

15
Г-61

ч. 3.

15

Г-611

Б. М. Головин.

О применении высокочастотного газового разряда
для наблюдения треков заряженных частиц.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Б.М.ГОЛОВИН

15
Г-61

О ПРИМЕНЕНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА
ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ТРЕКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

- Москва 1957 год -

За последнее время в литературе появились описания двух типов газоразрядных приборов, пригодных для наблюдения треков проходящих через них заряженных частиц. Первый из них ⁽¹⁾ представляет собой плоский конденсатор, в пространстве между пластинами которого находятся газонаполненные трубки, изготовленные из непрозрачного изолирующего материала. При подаче на обкладки конденсатора импульса высокого напряжения ($E = 10$ кв/см) в трубах, где имеется созданная прошедшей заряженной частицей ионизация возникает светящийся газовый разряд. Совокупность таких светящихся трубок воспроизводит траектории заряженных частиц, прошедших через этот прибор.

Второй прибор ⁽²⁾ является по существу совокупностью нескольких искровых счетчиков, которые, как известно, позволяют с хорошей точностью локализовать место прохождения через них вышедшей разряд заряженной частицы.

В настоящей работе рассматривается возможность создания еще одного, пригодного для наблюдения треков заряженных частиц, газоразрядного прибора, использующего некоторые особенности высокочастотного газового разряда.

Представим себе заряд, находящийся между обкладками газонаполненного плоского конденсатора, к обкладкам которого приложено высокочастотное напряжение. Под действием этого поля заряд будет совершать некоторое движение и, в том случае, если напряженность поля достаточно велика, будет в свою очередь производить ионизацию газа, увеличивая число зарядов, находящихся внутри конденсатора. Если давление газа внутри конденсатора достаточно велико, то из-за большого числа соударений электронов с

молекулами газа за малую долю периода высокочастотных колебаний устанавливается дрейф электронов, скорость которого по величине по знаку равна произведению подвижности электронов K_e на мгновенное значение напряженности электрического поля $E(t)$ следовательно, по фазе всегда совпадает с напряженностью поля:

$$\frac{dx}{dt} = K_e E(t) = K_e E_0 \sin \omega t \quad (I)$$

интегрирование этого уравнения при условии $x=0$ при $t=0$ приводит к :

$$x = 2 K_e \frac{E_0}{\omega} \sin^2 \frac{\omega t}{2} \quad (Ia)$$

В том случае, когда давление газа недостаточно велико для быстрого установления дрейфа того типа, который был описан выше электрон за один полупериод высокочастотного поля испытывает все же большое число соударений с молекулами газа уравнение движения электрона можно записать в виде: (3):

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{g}{m} \frac{dx}{dt} = \frac{e E_0}{m} \sin(\omega t + \chi) \quad (2)$$

здесь $g = \frac{e}{K_e}$ коэффициент, учитывающий "трение", возникающее при движении электрона в газе. Интегрирование этого уравнения приводит к:

$$x = A \sin(\omega t + \chi + \varphi) + C_1 e^{-\frac{g}{m} t} + C_2 \quad (2a)$$

где:

$$A = \frac{e E_0}{\omega (\omega^2 m^2 + g^2)^{1/2}}$$

$$\varphi = \arctg\left(\frac{g}{\omega m}\right)$$

Без ограничения общности можно положить $C_2 = 0$, а C_1 определить из условия $\frac{dx}{dt} = 0$ при $t = 0$ что дает:

$$C_1 = \frac{m}{g} \cdot \frac{e E_0}{(\omega^2 m^2 + g^2)^{1/2}} \cdot \cos(\chi + \varphi) = A \frac{m \omega}{g} \cdot \cos(\chi + \varphi)$$

При проведении численных расчетов следует помнить, что подвижность электронов является функцией напряженности электрического поля. Поэтому под K_e в наших случаях следует понимать некоторую среднюю подвижность, усредненную по значениям электрического поля за полупериод.

Из приведенных формул видно, что под действием высокочастотного электрического поля электрон совершает периодическое, или почти периодическое, движение внутри области :

$$|\Delta x| = 2 K_e \frac{E_0}{\omega} \quad (16)$$

$$|\Delta x| \leq 2A + |C_1| \leq 2A \left(1 + \frac{m\omega}{2q}\right) \quad (26)$$

Легко видеть, что при достаточно высоких частотах величина Δx может быть сделана весьма малой величиной.

