

✓ TC-L/Int. 70-7  
20 mai 1970

ETUDE ET DEVELOPPEMENT DES  
CHAMBRES A DARDS A HYDROGENE

par

B.C. Tan<sup>\*)</sup>, H. Schmied, A. Rousset, F. Rohrbach  
F. Piuz, F. Gross<sup>\*\*)</sup>, C. Grey-Morgan<sup>\*\*\*)</sup> and M. Cathenoz

Groupe EMSA/TC-L

G E N E V E

1 9 7 0

---

\*) Department of Physics, University of Malaya, Kuala Lumpur, Malaysia.

\*\*\*) Physikalisches Institut, University of Graz, Austria.

\*\*\*) Department of Physics, University College of Swansea, Wales, U.K.



AVANT PROPOS

L'objet de ce rapport est de présenter des études préliminaires en cours dans le Groupe EMSA en vue d'effectuer des essais sur les dards ("streamers") dans l'hydrogène gazeux ; à cet effet on trouvera :

- Des données sur les chambres à dards actuelles (Chap. I);
- Quelques spéculations théoriques sur la production des dards (Chap. II);
- Diverses données techniques en liaison avec les problèmes d'impulsions très haute tension (nsec, MV), (Chap. III).

Le but de ces études étant d'offrir une nouvelle possibilité d'étude des interactions nucléaires en physique des hautes énergies grâce à l'utilisation de l'H<sub>2</sub>, l'intérêt des chambres à dards à H<sub>2</sub> est souligné dans le Chapitre IV.

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081140

TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
CHAPTER I - INTRODUCTION	1
CHAPTER II - ELECTRICAL DISCHARGES IN GASES	3
1. IONIZATION GROWTH	3
2. INFLUENCE OF SPACE-CHARGE	5
3. CRITERION FOR ONSET OF ENHANCED LUMINOSITY	7
4. AVALANCHE BRIGHTNESS	10
5. TRACK MOTION AND INFLUENCE OF CROSSED MAGNETIC FIELD	12
CHAPTER III	15
1. OBJECTIVES	
1.1 Introduction	15
1.2 General considerations	17
2. MODEL 200 kV -- H <sub>2</sub> AT T <sub>0</sub> , P <sub>0</sub>	17
2.1 Pulse-forming network	17
2.2 The small hydrogen streamer chamber	25
2.3 Ancillary equipment	28
2.4 Interaction probability with impurities	30
2.5 Gas mixing and analysis	31
2.6 Production des impulsions du "trigger" pour le générateur de haute tension	33
2.7 Photographie	33

	<u>Page</u>
3. MODELE 600 kV -- H <sub>2</sub> A HAUTE PRESSION ET BASSE TEMPERATURE ETUDES A HAUTE PRESSION ET BASSE TEMPERATURE	39
3.1 Introduction	39
3.2 Ligne de Blumlein	40
3.3 Choix de l'impédance d'une ligne tricoaxiale de Blumlein	43
3.4 Impédance de charge de la ligne de Blumlein	47
3.5 Effets parasites modifiant l'impulsion délivrée par une ligne de Blumlein	50
3.5.1 Différence de longueur des deux lignes	51
3.5.2 Différence d'impédance des deux lignes	52
3.5.3 Erreur sur l'adaptation $2Z_0$	56
3.5.4 Effet de l'éclateur principal	57
3.5.5 Défaut d'adaptation au niveau des connexions coniques	59
3.5.6 Génération de modes supérieurs	61
3.5.7 Effet des supports	61
4. GENERATEUR DE MARX A TRES HAUTE TENSION $\geq 2$ MV	63
4.1 Conception de l'appareil	63
4.1.1 Principe	63
4.1.2 Alimentation du générateur	64
4.1.3 Mise en série des condensateurs	66
4.2 Choix et optimisation des éléments passifs du générateur de Marx à charge capacitive	68
4.2.1 Circuits de base	68
4.2.2 Formes de l'impulsion	70
4.2.3 Choix de $C_0/C$ , $R_0$ optimisant $u_{\max}$	76
4.2.4 Condensateurs, nombre d'étages, tension de charge $U_e$	84
4.2.5 Problèmes relatifs à la charge d'une ligne de Blumlein	86

	<u>Page</u>
4.3 Description d'un Marx de 2 MV	88
4.3.1 Caractéristiques générales	88
4.3.2 Condensateurs et leur assemblage	91
4.3.3 Eclateurs -- Trigger -- Charge	94
4.3.3 Cuve	98
 CHAPITRE IV - INTERET D'UNE CHAMBRE A DARDS A HYDROGENE EN PHYSIQUE DES PARTICULES DE HAUTE ENERGIE	 105
1. INTRODUCTION	105
1.2 Pression	106
1.3 Dimensions de la chambre	106
1.4 Temps de mémoire	106
1.5 Expériences dans une chambre à dards à hydrogène	107
2. ETUDE DES SYSTEMES D'ETRANGETE -2 ET -3	107
 APPENDIX A - DEPENDENCE OF ELECTRON DIFFUSION COEFFICIENT ON ELECTRIC FIELD	 111
 APPENDIX B - EXCITATION, IONIZATION AND TRANSPORT COEFFICIENTS	 113
 APPENDICE C - TENUE EN TENSION EN GEOMETRIE COAXIALE	 129
 APPENDICE D - TEST DES CONDENSATEURS COGECO 100 KV - 10 nF	 143
 REFERENCES	 147

## CHAPTER I

### INTRODUCTION

For many years the potential usefulness of streamer chambers as isotropic devices for detection and track analysis of nuclear particles has been studied. A number of streamer chambers using rare gases are in general use and are listed in Table I.1. They have the ability to register tracks in all directions, and can record several tracks of events which can be selected since the device is triggerable.

Gaseous hydrogen as the medium in which streamers are produced offers a number of potential advantages in high-energy physics at the expense of technical difficulties. In this report we discuss and propose the necessary steps to overcome these difficulties.

Table I.1

Table of existing streamer chambers

PLACE	MARX		BLUMLEIN		HIGH VOLTAGE			CHAMBER				
	Insulant	U KV	Insulant	Z <sub>0</sub> Ω	Impulse duration nsec	Delay time nsec	Gas	Pressure atm	E KV/cm	d cm separation	L × l length × width	B KG
CERN <sup>a, b</sup> (detection)	N <sub>2</sub> gas 6 atm	200	no	no	4 nsec	350 nsec	He: 30% Ne: 70%	1 atm	25	11	40 × 11 cm	no
DESY <sup>c</sup> (detection)	oil and 2 atm SF <sub>6</sub> for spark gaps	350	2 atm SF <sub>6</sub> for spark gap	20 Ω	15 nsec	500 nsec	He: 30% Ne: 70%	1 atm	22	2 × 16	110 × 60 cm	22
DUBNA <sup>d</sup> (future detection)	compressed gas 2 to 6 atm	500	no	no	300 nsec	500 nsec	He N <sub>2</sub>	9 atm	20	interior cylindr. φ = 45	cylindr. L = 12	no
DUBNA <sup>e</sup> (future detection)	not specified	not specified	no	no	not specified	500 nsec	He + 15% H <sub>2</sub> or + CH <sub>4</sub> (20%) or + CH <sub>4</sub> (10%)	1 atm	20	not specified	not specified	no
DUBNA <sup>f</sup> (study of streamers)	charged cable	140	no	no	100 nsec	600 nsec	H <sub>2</sub>	1 atm	20	6	45 × 45	no
SLAC <sup>g</sup> (detection)	oil and CO <sub>2</sub> for the spark gaps	600	2 atm SF <sub>6</sub> oil and air	11 Ω	10 nsec	500 nsec	He: 30% Ne: 70%	1 atm	20	2 × 30	2.3 × 1.5 cm	16
TOULOUSE <sup>h</sup> (study of streamers)	N <sub>2</sub> 6 atm	200	no	no	15 nsec	240 nsec	He: 30% Ne: 70%	1 atm	23	11	40 × 40 cm	no

a) E. Gygi and F. Schneider, CERN 66-14 (1966).

b) J. Allaby et al., CERN internal report ISR/65/69-15 (1969).

c) V. Eckart and A. Ladage, Proc. Int. Symp. on Nuclear Electronics, Versailles (1968), t. III, p. 10-1.

d) I.V. Falomkin, M.M. Kulyukin, G.B. Pontecorvo and Y.A. Scherbakov, Proc. Int. Symp. on Nuclear Electronics, Versailles (1968), t. III, p. 8-1.

e) I.V. Falomkin, M.M. Kulyukin, U.I. Lyashenko, A.G. Petrov, G.B. Pontecorvo and Y.A. Scherbakov, Proc. Int. Symp. on Nuclear Electronics, Versailles (1968), t. III, p. 9-1.

f) V.I. Komarov and O.V. Savchenko, Nuclear Instrum. Methods 34, 289 (1965).

g) F. Bulos, A. Odian, F. Villa and D. Yount, SLAC Rpt. No. 74 (1967).

h) P. Bayle, J. Maurel, J.M. Obry and D. Blanc, Proc. Int. Symp. on Nuclear Electronics, Versailles (1968), t. III, p. 13-1.



## CHAPTER II

### ELECTRICAL DISCHARGES IN GASES

#### 1. IONIZATION GROWTH

The spatial and temporal growth of ionization in gases in the absence of significant space-charge distortion of the applied electric field is now well understood<sup>1,2)</sup>. The growth proceeds as a result of the collective action of primary ionization by single impact collisions between electrons and atoms leading to the development of avalanches<sup>\*)</sup>, and by secondary ionization resulting from the interactions of excited atoms, positive ions, negative ions, and radiation, created in the avalanches, with gas atoms and with the cathode. The processes and the mechanism of breakdown can be described quantitatively with great precision in terms of the Townsend primary ionization coefficient  $\alpha$  and the generalized secondary ionization coefficient  $\omega/\alpha = \gamma + \delta/\alpha + \epsilon/\alpha + \eta/\alpha + \beta/\alpha$ .

The coefficient  $\alpha$  is the probability that an electron ionizes an atom in moving unit distance parallel to the electric field  $E$ . Thus if  $n$  electrons cause  $dn$  ionizing collisions in moving a distance  $dx$  parallel to  $E$ , the coefficient  $\alpha$  is given by the relation  $dn = n \alpha dx$ .

The value of  $\alpha$  is a function of the nature and pressure  $p$  of the gas and of the ratio  $E/p$ . The parameter  $E/p$  governs the electron energy distribution function.

In the above expression for the generalized secondary ionization coefficient  $\omega/\alpha$ , the coefficient  $\gamma$  represents the average number of electrons ejected from the cathode by an incident positive ion per ionizing

---

\*) By "avalanche" we mean the increasing number of electrons, positive and negative ions, excited atoms, and photons created by the electrons as they advance through the gas under the influence of the electric field.

collision in the gas. The coefficients  $\delta/\alpha$  and  $\epsilon/\alpha$  similarly represent electron emission from the cathode owing to the arrival there of photons and excited atoms, while  $\eta/\alpha$  and  $\beta/\alpha$  represent photoionization and ion-atom collisional ionization of the gas.

The relative importance of these various secondary ionization processes in a particular gas discharge may be assessed quantitatively from measurements of the temporal rate of growth of ionization up to the time when the current density is large enough to cause significant space-charge distortion of the applied electric field. By observing the discharge current as a function of time under carefully controlled conditions, the contribution of the individual secondary processes has been examined in detail for hydrogen<sup>3)</sup>, deuterium<sup>4)</sup>, helium<sup>5)</sup>, and neon<sup>6)</sup>. Accurate values of the primary ionization coefficient  $\alpha$  of these gases have also recently been measured<sup>7-10)</sup>.

The basis of these precise studies has been the treatment of the spatio-temporal development of ionization by Davidson<sup>11)</sup>. His solutions of the continuity equations describing the role of ionization processes follow the earlier work of Steenbeck<sup>12)</sup>, von Gugelberg<sup>13)</sup>, and Bartholomeyczuk<sup>14)</sup>. Davidson's analysis shows that when space-charge effects are absent, the current  $I$  is described by a relation of the form

$$I = A + B \exp \lambda t .$$

Here  $A$ ,  $B$ , and  $\lambda$  are constants independent of time and position. They are governed by the magnitude and relative importance of the ionization coefficients  $\alpha$  and  $\omega/\alpha$ , as well as by the photon absorption coefficient  $\mu$  and by the transport coefficients  $W_-$ ,  $W_+$ ,  $D_-$ ,  $D_+$  which represent electron and ion drift velocity and diffusion coefficients, respectively.

The value of the growth constant  $\lambda$  is governed by the nature of the cathode and of the gas, and by the electron energy distribution function which in turn is governed by the ratio of the electric field  $E$  to the gas pressure  $p$ .

In cases where the applied electric field is only slightly in excess of that required to produce a self-maintained discharge, say by less than

a few per cent in gases at relatively low pressures ( $\sim 100$  Torr), the magnitude of  $\lambda$  may be quite small, e.g.  $\sim 10^3 \text{ sec}^{-1}$  for helium<sup>5)</sup> at  $E/p \sim 30 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ , or  $\sim 10^5 \text{ sec}^{-1}$  at  $E/p \sim 50 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  for hydrogen<sup>3)</sup>. At higher pressures and smaller electron mean energies the growth constant increases because of the major contribution due to secondary emission by photoelectric effect at the cathode. Even so,  $\lambda$  rarely exceeds  $\sim 10^7 \text{ sec}^{-1}$ .

Accompanying the spatio-temporal growth of current is, of course, a spatio-temporal growth of luminosity, i.e. of visible radiation from the discharge. Since the appearance of luminosity at a point signifies the attainment of a certain minimum electron concentration and electron-atom collision frequency at that point, it follows that the luminosity increases in step with the electron avalanches, i.e. exponentially.

