$  отведено две строки. В первой строке приводятся значения зазора камеры, амплитуды напряжения  $U_m$ , максимальной напряженности поля  $E_m$ , отвечающей вышеприведенным условиям, и длины стримера в камере, определенной по графикам рис. 4а. Во второй строке, помимо названных, приводятся параметры эквивалентного прямоугольного импульса, вид аппроксимирующей форму импульса функции и длина стримера, определенная по тем же графикам для эквивалентного импульса.

Для СКМ-200 приведены экспериментальные данные, данные для других камер, восстановленные по формам импульсов, известным из соответствующих работ. При восстановлении величина  $L_c$  принималась равной 6 мм для длительности эквивалентного импульса, определенной по аппроксимирующей функции. Предполагалось, что камера наполнена неоном. Следует отметить, что длина  $L_c$ , определенная по параметрам эквивалентного импульса, близка к экспериментально найденной  $l_c$  для СКМ-200, а эквивалентный импульс является хорошим критерием при сравнении характеристик систем формирования импульса и камер. Из данных таблицы видно, что длительность эквивалентного прямоугольного импульса для действующих камер с зазорами 25-30 см пока больше 10 нсек и, вообще говоря, может быть уменьшена при

Таблица 1

Камера параметры	Зазор см	$U_m$ кВ	$E_m$ кВ/см	$t_{1/2}$ нсек	$E_a$ кВ/см	$T_a$ нсек	$L_c$ мм	Аппроксимация
СКМ-200	30	420	14	15,5	-	-	50	-
		420	14	15,5	11	18,9	6	$\sin x$
	30	480	16	10,5	-	-	30	-
		480	16	10,5	12,6	12,6	3,5	$\sin x$
/I6/ SLAC	30	430	14,3	15	-	-	50	-
		430	14,3	15	11,2	18,3	6	$\sin x$
Аахен /I7/	15	334	22,2	5,7	-	-	-	-
		334	22,2	5,7	14,8	9,4	6	треуг.
/I8/	25	390	15,6	13	-	-	-	-
CERN - Аахен		390	15,6	13	11,9	16,2	6	$\sin x$

соответствующих усилиях при разработке генераторов высоковольтного импульса.

Если при сокращении длительности импульса в 3-4 раза механизм развития стримера существенно не меняется, то, как следует из расчетов, можно ожидать увеличения яркости стримера на порядок при той же его длине.

Реализация этой возможности в камерах с большими геометрическими размерами будет ограничиваться оптической системой, чувствительностью и разрешением пленки.

### Литература

1. Г.Ретер. Электронные лавины и пробой в газах. Перевод с англ. Изд. "Мир", М., 1968.
2. M.J.Druyvesteyn, F.M.Penning. *Rev.Mod.Phys.*, 12, 2 (1940).
3. G.H.Sanders. *Phys.Rev.*, 41, 667 (1932); 44, 1020 (1932); 45, 346 (1934).
4. R.A.Nielsen. *Phys.Rev.*, 50, 950 (1936).
5. J.A.Hornbeck. *Phys.Rev.*, 83, 374 (1951).
6. K.H.Wagner. *Zs.Phys.*, 178, 64 (1964).
7. R.A.Nielsen, N.E.Bradbury. *Phys.Rev.*, 51, 69 (1937).
8. J.S.Townsend. *Motions of Elektrons in Gases*, Oxford (1925).
9. А.Энгель. Ионизованные газы. Перевод с англ., М., 1959.
10. P.Felsenthal, J.M.Pround. *Phys.Rev.*, 139, 6a, 1796 (1965).
11. Э.Д.Лозанский, О.Б.Фирсов. *ЖЭТФ*, 56, 2, 670/1969/.
12. А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин. Препринт ОИЯИ, П13-5504, Дубна, 1970.
13. В.Д.Володин, Н.С.Глаголева, Ю.А.Каржавин, П.С.Кузнецов, А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин. *ПТЭ*, 5, 62/1971/.
14. Г.А.Варденга, В.Д.Володин, Н.С.Глаголева, Ю.А.Каржавин, П.С.Кузнецов, Ю.Р.Лукспиньш, А.Т.Матюшин, В.Т.Матюшин, М.Г.Мещеряков, Э.О.Оконов, С.Н.Хорозов. 1973 *Internat.Conf. on Instr... Frascati*, p. 157 (1973).
15. Ю.Н.Гороховский, В.П.Баранова. Свойства черных белых фотографических пленок. Изд. "Наука", М., 1970.
16. F.Bulos, A.Odian, F.Villa and D.Yonnd. *SLAC Report*, 74 (1967).
17. K.Eggert. *Nucl.Instr.Meth.*, 106, 509 (1973).
18. Eckardt, H.I.Gebaner, R.Meinke and O.R.Sander. 1973 *Intern.Conf. on Instrum. for High Energy Phys., Frascati*, 149 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 марта 1974 года.