Представим себе теперь, что заряженная частица, пройдя через конденсатор оставила в газе между его обкладками некоторое число свободных электронов n , вслед за тем, на обкладки конденсатора подан импульс высокочастотного напряжения. Легко видеть, что в этом случае, при соответствующем выборе параметров поля, свободные электроны, мало отклоняясь от своего начального положения, произведут в газе большое число вторичных ионизаций. Это должно привести к появлению светящейся области, совпадающей с областью прошедшей через конденсатор заряженной частицы. При достаточно большом числе вторичных ионизаций такая область, т.е. след частицы, может быть зарегистрирована фотографически. Это делает описанную высокочастотную газоразрядную камеру пригодной для наблюдения треков прошедших через нее заряженных частиц и результатов взаимодействия этих частиц с ядрами газа, наполняющего конденсатор, или специально помещенными туда мишенями из других веществ.

Для того, чтобы найти условия, при которых возможна фотографическая регистрация треков заряженных частиц нужно:

- а) задаться давлением газа, максимальной шириной трека длительностью импульса;
- б) определить минимальное число квантов света, которое должно быть испущено с единицы длины трека;
- в) рассчитать минимальную напряженность электрического поля, позволяющего получить необходимый коэффициент размножения электронов за время действия импульса высокочастотного поля;
- г) найти частоту, обеспечивающую движение электрона в заданной области пространства ΔX .

Необходимое число квантов с единицы длины трека.

Как известно ⁽⁴⁾, количество световой энергии H , вызывающее потемнение фотоземлюсии с плотностью $0,2$ над уровнем вакуума связано с ее чувствительностью S по ГОСТ'у формулой:

$$S = \left(\frac{1}{H \frac{\text{лк.сек}}{\text{см}^2}} \right)_{D=D_0+0,2} \quad (3)$$

что для пленки с чувствительностью 1000 дает $H=10^{-3}$ лк.сек/см². Это соответствует приблизительно $1,6 \cdot 10^{-10}$ вт.сек/см², или $3 \cdot 10^8$ квант/см² для света с длиной волны $\lambda = 4000 \text{ \AA}$. Если ширину следа будем считать равной $0,10$ см, а изменение линейного масштаба при фотографировании примем равным $10:1$, то изменение следа длиной в 1 см будет иметь на эмульсии площадь

$Q = 10^{-3} \text{ см}^2$ и, следовательно, для получения заданного потемнения на нее должно прийти не менее $3 \cdot 10^5$ квантов. Предположив что через объектив происходит примерно 10^{-4} общего количества света найдем, что с 1 см трека должно быть испущено не менее $3 \cdot 10^9$ квантов.

Коэффициент размножения электронов и минимальная
напряженность электрического поля.

К сожалению в настоящее время невозможно указать какая доля ионизованных атомов газа перейдет в нормальное состояние, при разряде рассматриваемого типа, с испусканием света. Поэтому за необходимое число ионизаций примем, для оценки, увеличенное в 10 раз число квантов, испускаемое единицей длины трека, т.е. потребуем, чтобы в результате первичной ионизации и вторичных соударений на одном сантиметре трека имелось $3 \cdot 10^{10}$ пар ионов. Так как релятивистская частица при атмосферном давлении создает приблизительно 50 пар ионов/см, то число вторичных электронных ионизаций, создаваемых каждым электроном (т.е. коэффициент размножения электронов) должно быть не менее $3 \cdot 10^{10} / 50 = 6 \cdot 10^8$.