## 2. INFLUENCE OF SPACE-CHARGE

At the stage when the growth of current and luminosity becomes influenced by the onset of space-charge distortion, thus leading to a spatio-temporal variation of  $\alpha$ ,  $\omega/\alpha$ ,  $W_-$ ,  $W_+$ , etc., the above equation requires modification. This follows since the assumption that current growth takes place in a uniform, undisturbed field is implicit in the analysis which leads to it. If experimental conditions are such that significant space-charge distortion occurs (e.g. caused by a very large overvoltage applied to a gas at relatively high pressure leading to a large current density), it is observed that the rates of growth of current and luminosity increase at a greater than exponential rate. Analytical solutions of the continuity equations for growth are no longer achievable. In these circumstances, numerical solutions have to be used in order to calculate the rate of growth. The physical processes involved are assumed to be the same as those which act in the absence of space charge; but, by means of accurate finite difference analysis employing the method of characteristics, allowance can be made for the fact that the relevant excitation, ionization, and transport coefficients are now functions of space and time. In this way<sup>15,16)</sup> it has been found possible to follow

the growth of currents in hydrogen at low pressures, from small values ( $\leq 10^{-9}$  A) to the stage where a space-charge-controlled glow forms with a current density  $\approx 10^{-4}$  A cm<sup>-2</sup>. The finite difference procedure has achieved considerable success in accounting for certain theoretical aspects of the spatio-temporal growth of single electron avalanches and the appearance of luminosity, particularly in connection with the track-following properties of sparks initiated along the trajectory of a charged nuclear particle in wide-gap spark chambers<sup>17,18)</sup> where current densities  $\geq 1$  A cm<sup>-2</sup> are attained. While this procedure has so far been applied only to hydrogen and nitrogen at low pressure and neon at about one atmosphere, and to cases when the times are relatively long (microseconds or tens of nanoseconds), there is no reason why it should not be applied to the case of shorter times in, say, hydrogen at high pressure. This presupposes that the basic assumptions of the single avalanche growth model are correct, i.e. that the primary ionization coefficient  $\alpha$  and the electron drift velocity  $W$  respond instantaneously to changes in the electric field. This implies that no time is required for the electrons to attain an equilibrium, and that the appearance of a charge at any point immediately affects the field elsewhere. In order to make the lengthy computations involved worth while, it is essential to have very accurate data for ionization and transport coefficients. This work is in progress, and very recently the analysis has been refined and extended. It has been applied<sup>19)</sup> to the case of nitrogen at 90 Torr and  $E/p \sim 60$ , for which conditions experimental data are available<sup>20)</sup>. This work has shown that for these particular conditions it is now possible to account quantitatively for the appearance of forward- and backward-moving parts of enhanced luminosity solely on the basis of the primary ionization process and photoelectric secondary emission of electrons from the cathode in the presence of a space-charge distorted field. The luminous fronts move with velocities  $\geq 5 \times 10^7$  cm sec<sup>-1</sup> when the electron number in the avalanche is  $\geq 10^8$ . This value of  $n \geq 10^8$  may be taken as the basis for the formulation of a criterion for the onset on enhanced luminosity, which is sometimes called a "dart" or "streamer"<sup>21)</sup>. However, it must be emphasized that each particular set of experimental conditions must be analyzed individually.

Clearly, when the electrodes are a great distance apart so as to preclude cathode secondary processes, the gaseous secondary processes of photo-ionization ( $\eta$ ) and ion-atom ionization ( $\beta$ ) play an important role in governing the luminosity and ionization growth.

### 3. CRITERION FOR ONSET OF ENHANCED LUMINOSITY

Since each particular case must be examined separately in order to follow quantitatively the development of ionization and luminosity, and since this would involve a great deal of computation, we turn to empirical considerations. While these have limited physical significance in so far as they tell us nothing about the mechanisms involved in the production of enhanced luminosity, they may nevertheless usefully serve to make a rough prediction of the circumstances in which it appears under conditions relevant to this report.

The number  $dn$  of free electrons created by  $n$  electrons advancing a distance  $dx$  along the direction of electric field is  $dn = n\alpha dx$ . The number in an avalanche initiated by a single electron advancing a distance  $x$  along the field with an average drift velocity  $W_{-}$  in a time  $t$  during which the field is invariant is thus  $n = \exp(\alpha W_{-} t)$ .

When  $\alpha W_{-} t \approx 20$ , corresponding to  $\exp(\alpha W_{-} t) \sim 10^8$ , i.e. an electron number in the avalanche of  $\sim 10^8$ , enhancement of luminosity occurs. We can rewrite this onset condition in the form

$$\frac{\alpha}{E} \cdot \frac{E}{p} \cdot p W_{-} t \approx 20 .$$

For a number of gases and for values of the ratio of the electric field  $E$  to the gas pressure  $p$  of interest in the present work, e.g.  $20 < E/p < 40$  V  $\text{cm}^{-1}$  Torr $^{-1}$  for hydrogen,  $3 < E/p < 40$  V  $\text{cm}^{-1}$  Torr $^{-1}$  for helium, neon, and their admixtures,  $\alpha/E$  and  $W_{-}$  are almost linear functions of  $E/p$  (see Appendix B), i.e.

$$\eta = \frac{\alpha}{E} = K(E/p) + z,$$

and

$$W_{-} = b(E/p) .$$

Here the coefficient  $\eta$  is the average number of ionizing collisions per unit electric field.

The onset condition thus becomes

$$Kb \frac{E^3 t}{p^2} + zb \frac{E^2 t}{p} \approx 20,$$

where  $K$ ,  $b$ , and  $z$  are constants for a given gas. Generally  $KE/p \gg z$ , so that this empirical relation for the onset of enhanced luminosity reduces to

$$\frac{Kb E^3 t}{p^2} \approx 20 .$$

With  $E$  expressed in kilovolts  $\text{cm}^{-1}$ ,  $t$  in nanoseconds, and  $p$  in atmospheres, the onset condition is

$$\frac{E^3 t}{p^2} \approx \frac{1.2 \times 10^7}{Kb} .$$

Table 2 compares values of  $E^3 t/p^2$  calculated using values of  $K$  and  $b$  deduced from measured<sup>22)</sup> and computed values of  $\alpha$  and  $W_-$  (Appendix B) with recent experimental values determined in studies of streamer chambers.

Table II.1

Gas	K	b	$1.2 \times 10^7 / \text{Kb}$ = $E^3 t / p^2$	$E^3 t / p^2$ (Experimental)	Expt <sup>1)</sup> data source
H <sub>2</sub>	$2 \times 10^{-4}$	$2.85 \times 10^5$	$2.1 \times 10^5$	$8 \times 10^5$	Komarov and Savchenko <sup>a)</sup>
He	$6.6 \times 10^{-4}$	$7.6 \times 10^5$	$2.4 \times 10^4$	$2.1 \times 10^4$	Davidenko et al. <sup>b)</sup>
He	"	"	"	$2 \times 10^4$	Falomkin et al. <sup>c)</sup>
Ne	$6.9 \times 10^{-4}$	$6 \times 10^5$	$2.9 \times 10^4$	$2.8 \times 10^4$	Davidenko et al. <sup>d)</sup>
Ne 90% He 10%	$5.2 \times 10^{-4}$	$7 \times 10^5$	$3.3 \times 10^4$	$3.4 \times 10^4$	Bulos et al. <sup>e)</sup>

- a) V.I. Komarov and O.V. Savchenko, Nuclear Instrum. Methods 34, 289 (1965).
- b) V.A. Davidenko, B.A. Dolgoshein and S.V. Somov, Soviet Phys. - JETP 28, 223 (1969).
- c) I.V. Falomkin, M.M. Kulyukin, G.B. Pontecorvo and Y.A. Scherbakov, Proc. Int. Symp. on Nuclear Electronics, Versailles (1968), t. III, p. 8-1.
- d) V.A. Davidenko, B.A. Dolgoshein and S.V. Somov, Soviet Phys. - JETP 28, 227 (1969).
- e) F. Bulos, A. Odian, F. Villa and D. Yount, SLAC Rpt. No. 74 (1967).

This table shows that there is rough but reasonable agreement between values of  $E^3t/p^2$  deduced from  $\alpha$  and  $W_-$  and the experimental values. The criterion

$$\frac{E^3t}{p^2} \approx \frac{1.2 \times 10^7}{Kb}$$

may thus be used as a guide to arrive at values of  $E$ ,  $t$ , and  $p$  which may be employed with a particular chamber.

#### 4. AVALANCHE BRIGHTNESS

Since photography of the "streamers" or "darts" is to be used to locate the track of the charged elementary particles, it is a *sine qua non* that as much light as possible should be emitted in the visible spectrum. In the case of pure hydrogen, experiments at low pressures<sup>23)</sup> indicate that only a very small fraction of the energy dissipated in the discharge is used to excite visible radiation. About 70% is used in dissociative collisions and about 25% in excitation, principally of ultra violet radiation. It is clear that impurities may have to be introduced into a chamber employing hydrogen in order to achieve sufficient brightness for photographic purposes.

We can derive criteria for the brightness of light emitted from an avalanche, at the time when the onset criterion is satisfied, in the following way.

If there is no resonance trapping, as will be the case for a molecular gas, the number of photons of all wavelengths emitted from an electron avalanche is equal to the number of exciting collisions, provided no step-wise ionization of excited atoms occurs. Thus in an elementary thickness  $dx$  of the avalanche lying orthogonal to its direction of advance, the number of exciting collisions  $dn_p$  will be given by

$$dn_p = n(x) \theta dx = \theta \exp(\alpha x) dx$$

if the avalanche is initiated by a single electron. The coefficient  $\theta$ ,



defined in analogy with  $\alpha$ , is the probability that an electron causes an exciting collision in moving unit distance parallel to the electric field.

The number of photons created by an avalanche in a distance  $W_t$  is thus  $\{\theta/\alpha[\exp(\alpha W_t) - 1]\} \approx (\theta/\alpha) \exp(\alpha W_t)$ . We note that we are implicitly assuming that the electrons acquire a state of equilibrium with the field and atoms, and that we imply  $t \gg 1/\nu_c$ , where  $\nu_c$  is the electron-atom collision frequency.

Following the convention adopted by Bulos et al.<sup>27)</sup>, avalanche brightness is defined as:

$$B_{\perp} = \text{brightness perpendicular to the applied electric field,} \\ \propto \text{number of photons emitted/projected area of the avalanche,} \\ \text{i.e. } B_{\perp} \propto (\theta/\alpha) \exp(\alpha W_t) / 2\pi \bar{R} X,$$

where  $\bar{R}$  is the mean avalanche radius formed by the laterally diffusing electrons and  $X = W_t$  is the distance travelled by the initiatory electron parallel to the applied field in the time  $t$ .

$$\text{Similarly } B_{\parallel} = \text{brightness along the applied electric field} \\ \propto (\theta/\alpha) \exp(\alpha W_t) / \pi \bar{R}^2.$$

Thus  $B_{\parallel} / B_{\perp} \propto X/\bar{R}$ , i.e.  $B_{\parallel}$  is much larger than  $B_{\perp}$

Elementary considerations show that the electron-diffusion coefficient  $D$  is given by  $D \propto E^{1/2}$  (Appendix A) and, to a rough approximation,  $\theta/\alpha \propto 1/E$  (Appendix B). Thus, since  $\bar{R}^2 = (4Dt)^{1/2}$ , it follows from the onset criterion  $E^3 t / p^2 \approx \text{constant}$ , that  $E^3 \propto t^{-1}$  at constant pressure. Now  $X = \mu E t \propto \mu E^{-2}$ , where  $\mu = b/p$  is the electron mobility, so that we obtain

$$B_{\perp} \propto E^{2.25} \quad \text{or} \quad B_{\perp} \propto t^{-0.75}.$$

Alternatively, we can express this as an arbitrary product involving  $E$  and  $t$ , e.g.

$$B_{\perp} \propto E^2 t^{-0.083}.$$

In this form the expression for  $B_{\perp}$  is in rough agreement with the dependence found by Bulos et al., i.e.

$$B_{\perp} \propto E^{2.4 \pm 0.6} t^{-0.09 \pm 0.23} .$$

Similar substitutions from the onset criterion yield

$$B_{\parallel} \propto E^{1.5} \quad \text{or} \quad B_{\parallel} \propto Et^{-0.17} .$$

We conclude that we gain brightness and hence ameliorate the problem of avalanche photography by using a large value of E and a small value of t -- a conclusion already reached at SLAC.

## 5. TRACK MOTION AND INFLUENCE OF CROSSED MAGNETIC FIELD

Initiatory electrons created by the high-energy charged particle undergo drift away from the track in the presence of any electric and magnetic fields. This movement is called "coherent track motion". In the case of non-uniform fields it results in undesirable distortion of the track.

The coherent drift  $x_c$  in the absence of a magnetic field is the sum of two components: i) a displacement  $W_1 t_1$  due to a clearing field  $E_1$  acting for a time  $t_1$  between track formation and the application of the main high-voltage pulse, and ii) a displacement  $W_2 t_2$  caused by the main field  $E_2$  applied for a time  $t_2$  during which electron amplification by a factor  $\sim 10^8$  occurs. This displacement is parallel to the field. Thus when  $E_1$  and  $E_2$  are parallel or antiparallel,

$$x_c = W_1 t_1 \pm W_2 t_2 = \frac{b}{p} (E_1 t_1 \pm E_2 t_2) .$$

Typical values for  $x_c$  under anticipated working conditions are  $\sim 1$  mm.

The presence of a magnetic field B, usually applied orthogonal to E for track analysis, modifies the coherent motion. The drift velocity parallel to E is reduced by the tendency of the electrons to spiral around the lines of magnetic force. In addition, a transverse drift

motion orthogonal to E and B arises. The electron diffusion coefficient perpendicular to the magnetic field is reduced, but remains unaltered along the lines of B. Thus a higher charge density is achieved for a given value of E/p in the presence of B.

The following expressions<sup>2)</sup> give the modified parallel ( $W_{\parallel}$ ) and transverse ( $W_{\perp}$ ) drift velocities and diffusion coefficient ( $D_{\perp}$ ) perpendicular to B:

$$\text{Drift velocity parallel to E} = W_{\parallel} = \left(\frac{E}{B}\right) \frac{\omega\tau}{(1 + \omega^2\tau^2)} .$$

$$\text{Drift velocity orthogonal to E} = W_{\perp} = \left(\frac{E}{B}\right) \frac{\omega^2\tau^2}{(1 + \omega^2\tau^2)} .$$

$$\text{Diffusion coefficient orthogonal to B} = D_{\perp} = \frac{1}{3} \frac{\lambda_0 \bar{V}}{p(1 + \omega^2\tau^2)} .$$

Here  $\omega = eB/m$  is the electron cyclotron frequency,

$\tau = \lambda_0/p\bar{V}$  is the mean free time between electron-atom collisions,

$\lambda_0 =$  electron mean free path at a pressure of 1 Torr,

$\bar{V} =$  mean random velocity of electrons.

The coherent drift  $x_{cb}$  in the presence of orthogonal electric and magnetic field is thus:

$$\begin{aligned} x_{cb} &= (t_1E_1 \pm t_2E_2) \omega\tau / (1 + \omega^2\tau^2)^{\frac{1}{2}} , \\ &\approx \frac{b}{p} (t_1E_1 \pm t_2E_2) / (1 + \omega^2\tau^2)^{\frac{1}{2}} , \\ &\approx x_c / (1 + \omega^2\tau^2)^{\frac{1}{2}} , \end{aligned}$$

and the electrons are deflected through an angle  $\theta = \tan^{-1}(\omega\tau)$  away from the direction of E.

We see that the displacement is different by the factor  $1/(1 + \omega^2\tau^2)^{\frac{1}{2}}$  in the presence of an orthogonal magnetic field. In typical working conditions,  $B \approx 1$  tesla and  $p \geq 1$  atmosphere, this is a very small correction since at these high pressures randomizing collisions tend to destroy the spiralling motion. Our expected values of  $\omega\tau$  are very much less than unity, and a small value implies a large number of randomizing collisions per revolution.

We may express  $\tau$  in the form  $\tau = 1/Ap$ , where  $A = \bar{v}/\lambda_0$  is, in the case of hydrogen, constant over a wide range of  $E/p$ . We can deduce a value for  $A$  by noting that  $b \approx (e/m)/(450 \text{ A})$ , where  $e$  is in e.s.u. For hydrogen  $b \approx 2.85 \times 10^5$  leading to  $A \approx 4 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$ , and so  $\tau \approx 2.5 \times 10^{-10}/p$  (Torr) sec. At one atmosphere with  $B = 1$  tesla,  $\omega\tau = 5.8 \times 10^{-2}$  and is proportionately smaller at higher pressures.

Because  $(\omega\tau)^2 \ll 1$  it is convenient, for calculation purposes, to use the following approximate expressions for  $W_{\parallel}$ ,  $W_{\perp}$ , and  $\tan \theta$  given in terms of  $E$ (V/cm),  $B$ (gauss),  $p$  (Torr) and  $b$  (see Table II.1):

$$\begin{aligned}W_{\parallel} &\approx b(E/p) \text{ cm sec}^{-1} , \\W_{\perp} &\approx W_{\parallel} \left( \frac{Bb}{p} \right) \times 10^{-8} \text{ cm sec}^{-1} , \\ \tan \theta &= \frac{W_{\perp}}{W_{\parallel}} \approx \left( \frac{Bb}{p} \right) \times 10^{-8} .\end{aligned}$$

In anticipated experimental conditions, the drift velocity parallel to the electric field is almost unaltered by the presence of the orthogonal magnetic field.

## CHAPTER III

### 1. OBJECTIVES

#### 1.1 Introduction

The three steps to be taken for the development of a hydrogen streamer chamber are as follows:

i) An examination of streamer formation using a small ( $11 \times 11 \times 4 \text{ cm}^3$ ) chamber filled with hydrogen at atmospheric pressure and room temperature. The chamber has provision for the introduction of controlled amounts of additional gases.

The aim of this step is to study the feasibility of the hydrogen streamer chamber as a detector.

ii) An examination, using the same equipment, of streamer formation at high pressures and low temperatures. The aim of this step is to increase the density of hydrogen gas in order to improve its detection and target properties.

iii) An examination of the generation and measurement of very high voltage impulses.

It was shown earlier that for a rectangular voltage impulse the streamer onset criterion in hydrogen is

$$\frac{E^3 t}{p^2} \approx 2 \times 10^5 \frac{(\text{kV})^3 \cdot n \cdot \text{sec}}{(\text{atm})^2},$$

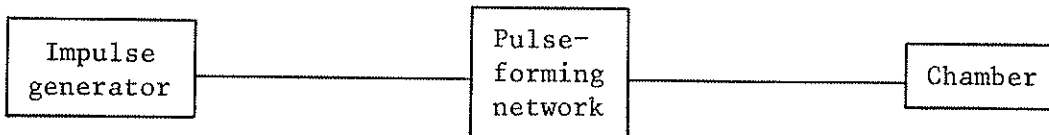
where  $E$  is the amplitude of the electric field in the chamber,  $t$  the impulse duration, and  $p$  the gas pressure. In practice, the form of the impulse will not be rectangular. It will have finite rise- and fall-times and a time-dependent amplitude. These will impose further restrictions on whether or not streamers may be obtained with a given impulse shape. For example, the rise-time must be less than the time for significant lateral diffusion of ions and electrons. Unless this is so, insufficient

space-charge concentration is achieved to enhance the value of the ionization coefficients. As a very rough indication, the rise-time should be appreciably less than a characteristic diffusion time  $\sim 10^{-4}/D$  sec. For hydrogen at 1000 Torr this implies that the rise-time should be much less than about 30 nanoseconds.

The technical stages which must be met to ensure a satisfactory investigation are thus:

- i) the application and measurement of high electric fields ( $\sim 50$  kV/cm) between plane parallel electrodes of about 4 cm separation for times between about 5 nsec to about 50 nsec, with variable rise-times between about 1 nsec and 20 nsec;
- ii) the construction of small chambers ( $\sim 1$  litre volume) with provision for the control of gas pressure (up to 12 atm), gas temperature (down to  $77^{\circ}\text{K}$ ), and gas purity (1 to 1000 ppm of controlled additives);
- iii) the development of a 2 MV impulse generator and pulse-forming network which could be used in conjunction with possible full-scale hydrogen streamer chambers.

Without going into detail, it can be seen that the impulse generation system in each of these three steps is as shown below, since the naturally low ( $\sim 100 \Omega$ ) impedance of the chamber requires a similarly low output-matching impedance from the generator. With increasing output voltage, the impedance of most generators increases. This is incompatible with our requirement of fast rise-time and short duration. A pulse-forming network intermediate between generator and chamber removes this incompatibility:



There appear to be three types of generator to choose from: (a) a Marx generator, (b) a stacked transmission line, e.g. a Blumlein circuit, and (c) an autotransformer. In certain conditions we could add a fourth possibility -- (d), a d.c. generator and associated pulse-shaping circuit. This could provide an impulse of brief duration and fast rise-time at low voltages. In later sections of this chapter, it will be shown how the choice of generator is governed by the magnitude of voltage required.

## 1.2 General considerations

We have chosen a 10-stage Marx generator designed by Gygi and Schneider<sup>24</sup>) to produce the voltage impulse in the small chamber. Each stage may be charged up to 20 kV. The total capacitance of the generator is  $70 \times 10^{-12}$  farad and the self-inductance is  $10^{-7}$  henry.

The voltage impulse from the generator is to be applied to the parallel plates of the chamber. It is known<sup>2,25</sup>) from work in vacuum and gases that when a high electric field ( $\sim 100$  kV/cm), continuous and pulsed ( $\sim \mu\text{sec}$ ), is applied between such plates, almost instantaneous field-emission of electrons occurs at the cathode surface. The electrons will produce an ionization current if the applied field is of long duration, but if the impulse is short ( $\sim \text{nsec}$ ), the electrons remain near the cathode. It is undesirable for these electrons to develop into avalanches.

From the criterion given in Chapter II it is seen that an electric field of the order of 50 kV/cm is required, so that with our Marx generator a gap separation of 4 cm appears reasonable.

## 2. MODEL 200 kV -- H<sub>2</sub> AT T<sub>0</sub>, P<sub>0</sub>

### 2.1 Pulse-forming network

The Marx generator may be used in conjunction with suitable pulse-forming networks to produce the required electric field on the plates of the chamber. We now discuss three networks.

It can be shown that within limits the whole impulse generation system may be considered as lumped circuits comprising capacitances, inductances, and resistances. Briefly, this is apparent from the fact that the time of propagation of the electromagnetic wave through the system is smaller than the rise-time of the impulse.

i) A well known circuit used for the formation of a very short duration high-voltage impulse on a capacitive load is the one described below (see Fig. III.1).

The Marx generator represented by  $C_1$ ,  $R_1$ , and  $L$  charges a parallel-plate chamber, which is effectively a capacitor  $C_2$ . A crow-bar or clipping switch then short-circuits the voltage when it reaches

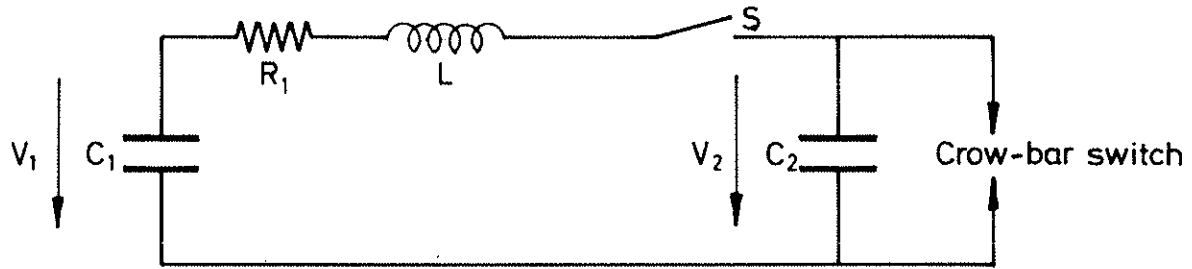


FIG. III.1

its maximum value.  $S$  represents the last switch of the Marx generator, and  $R_1$  is the internal resistance of the generator.

The voltage  $V_2$  across the chamber  $C_2$  at any time  $t$  is given by

$$V_2 = V_1 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \left[ 1 - e^{-\lambda t} \left( \cos \omega t + \frac{\lambda}{\omega} \sin \omega t \right) \right],$$

where

$$\lambda = R_1/2L \quad \text{and} \quad \omega^2 = \frac{(C_1 + C_2)}{LC_1C_2} - \lambda^2 .$$

$C_1$  and  $L$  are the capacitance and inductance of the Marx generator, respectively. The voltage  $V_1$  is the total charging voltage. Figure III.2 shows the variation of maximum voltage, impulse rise-time, and



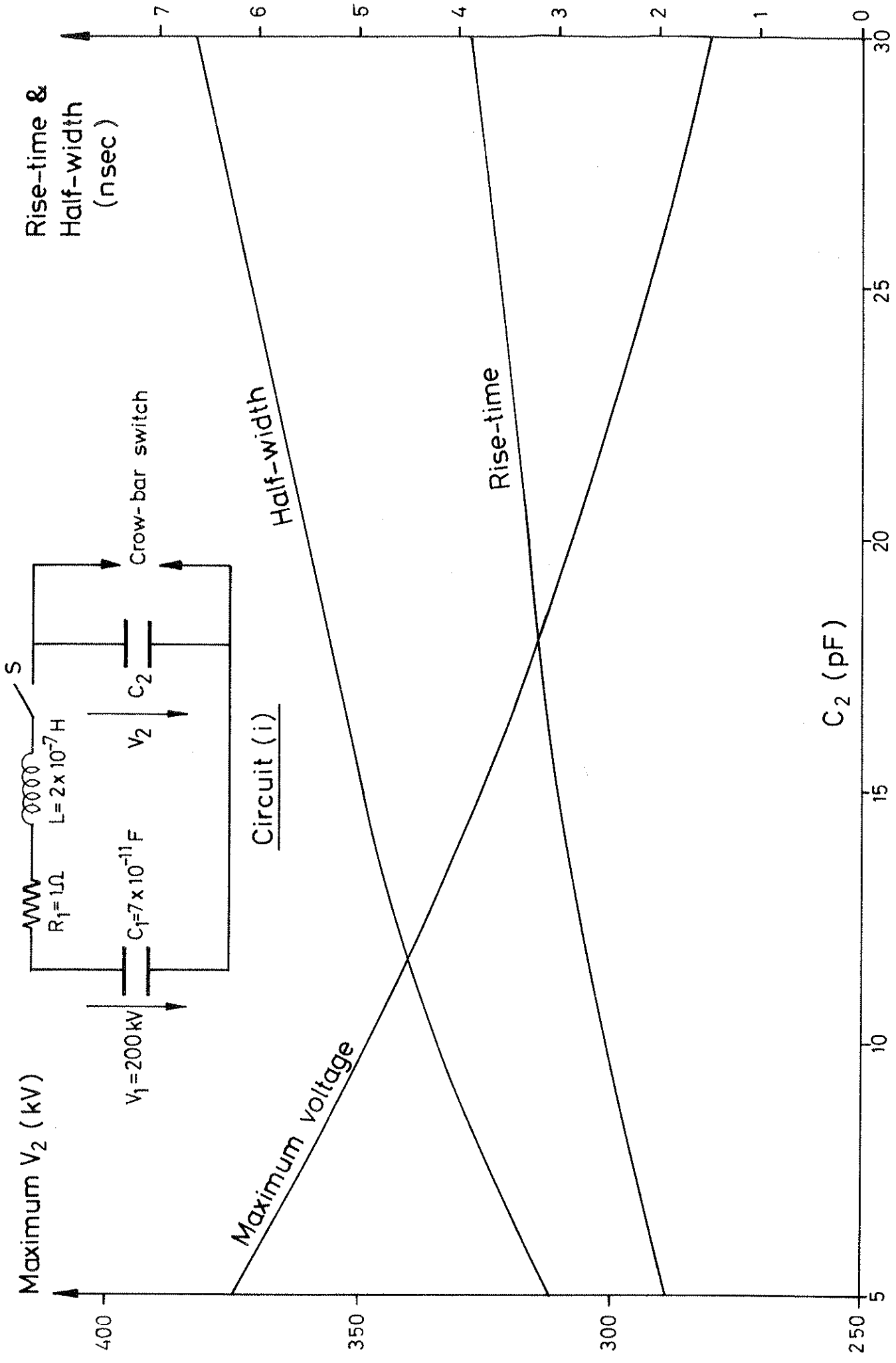


FIG. III.2

"half-width" as a function of the chamber capacity  $C_2$  for the case when

$$V_1 = 200 \text{ kV}, \quad C_1 = 7 \times 10^{-11} \text{ F},$$

$$R_1 = 1 \ \Omega \quad \text{and} \quad L = 2 \times 10^{-7} \text{ H}.$$

- ii) It is also possible to produce the required impulse without the aid of a crow-bar switch. This can be done (see Fig. III.3) by a suitable choice of a terminating resistance in parallel with the chamber.