Связь коэффициента размножения электронов с давлением газа P , амплитудой напряженности электрического поля E_0 и длиной импульса μ была найдена в работе (5) и для случая, соответствующего формуле (1) может быть представлена в виде:

$$\frac{n}{n_0} = \exp \left\{ \left(\frac{4}{3} \alpha E_0^3 \frac{K_e}{\pi P^2} - B \cdot P \right) \mu \right\}$$

где: α - коэффициент пропорциональности в аппроксимации

$$\frac{\alpha}{P} = \alpha \left(\frac{E}{P} \right)^2, \text{ применимой в области } 0 \leq \frac{E}{P} \leq 140;$$

B_0 - коэффициент, учитывающий уменьшение плотности электронов из-за образования отрицательных ионов.

$$\alpha = 4 \cdot 10^{-6} \frac{\text{см} \cdot \text{мм} \cdot \text{Нд}}{\text{вольт}^2}$$

$$B_0 = 10^5 \frac{1}{\text{сек} \cdot \text{мм} \cdot \text{Нд}}$$

K_e - подвижность электронов при $E = 1 \frac{\text{вольт}}{\text{см}}$, $P = 1 \text{ мм Нд}$

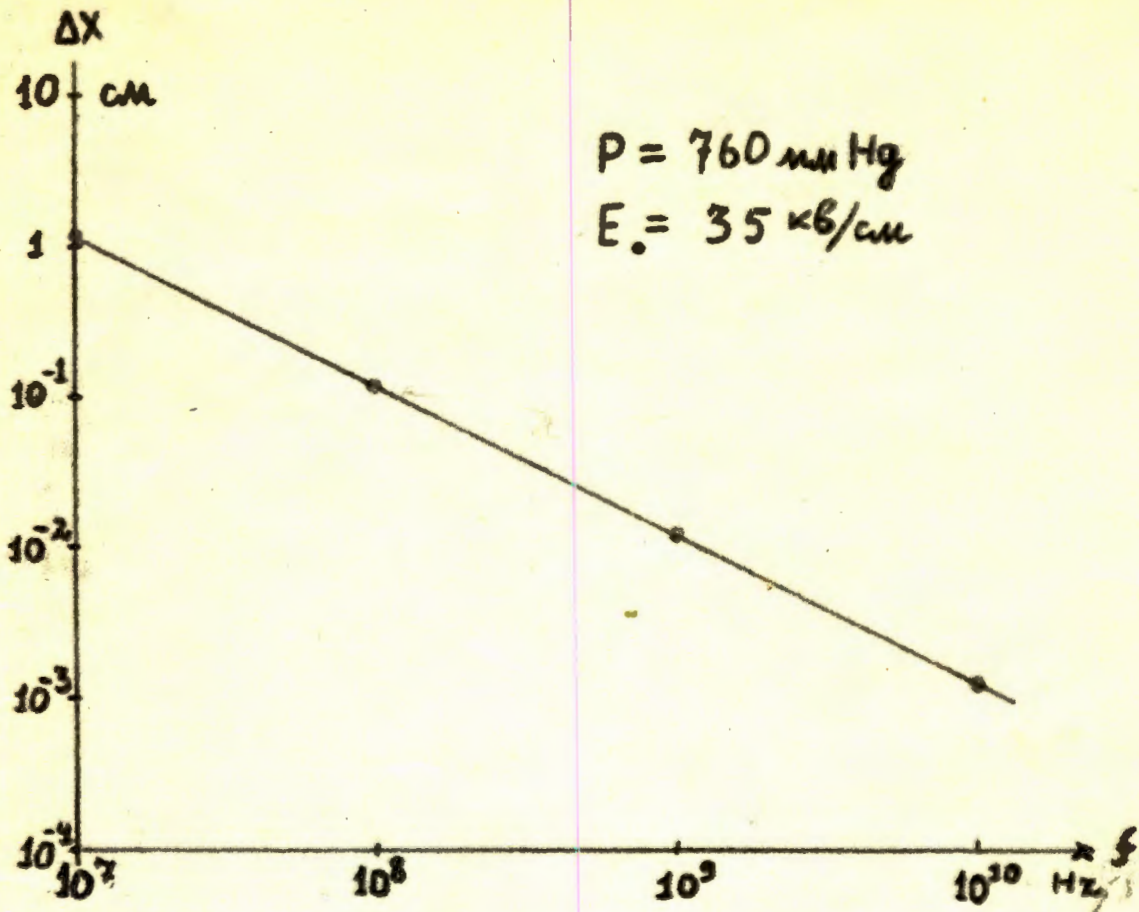


Рис. 1

Разрешая это уравнение относительно E_0 , для минимального значения напряженности электрического поля, при котором возможно получить заданное размножение электронов, найдем выражение:

$$E_0 = \left(\frac{3\pi P^2}{4\alpha k_0} \right)^{1/3} \left[\frac{1}{m} \ln\left(\frac{n}{n_0}\right) + B_0 P \right]^{1/3} \quad (1в)$$