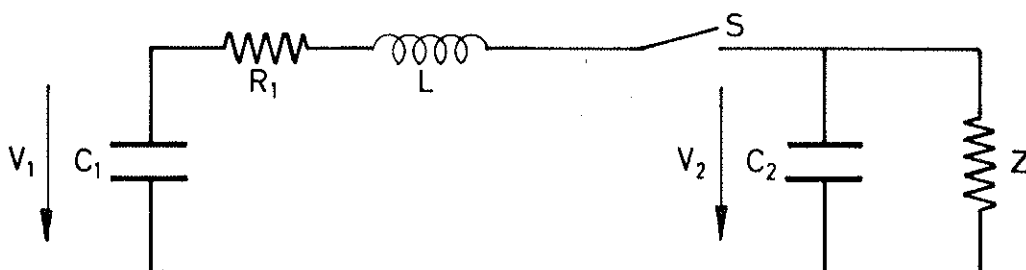


FIG. III.3

The voltage  $V_2$  across the chamber  $C_2$  at any time  $t$  is given by

$$V_2 = \frac{V_1}{LC_2} \left[ \frac{e^{\gamma t} - e^{-\delta t} \left( \frac{\gamma - \delta}{k} \sin kt + \cos kt \right)}{(\gamma^2 + \delta^2 + k^2 - 2\gamma\delta)} \right],$$

where

$V_1$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ , and  $L$  are as previously defined, and

$$\gamma = u + v - (b/3),$$

$$\delta = -[(u + v)/2] - (b/3),$$

$$k = \sqrt{3/2} (u - v),$$

$$u = (-\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^3})^{1/3},$$

$$v = (-\alpha - \sqrt{\alpha^2 + \beta^3})^{1/3},$$

with

$$\alpha = (b^3/27) - (bc/6) + (d/2),$$

$$\beta = c/3 - b^2/9,$$

where

$$\alpha^2 + \beta^3 > 0,$$

and

$$b = \frac{C_1 C_2 + R_1 Z + C_1 L}{C_1 C_2 Z L}$$

$$c = \frac{C_2 Z + C_1 R + C_1 Z}{C_1 C_2 Z L}$$

$$d = \frac{1}{C_1 C_2 Z L} .$$

Figures III.4, III.5, and III.6 show the dependence of maximum voltage and impulse rise-time as a function of the terminating resistance  $Z$  for various values of the chamber capacity  $C_2$  for the case when  $V_1 = 200$  kV,  $C_1 = 7 \times 10^{-11}$  F,  $R_1 = 1 \Omega$ , and  $L = 2 \times 10^{-7}$  H.

It is seen from the analysis that for certain values for  $Z$  and  $C_2$ , the output voltage oscillates. Since there is no crow-bar switch care must be taken to ensure that the second and subsequent maxima are not large compared with the first maximum.

- iii) In order to achieve a long-duration rectangular impulse with a variable pulse length, the capacitor  $C_2$  is charged in a non-oscillating manner through a resistance given by  $R = 2(L/C)^{\frac{1}{2}}$ , where  $C = (C_1 C_2)/(C_1 + C_2)$ . The first switch  $S_1$  of the Marx generator is triggered, and after a predetermined interval, which governs the duration of the output impulse, the crow-bar switch (Fig. III.7) is closed. The voltage  $V_2$  across the chamber at any time  $t$  is given by

$$V_2 = V_1 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \left[ 1 - e^{-\alpha t} (1 + \alpha t) \right] ,$$

where  $V_1$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ , and  $L$  are as previously defined, and  $\alpha = R/2L$ .

Figure III.8 shows the variation of maximum voltage and impulse rise-time with chamber capacity  $C_2$  for the case when  $V_1 = 200$  kV,  $C_1 = 7 \times 10^{-11}$  F, and  $L = 2 \times 10^{-7}$  H.

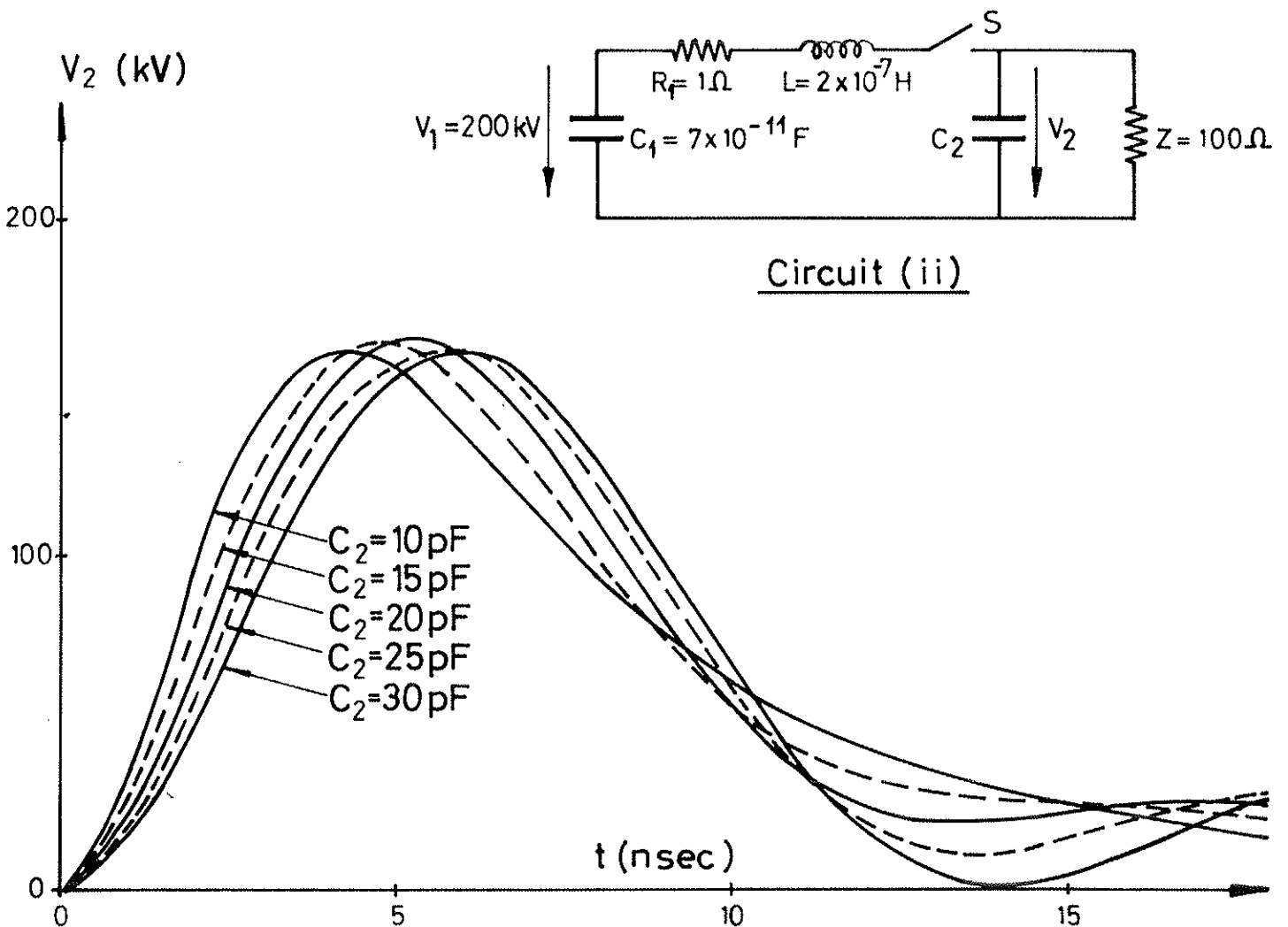
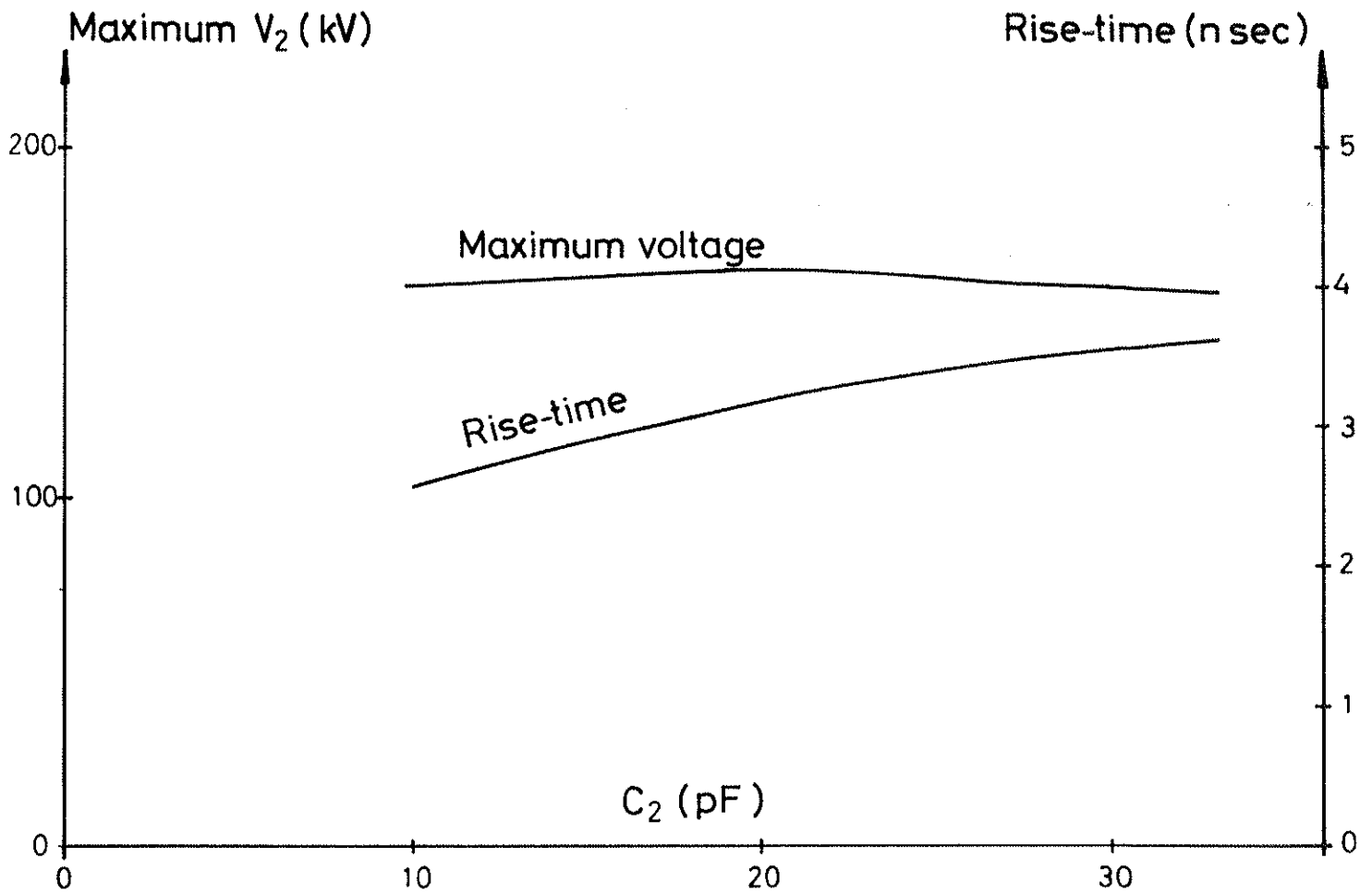


FIG. III.4

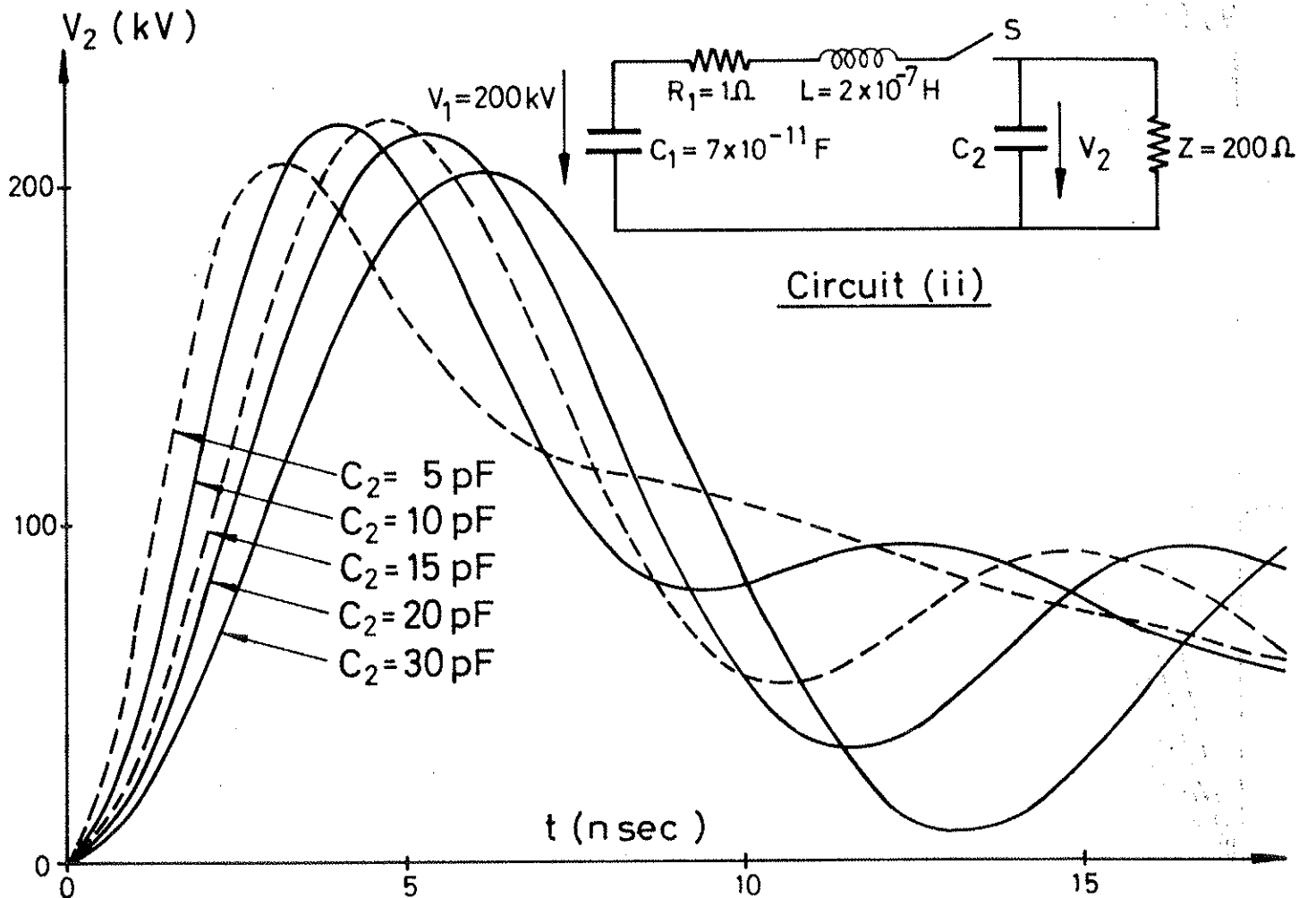
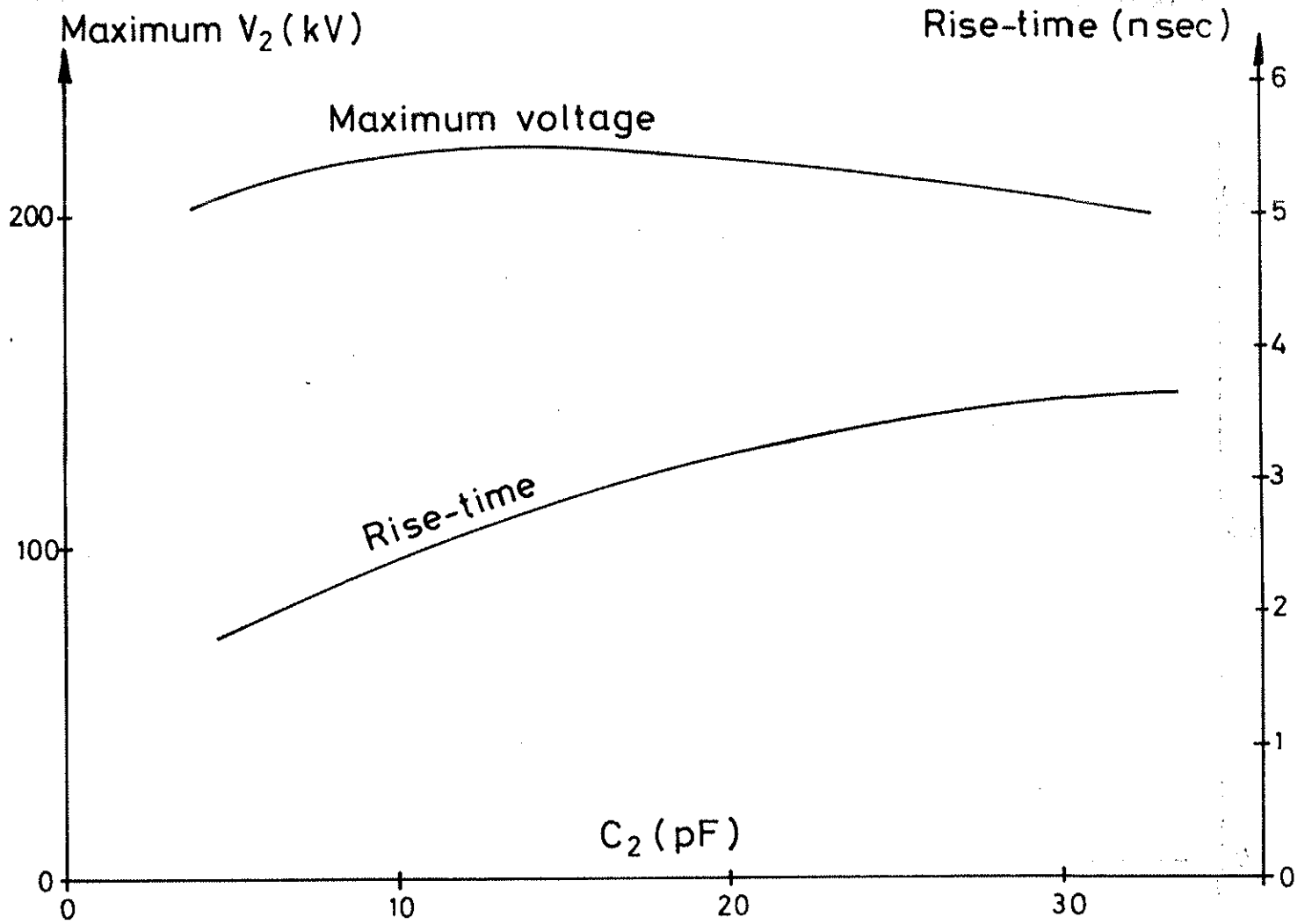


FIG. III.5

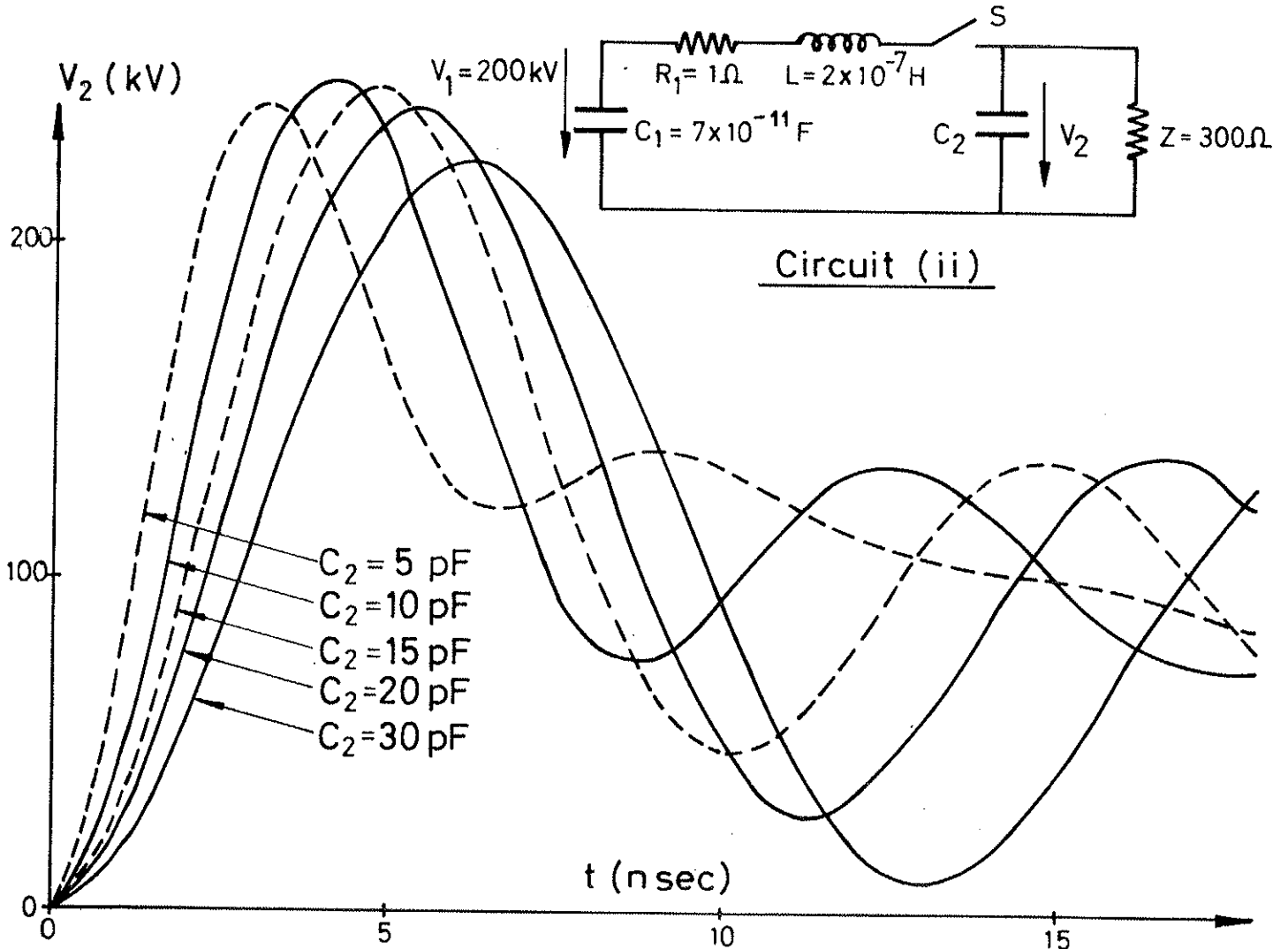
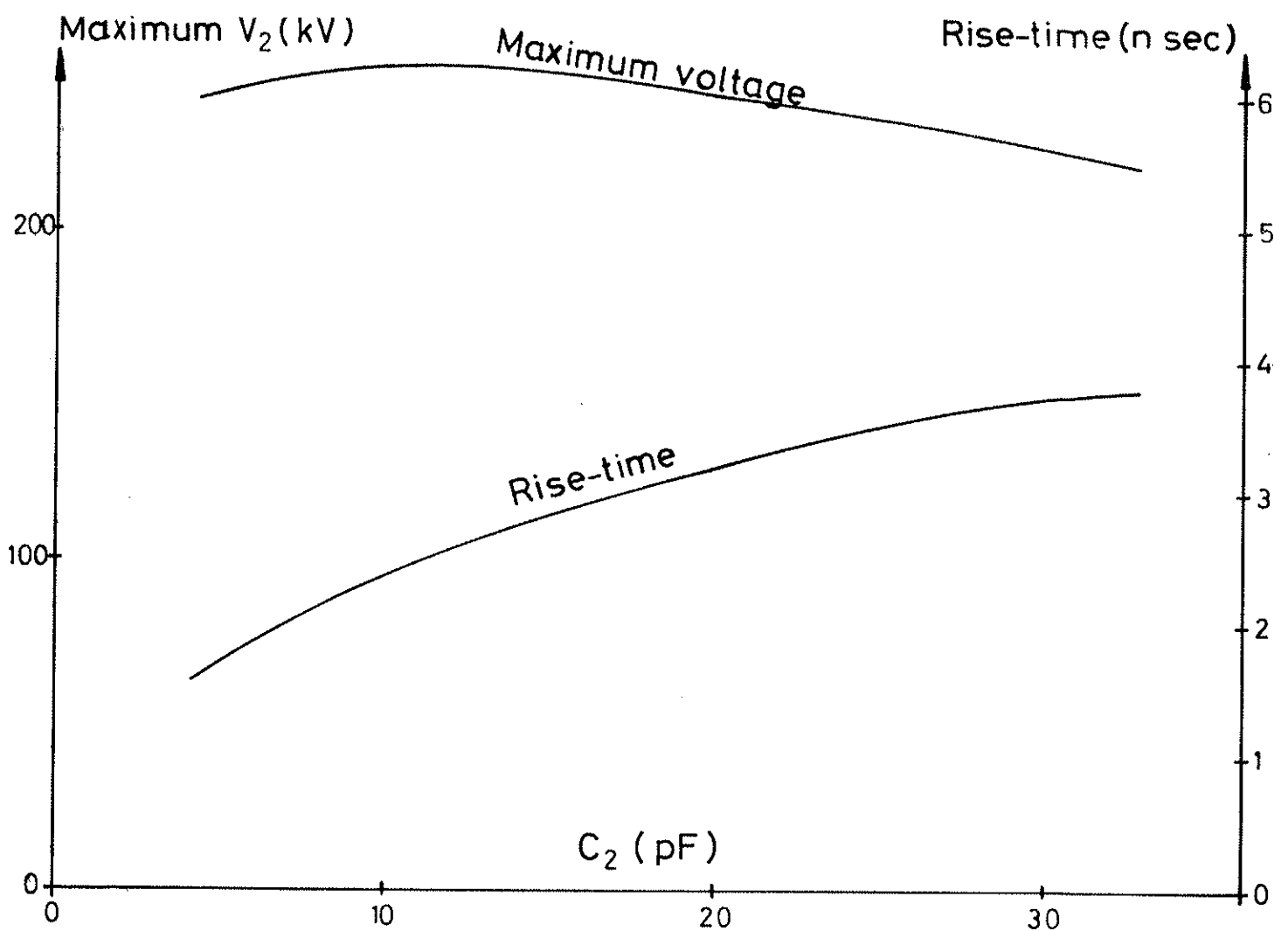


FIG. III.6

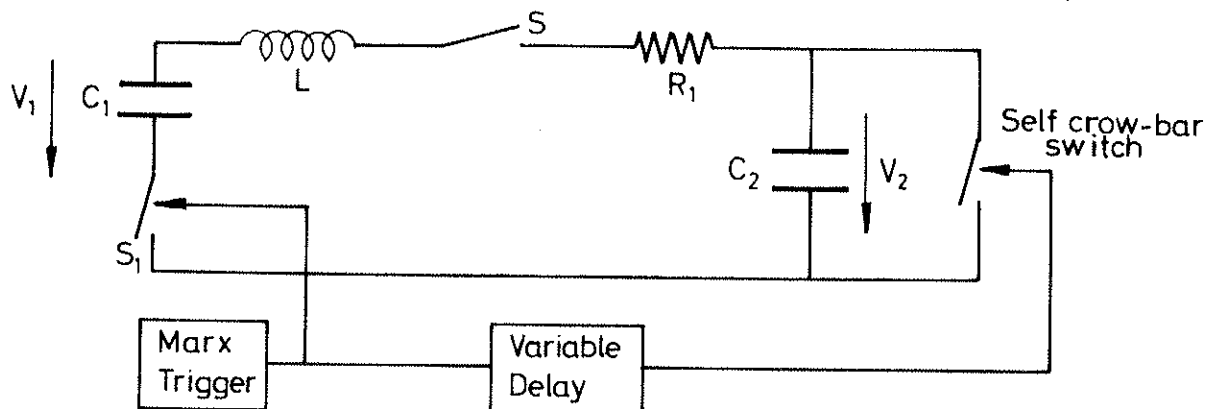


FIG. III.7

## 2.2 The small hydrogen streamer chamber

From the circuit analysis of Section 2.1 of this chapter, and Figs. III.2, III.4, III.5, and III.8 for circuits (i), (ii), and (iii), it is seen that the value of the impulse rise-time increases as the chamber capacity increases. The value of the maximum voltage decreases as the chamber capacity increases for circuits (i) and (ii) but remains fairly constant for circuit (iii). It was decided therefore that the chamber capacity should be small ( $\sim 15$  pF) in order to give a fast rise-time.