Для случая, соответствующего формуле (2) это выражение примет вид:

$$E_0 = \left[\frac{3\pi(\omega^2 m^2 + g^2)P}{2ae(m\omega - 2g)} \right]^{1/3} \cdot \left[\frac{1}{m} \ln\left(\frac{n}{n_0}\right) + B_0 P \right]^{1/3} \quad (2в)$$

Минимальная частота высокочастотного напряжения.

Минимальная частота высокочастотного напряжения, при которой движение электрона происходит в заданной области ΔX может быть найдена для соответствующих давлений газа из выражений (1б и 2б). Следует отметить, что для всех практически интересных случаев ($P > 1 \text{ мм Hg}$, $\omega < 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, т.е. в области более широкой чем область применимости использованного приближения $\frac{\alpha}{P} = a \left(\frac{E}{P} \right)^2$), обе формулы дают очень близкие результаты, т.е. во всей указанной области

$$\frac{m\omega}{g} \leq 1,5 \cdot 10^{-2}$$

Результаты расчетов по формулам 1б и 1в при $\Delta X = 0,1 \text{ см}$; $\mu = 10^{-6} \text{ сек}$ приведены в таблице I. Зависимость ΔX от частоты поля приведена на рисунке I.

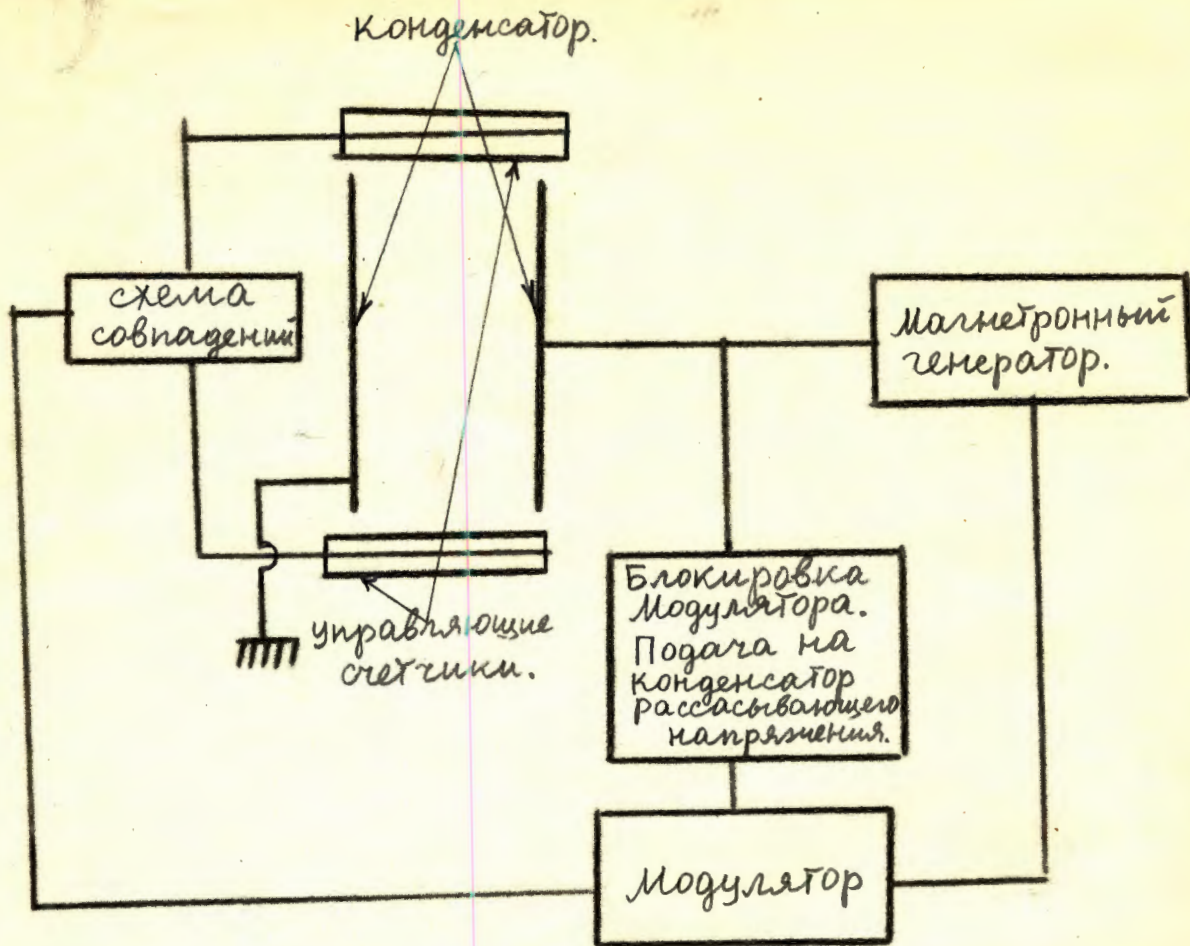


Рис. 2

Таблица I.

P мм Hg	$\frac{n_0}{\text{ПАР ИОНОВ}} \text{ см}$	n/n_0	$E. \frac{\text{КВ}}{\text{СМ}}$	$\omega \text{ Сек}^{-1}$	$f \text{ Hz}$	$\frac{E_0}{P}$