As shown in Section 1.2 of this chapter, the gap separation of the chamber is 4 cm. The problem now is to determine a suitable size for the parallel plates. In opposition to the requirement for a small capacity and hence small size for these plates, it is necessary to have plates big enough so that a reasonable length of the particle track can be observed. Furthermore, it is also necessary to consider the mechanical problems of attachment of the chamber to the Marx generator and of ensuring homogeneity of electric field between the plates. The final outcome from these considerations is the design of the chamber as shown in Fig. III.9.

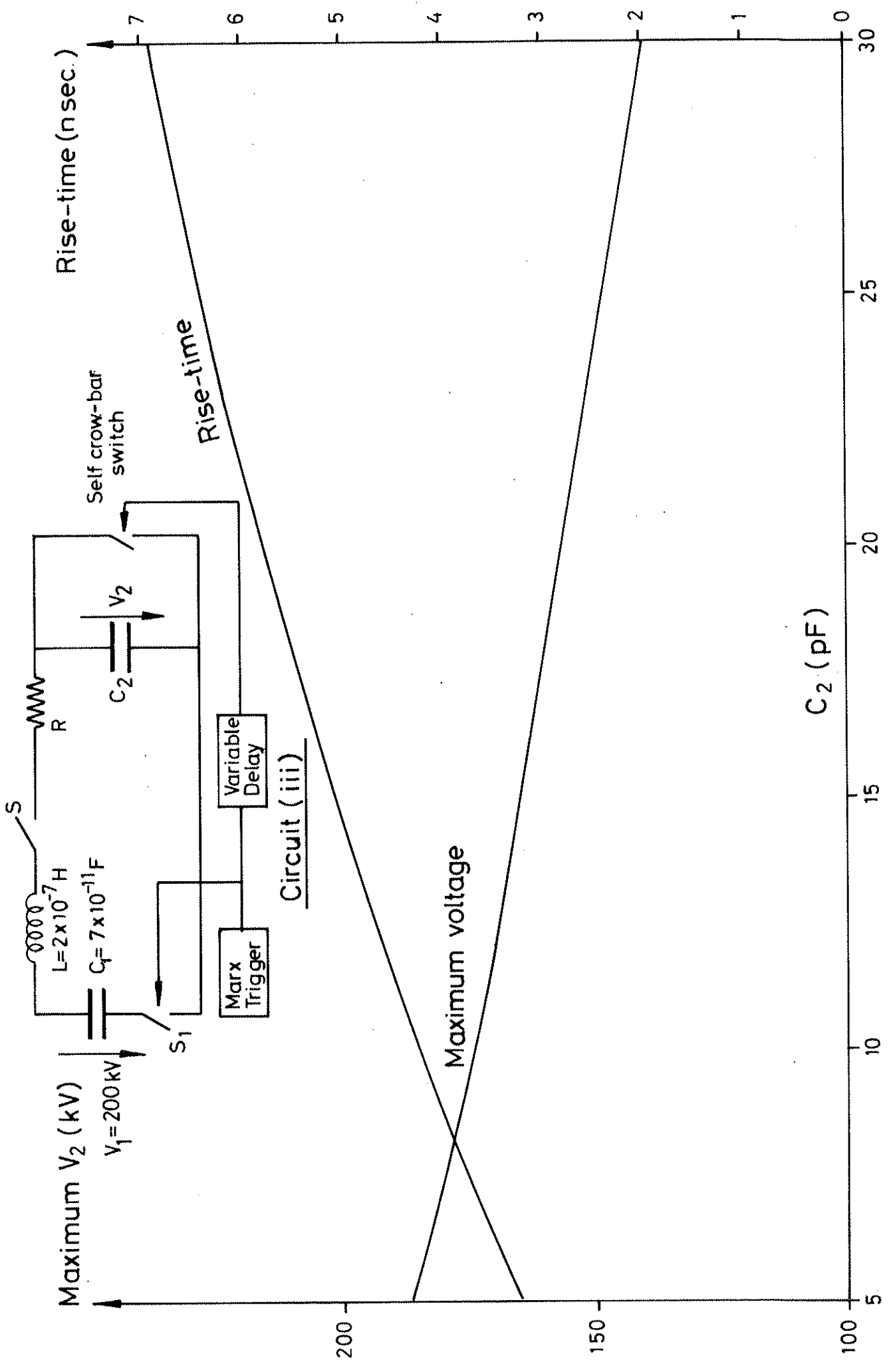
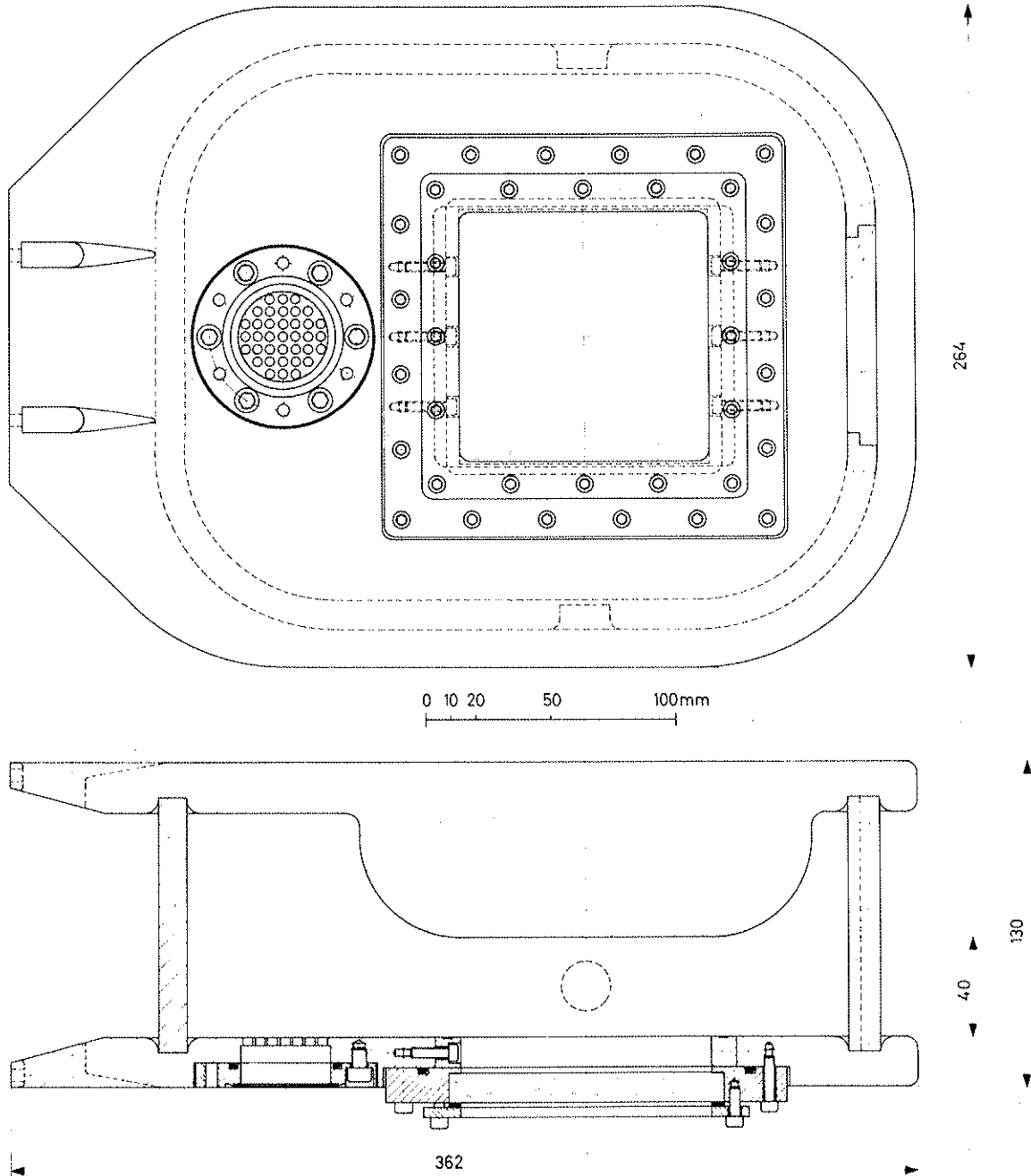


FIG. III.8





Chambre "STREAMER"

FIG. III.9

The high-voltage electrode is made from a brass plate. In order to photograph streamers along the field direction, an  $11 \times 11 \text{ cm}^2$  glass window is centrally attached to the earthed plate, which is also made of brass. Parallel wires, of diameter 0.02 mm, spaced at regular intervals of 1 mm, are mounted on the inside of the glass window. This gives a transparency of 80%. However, the field near the wires is distorted to an amount given by  $ES/d$  where  $E$  is the average field in the chamber,  $S$  is the separation between two wires, and  $d$  is the diameter of a wire. A test has to be conducted to find out the effect of this field distortion on tracks near the region of the wires. The walls of the chamber are constructed from glass plates held together by araldite. The internal surface of the high-tension plate is blackened to avoid reflection of light. The glass walls permit photography of the streamers in a direction perpendicular to the field. Pumping of the chamber is via a 2.5 cm hole in the earthed plate. The attachment arrangement of the chamber to the Marx generator provides for the possibility of connection to chambers of different dimensions.

### 2.3 Ancillary equipment

The self-clipping or crow-bar switch is situated between the Marx generator and the chamber (Fig. III.10). The high-voltage terminal is fixed, and the earthed terminal is movable from 0 cm to 2 cm. The voltage output across the plates of the chamber is measured by means of a capacitive divider<sup>24)</sup>. This is made from a gold-plated mylar sheet ( $4 \times 4 \times 0.005 \text{ cm}^3$ ) and mounted on the earthed connection between the clipping-switch and the chamber (Fig. III.10). The separation of the capacitive divider and the earth connection is 0.005 cm, which gives it a measured capacitance of 850 pF and a dividing ratio of 7500:1. A 125  $\Omega$  cable is connected to the divider and this gives a time constant of  $\sim 100 \text{ nsec}$ .

The optical arrangements for photography of the particle track is reported in Section 2.6 of this chapter.

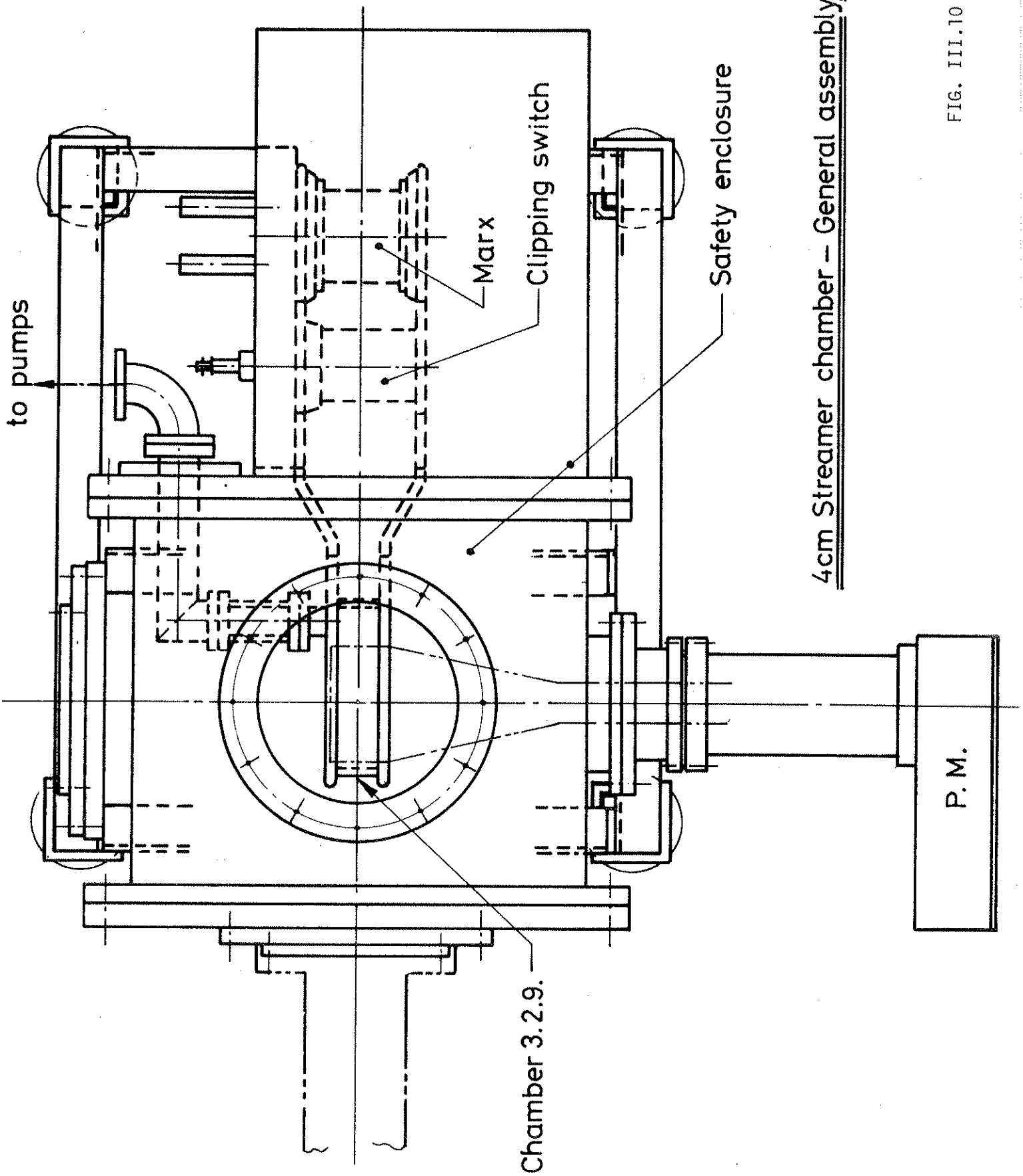


FIG. III.10

The whole impulse generation system and chamber is enclosed within a cylindrical steel housing. This ensures electrical screening for photomultiplier tubes outside the cylinder. The cylinder is filled with nitrogen for safety reasons as well as to prevent spark breakdown outside the chamber. The pressure of the nitrogen within the cylinder is variable up to 5 atm.

#### 2.4 Interaction probability with impurities

It is of interest to estimate the probability that the incident high-energy particles will interact with impurities contained in the hydrogen target gas.

Suppose that the beam of high-energy particles is incident upon the gas which consists of  $N_H$  hydrogen atoms/cc and  $\sum_i N_i$  impurity atoms/cc where summation is carried out over all possible impurities  $i$  in the gas mixture. The probability that an incident particle will interact with any nucleus in travelling unit distance is

$$N_H \sigma_H + \sum_i N_i \sigma_i ,$$

where  $\sigma_H$  and  $\sigma_i$  are the interaction cross-sections for hydrogen and impurity nuclei with the incident particles.

The relative probability  $P_i$  that an impurity nucleus interacts is thus

$$\begin{aligned} P_i &= \frac{N_i \sigma_i}{N_H \sigma_H + \sum_i N_i \sigma_i} , \\ &\approx \frac{N_i A_i^{2/3}}{N_H + \sum_i N_i A_i^{2/3}} , \end{aligned}$$

since

$$\sigma_i \approx \sigma_H A_i^{2/3} ,$$

where  $A_i$  is the atomic weight of the  $i^{\text{th}}$  impurity.

Provided the impurities are present to only a small extent (say  $\leq 1\%$ ), the relative probability can be expressed in terms of the partial pressures of the gases as follows:

$$P_i \approx \frac{\sum_i (n_i p_i A_i^{2/3})}{[2p_{H_2} + \sum_i n_i p_i A_i^{2/3}]} .$$

Here  $n_i$  is the number of non-hydrogen atoms in an impurity molecule,  $p_i$  and  $p_{H_2}$  are the partial pressures of impurity  $i$  and molecular hydrogen, respectively, in the chamber.

As an example, we consider the relative interaction probability with impurity nuclei contained as water and free oxygen and nitrogen in hydrogen. Commercially available hydrogen contains 5 p.p.m. of water, 0.5 p.p.m. of nitrogen, and 0.5 p.p.m. of oxygen. Thus, bearing in mind that  $p_i \sim x p_{H_2}$ , where  $x$  is the quoted impurity fraction, we find  $P_i \sim 2 \times 10^{-5}$ , which we can consider as negligibly small.

If we deliberately introduce methane into the gas in order to attempt to ameliorate the photography, it is important to estimate the relative probability of an interaction with a carbon nucleus in the  $CH_4$  molecule. A rough calculation shows that impurities present in the methane will not seriously change the above figure of  $P_i \sim 2 \times 10^{-5}$  provided the methane partial pressure does not exceed about 10 Torr in 1000 Torr of hydrogen.

It is easily shown that the partial pressure  $p_{\text{methane}}$  which will produce a relative probability  $P_m$  is given by

$$p_{\text{methane}} \sim \frac{p_{H_2} P_m}{2.6} .$$

Typically, for  $P_m = 0.01$ , and  $p_{H_2} \approx 760$  Torr,  $p_{\text{methane}} \sim 3$  Torr.

## 2.5 Gas mixing and analysis

From the analysis of the previous section it is seen that for an interaction probability between a high-energy particle and a carbon atom to be less than 1%, the pressure of the methane gas should be less than 3 Torr if the pressure of the mixture ( $CH_4$  and  $H_2$ ) in the chamber is 1 atm.

A gas-mixing system that will enable us to achieve this is shown in Fig. III.11. The relative concentrations and partial pressures of components of the gas in the chamber will be measured by a monopole analyser.

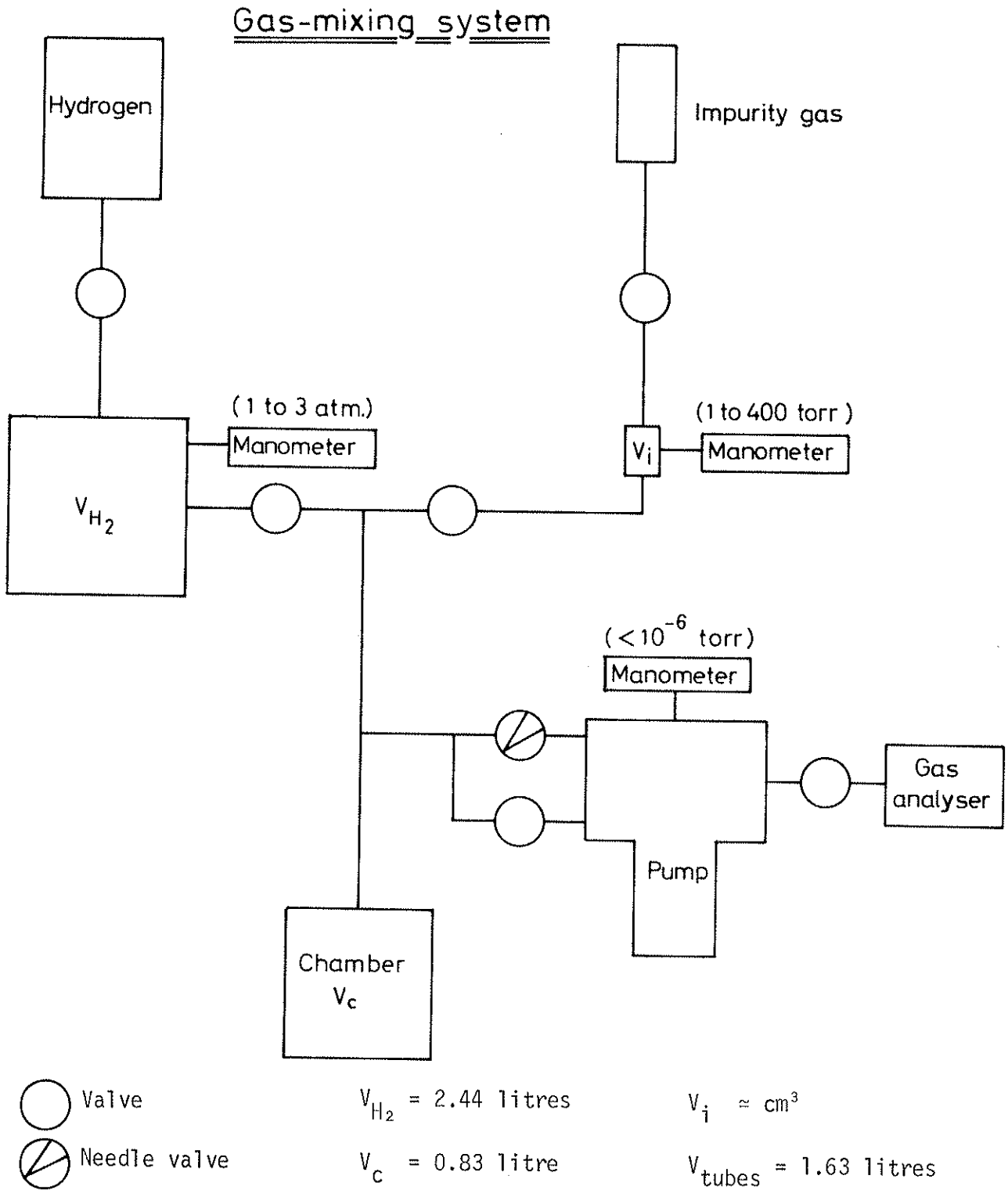


FIG. III.11

## 2.6 Production des impulsions du "trigger" pour le générateur de haute tension

Le schéma de principe de la disposition se trouve sur la figure III.12. L'unité de coïncidence  $c$  donne une impulsion de trigger lorsque la particule traverse la chambre CH et que celle-ci possède une capacité d'ionisation à l'intérieur des limites définies par le discriminateur différentiel DD; il faut que, en même temps, le générateur haute tension soit prêt (les condensateurs du générateur Marx doivent être chargés).

Pour le fonctionnement de la chambre sont prévus :

- a) Particules  $\beta$ ,
- b) Rayons cosmiques.

En ce qui concerne les particules  $\beta$ , la position des traces ainsi que la quantité des particules peuvent être déterminées par le choix de la source et la collimation.

## 2.7 Photographie

Si l'on veut obtenir une image ayant une bonne résolution, il faut habituellement tenir compte des quatre problèmes suivants :

- 1) Aberration,
- 2) Diffraction,
- 3) Résolution du film,
- 4) Limitation de la profondeur de champ.

Dans le cas de l'observation des traces dans une chambre à dards, les trois premiers points sont peu importants; nous n'étudierons donc que le quatrième.

Schéma de principe de la disposition électronique

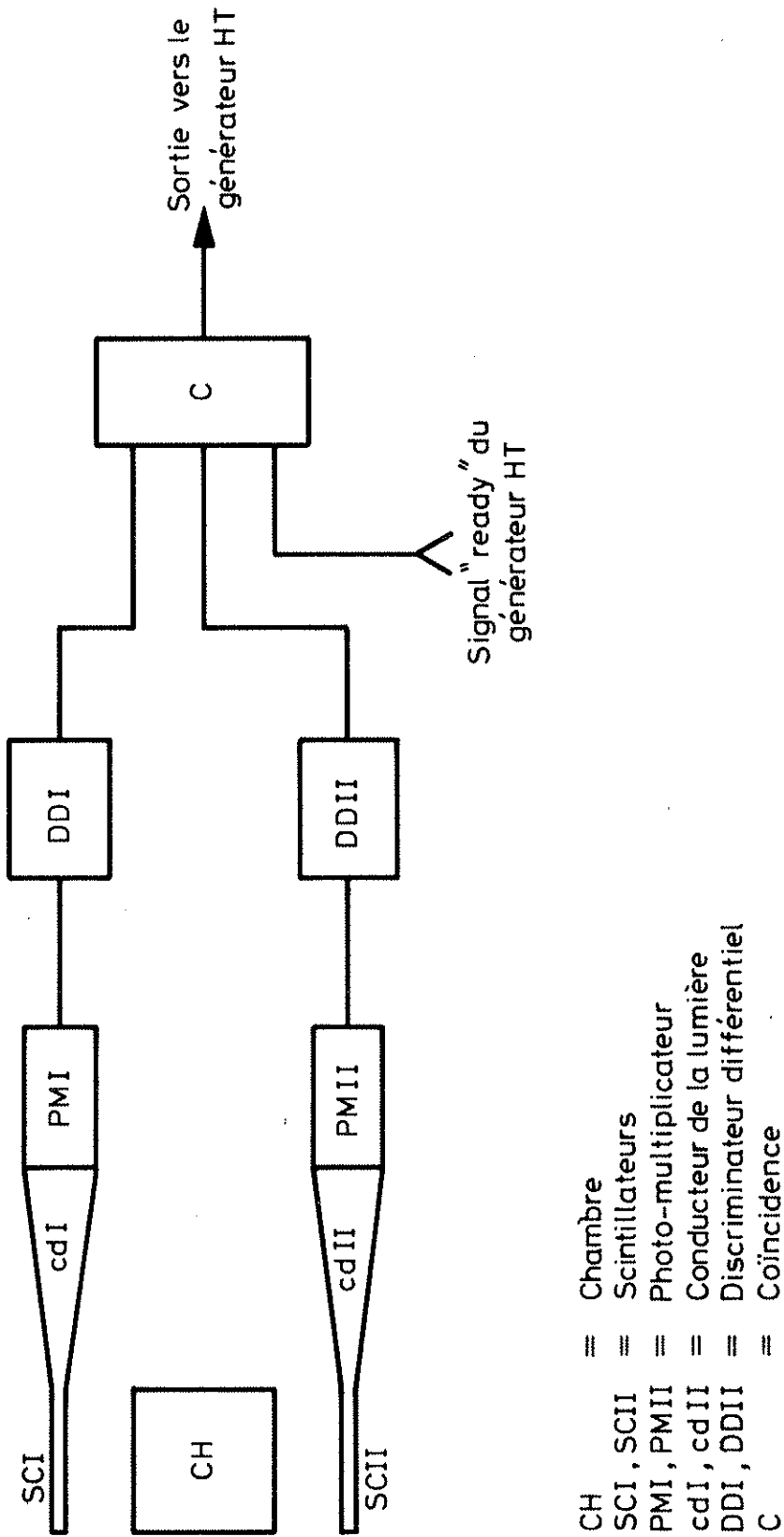


FIG. III.12



Calcul de la profondeur de champ

Afin d'évaluer l'influence de la profondeur de champ sur la qualité de l'image, considérons un petit objet de taille  $\Delta$  placé sur l'axe optique en trois positions différentes (fig. III.13), la position centrale étant réglée de telle façon que l'image de l'objet se trouve dans le plan du film. Les grossissements correspondants seront :

$$\delta_0 = \frac{f}{y} = \frac{X}{f} \quad (1)$$

$$\delta_1 = \frac{f}{Y - \eta_1} = \frac{X + \xi_1}{f} \quad (2)$$

$$\delta_2 = \frac{f}{Y + \eta_2} = \frac{X - \xi_2}{f} \quad (3)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{\Delta}{\delta_1} \quad (4)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\Delta}{\delta_2} \quad (5)$$

où  $\delta$  : grossissement,

$f$  : distance focale de l'objectif,

$X, Y, \eta, \xi, \varepsilon$  : définis par la figure III.13.