300	20	$1,5 \cdot 10^9$	15	$7,78 \cdot 10^8$	$1,24 \cdot 10^8$	51
400	26	$1,2 \cdot 10^9$	19	$7,47 \cdot 10^8$	$1,19 \cdot 10^8$	49
500	36	$8,0 \cdot 10^8$	24	$7,28 \cdot 10^8$	$1,16 \cdot 10^8$	48
600	39	$8,0 \cdot 10^8$	28	$7,16 \cdot 10^8$	$1,14 \cdot 10^8$	47
760	50	$6 \cdot 10^8$	35	$7,03 \cdot 10^8$	$1,12 \cdot 10^8$	46
1500	98	$3 \cdot 10^8$	67	$6,78 \cdot 10^8$	$1,08 \cdot 10^8$	45
2280	150	$2,0 \cdot 10^8$	100	$6,66 \cdot 10^8$	$1,06 \cdot 10^8$	44

Некоторые соображения о конструкции камеры.

Общая схема камеры приведена на рис.2. Заряженная частица проходит через камеру и счетчики, управляющие работой модулирующего устройства магнетронного генератора. Выработанный этим генератором высокочастотный импульс подается на обкладки конденсатора. После окончания импульса срабатывает механизм переброски пленки в фотоаппаратах и на обкладки конденсатора подается импульс постоянного напряжения с амплитудой недостаточной для того, чтобы ускорить электроны до такой энергии, чтобы они могли производить ионизацию. Наложение такого постоянного поля позволит ускорить убирание электронов из рабочего объема камеры. Примерный график временной зависимости напряжения на обкладках конденсатора приведен на рис.3.

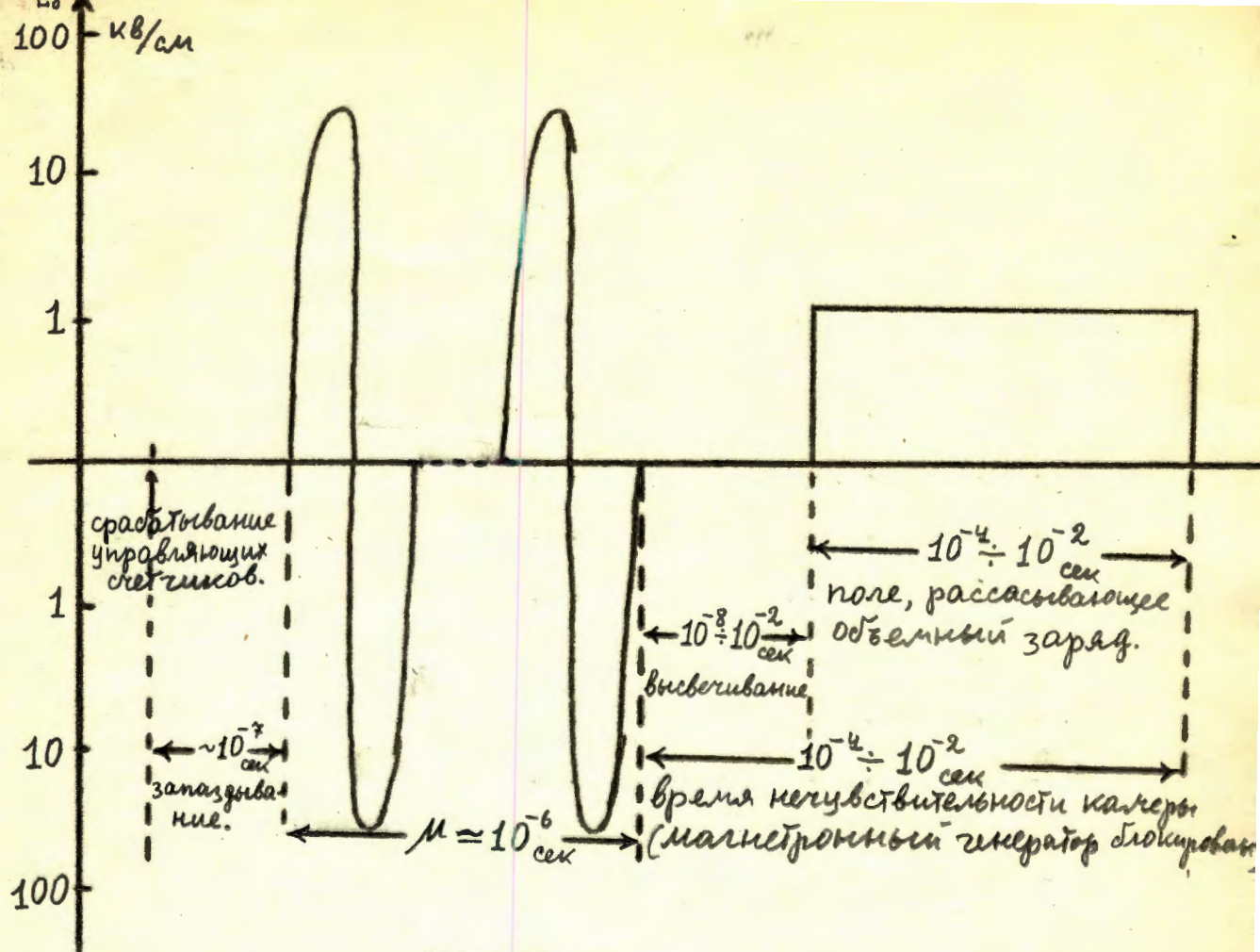


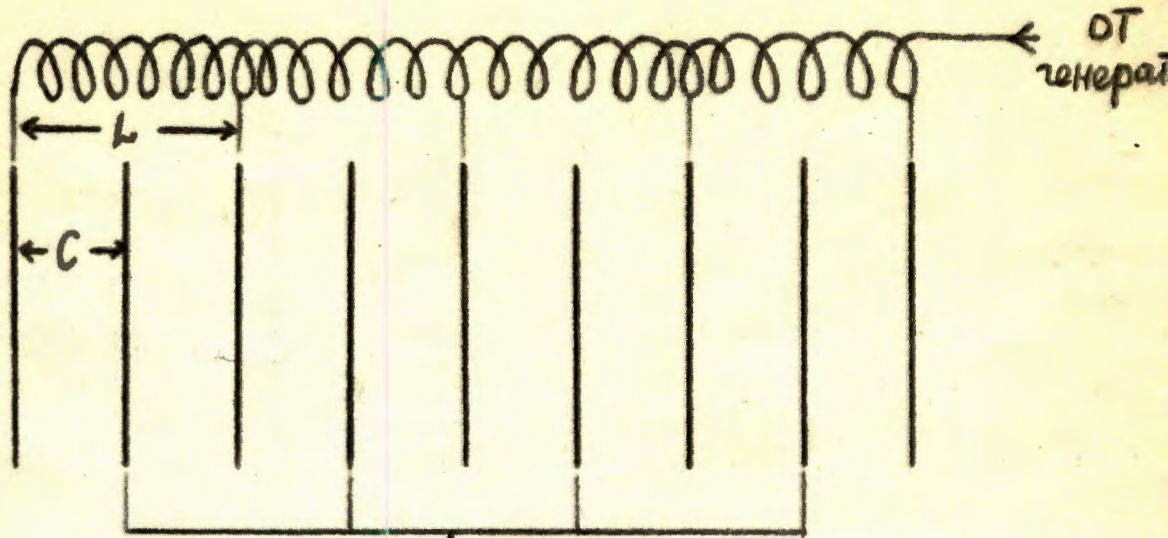
РИС 3

Для того, чтобы описанное устройство представляло практический интерес объем конденсатора, т.е. рабочий объем камеры, должен быть сделан возможно большим. Расстояние d между пластинами конденсатора определяется амплитудой $V_{\text{ген}}$ импульса в.ч. - напряжения, вырабатываемого генератором и, поэтому, не может быть сделано слишком большим ($d_{\text{max}} = \frac{V_{\text{ген}}}{E_0}$). Площадь пластин (при заданном d) так же не может беспрестанно увеличиваться, т.к. это привело бы к возрастанию емкости конденсатора до столь большой величины, что работа с ним на высоких частотах стала бы невозможной.

Одним из возможных путей примирения этих противоречий является разбиение рабочего объема на ряд секций так, что расстояние между пластинами в каждой из них определяется доступной величиной в.ч.-напряжения, а площадь пластин задается допустимой величиной емкости. Отдельные секции связываются между собой с помощью индуктивностей (см. рис. 4) образующих вместе с емкостями линии, характеристическое сопротивление которой является нагрузкой генератора.

В качестве численного примера укажем, что при размерах пластин $10 \times 10 \text{ см}^2$ и расстоянии между ними 1 см емкость пары пластин равна 8 pF . При условии, что граничная частота $\omega_{\text{гр}}$ линии равна $2 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$, каждая ячейка должна иметь индуктивность

$L = 0,125 \text{ мк.генри}$, что соответствует характеристическому сопротивлению линии $\rho = 100 \text{ ом}$.



$$\omega_{\text{зр}} = \frac{2}{\sqrt{LC}}$$

Рис. 4

Дополнение.

В настоящей работе была использована предложенная Позиним аппроксимация $\frac{\alpha}{\rho} = \alpha \left(\frac{E}{\rho}\right)^2$, т.к. выражения для E_0 при это приобретает простую и наглядную форму.

При проведении расчетов, связанных с техническим конструированием камеры, следует помнить, что для разных газов и различных областей E/ρ зависимость $\frac{\alpha}{\rho} = f(E/\rho)$ может принимать различные формы, часто плохо поддающиеся простой аппроксимации.

В этих случаях может оказаться полезным использование табличных значений $\frac{\alpha}{\rho}$ ⁽⁶⁾ и B_0 .

Эти величины ($\frac{\alpha}{\rho}$ - после усреднения по E за полупериод) подставляются в формулу

$$\frac{n}{n_0} = \exp \left\{ \left[\frac{2}{\pi} \left(\frac{\alpha}{\rho} \right) K_e E_0 - B_0 \rho \right] \mu \right\}$$

или

$$\ln \frac{n}{n_0} = \left\{ \frac{2}{\pi} \left(\frac{\alpha}{\rho} \right) K_e E_0 - B_0 \rho \right\} \mu$$

производится табулирование значений $\frac{n}{n_0}$ (или $\ln \frac{n}{n_0}$) в зависимости от напряженности поля E_0 в конденсаторе, при заданном давлении газа в нем.

Л и т е р а т у р а.

1. M. Conversi, A. Gossini, Nuovo Cimento 2, 189(1955)
2. T. Cranshaw, J. deBeer, Nuovo Cimento 2, 1107(1957)
3. См. например Капцов "Электроника". Москва 1956г.
4. См. например "Краткий фотографический справочник. 1953г.
5. D. Posin, Phys. Rev. 72, 496(1948)
6. См. например Л. Леб "Основные процессы электрических разрядов в газах", Москва 1950г.