Les points  $P_1$  et  $P_2$  définissent la position des objets dont les images ne sont pas dans le plan du film; les images sur le film sont des disques de diamètres différents  $d_1, d_2$  qui valent :

$$\frac{f + Y}{\eta_1} = \frac{D + d_1}{d_1} \quad (6)$$

$$\frac{f + Y}{\eta_2} = \frac{D - d_2}{d_2} \quad (7)$$

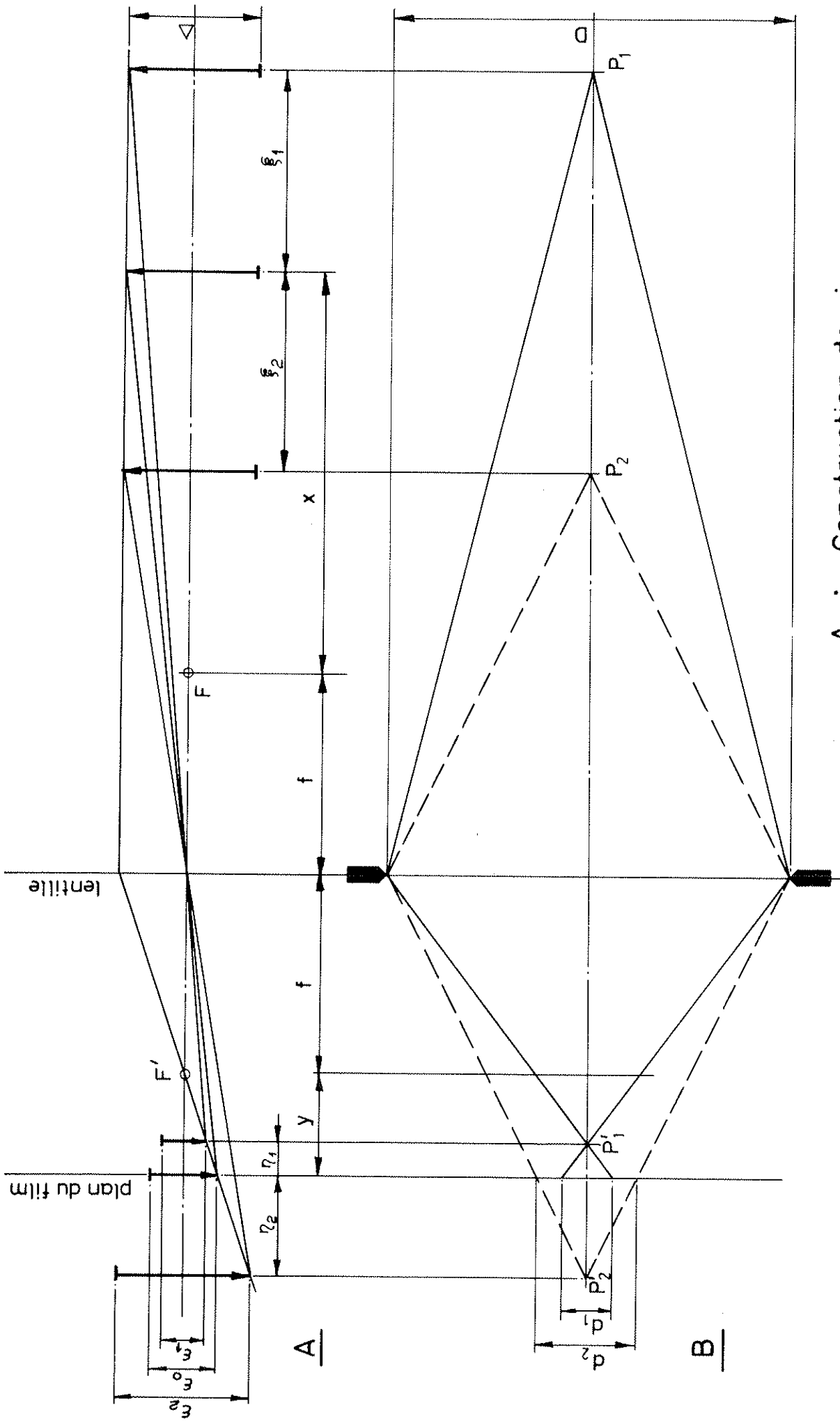
Pour que la profondeur de champ  $p$  soit égale à

$$p = \xi_1 + \xi_2 \quad (8)$$

il faut que :

$$d_1 = \varepsilon_1 \quad (9)$$

$$d_2 = \varepsilon_2 \quad (10)$$



A : Construction des images  
 B : Rayons de la limite

FIG. III.13

Dans tous les cas raisonnables on peut dire :

$$d_1 \ll D , \quad (11)$$

$$d_2 \ll D . \quad (12)$$

Les équations (6) et (7) peuvent se simplifier :

$$\frac{f + y}{\eta_1} = \frac{D}{d_1} \quad (13)$$

$$\frac{f + y}{\eta_2} = \frac{D}{d_2} . \quad (14)$$

A l'aide des équations (1) et (2) (parties de gauche) (4), (9) et (13), on trouve le grandissement maximum  $\delta_1$

$$\delta_1 = \delta_0 + \frac{\Delta}{D} (\delta_0 + 1) . \quad (15)$$

Avec (15) et (2) (partie de droite), on trouve

$$\xi_1 = \Delta \frac{f}{D} (\delta_0 + 1) . \quad (16)$$

Un calcul identique avec (1), (3), (5), (10) et (14) donne :

$$\xi_2 = \Delta \frac{f}{D} (d_0 + 1) = \xi_1 . \quad (17)$$

La profondeur de champ  $p$  ( $f/D$ ,  $\Delta$ ,  $\delta_0$ ) vaudra, d'après l'équation (8) :

$$p = 2\Delta \frac{f}{D} (\delta_0 + 1) . \quad (18)$$

La résolution  $R$  du système "film et objectif" nécessaire pour photographier des objets de taille  $\Delta$ , est :

$$R = \frac{1}{\varepsilon_1} = \frac{\delta_1}{\Delta} . \quad (19)$$

Grâce à (15), on a :

$$R = \delta_0 \frac{1}{\Delta} + (\delta_0 + 1) \frac{1}{D} . \quad (20)$$

Applications

1) Petite chambre ( $4 \times 11 \times 11 \text{ cm}^3$ ),

$$p = 40 \text{ mm}, \quad \frac{f}{D} = 2, \quad f = 50 \text{ mm}, \quad D = 25 \text{ mm}, \quad \Delta = 0.5 \text{ mm} .$$

$$\delta_0 = \frac{p}{2\Delta f/D} - 1 = 19$$

et

$$R = \frac{19}{0,5} + \frac{20}{25} = 38,8 \approx 40 \text{ lignes/mm} .$$

2) Grande chambre

$$p = 400 \text{ mm}, \quad \frac{f}{D} = 2, \quad f = 50 \text{ mm}, \quad D = 25 \text{ mm}, \quad \Delta = 1 \text{ mm} .$$

$$\delta_0 = \frac{400}{2 \times 2 \times 1} - 1 = 99 \approx 100 ,$$

et

$$R = \frac{99}{1} + \frac{100}{25} = 103 \text{ lignes/mm} .$$

La limite de résolution due à la diffraction est

$$R_{\max} = \frac{1}{2\rho} ,$$

où  $\rho$  est le rayon des franges de diffraction du premier ordre  
[ $\rho = 1,22 \lambda(f/D)$ ] .

Si  $\lambda = 0,7 \times 10^{-3} \text{ mm}$  et  $f/D = 2$ , on a

$$R_{\max} = \frac{10^3}{2,44 \times 0,7 \times 2} = 293 \text{ lignes/mm} .$$

3. MODELE 600 kV -- H<sub>2</sub> A HAUTE PRESSION ET BASSE TEMPERATURE  
ETUDES A HAUTE PRESSION ET BASSE TEMPERATURE

3.1 Introduction

Les motivations pour de telles études sont claires : il s'agit de savoir dans quelles limites une chambre à dards qui, à température et pression ambiantes joue le rôle de détecteur pur, pourrait devenir une cible. On aurait alors la possibilité d'utiliser ce détecteur dans une nouvelle catégorie d'expériences qui demanderait en fait la création d'une sorte de chambre à bulles déclenchable.

Les effets de la pression  $p$  et de la température  $T$  du gaz sur le critère d'amorçage du dard ont été décrits dans le chapitre II. On doit réaliser la condition :

$$\frac{E^3 t T^2}{p^2} = \text{cste} . \quad (21)$$

On sait d'autre part, que  $t$  ne doit pas être trop grand (problème de la brillance); il faudra donc augmenter  $E$  si l'on augmente  $p$  et que l'on diminue  $T$ . Il semble aisé de gagner, dans une première étape, un facteur 10 en travaillant à la température de l'azote liquide (77°K) et à 3 atm (facteur  $3,8 \times 3$ ). Il faut alors gagner un facteur de  $100^{1/3} = 4,64$  sur le champ électrique; compte tenu des valeurs théoriques du chapitre II, il faudra, si  $t = 10$  nsec, un champ de 130 kV/cm, d'où les conditions :

$$\begin{aligned} T &= 77^\circ\text{K} \\ p &= 3 \text{ atm} \\ t &= 10 \text{ nsec} \\ E &= 130 \text{ kV/cm} . \end{aligned}$$

Ce champ est une valeur limite inférieure : si l'on accepte les résultats expérimentaux de Komarov et Savchenko<sup>26</sup>), il faudrait prévoir un champ de 207 kV/cm (application du tableau du chapitre I). Nous avons montré que l'on devait prévoir une distance interélectrode minimale de 3 à 4 cm (Ch. III, paragraphe 1.2). Il faut donc créer une impulsion de tension d'au moins 400 kV, et nous choisirons de travailler avec un générateur continu

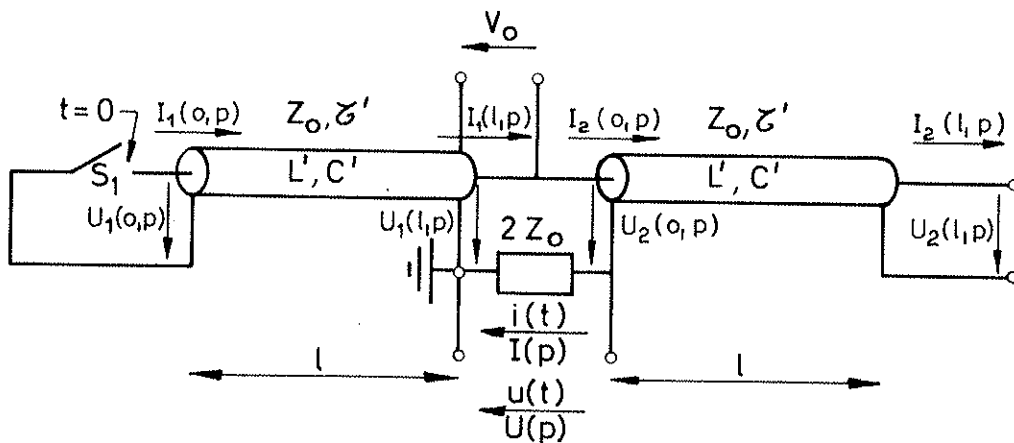
de 600 kV dont nous disposons. Une ligne, dite ligne tricoaxiale de Blumlein, est alors nécessaire pour former l'impulsion.

L'utilisation d'une tension de charge continue sera un avantage certain, car celle-ci, hautement stabilisée, assurera un contrôle parfait du champ E dont l'influence est essentielle (apparition des dards  $\sim E^3$ ), et cela quelle que soit la qualité (jitter essentiellement) de l'éclateur principal.

### Génération de l'impulsion haute tension

#### 3.2 Ligne de Blumlein

Le circuit peut être schématiquement représenté de la façon suivante :



Pour  $t \leq 0$  les deux lignes sont chargées à une tension  $V_0$ . Au temps  $t = 0$  on court-circuite  $S_1$ . Les deux lignes doivent avoir même impédance  $Z_0$  et même temps de propagation  $\tau = \tau' l$ . On sait que l'équation en transformée de Laplace d'une ligne chargée est :

$$\left\{ \begin{array}{l} U(x,p) = \alpha e^{\gamma x} + \beta e^{-\gamma x} + \frac{U_0}{p}, \text{ avec} \\ I(x,p) = (-\alpha e^{\gamma x} + \beta e^{-\gamma x}) \frac{1}{Z_0}, \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \\ \gamma = p\tau' \\ \tau' = \sqrt{L'C'} \end{array} \right. \quad (22)$$

p, variable de Laplace.

On peut donc écrire

$$\begin{cases} U_1(o,p) = A + B + \frac{U_0}{P} \\ I_1(o,p) = \frac{1}{Z_0} (-A+B) \end{cases} \quad \begin{cases} U_1(\ell,p) = Ae^{\gamma\ell} + Be^{-\gamma\ell} + \frac{U_0}{P} \\ I_2(\ell,p) = \frac{1}{Z_0} (-Ae^{\gamma\ell} + Be^{-\gamma\ell}) \end{cases} \quad (23)$$

$$\begin{cases} U_2(o,p) = C + D + \frac{U_0}{P} \\ I_2(o,p) = \frac{1}{Z_0} (-C+D) \end{cases} \quad \begin{cases} U_2(\ell,p) = Ce^{\gamma\ell} + De^{-\gamma\ell} + \frac{U_0}{P} \\ I_2(\ell,p) = \frac{1}{Z_0} (-Ce^{\gamma\ell} + De^{-\gamma\ell}) \end{cases} \quad (24)$$

On détermine les quatre fonctions inconnues A, B, C, D, en utilisant les conditions aux limites :

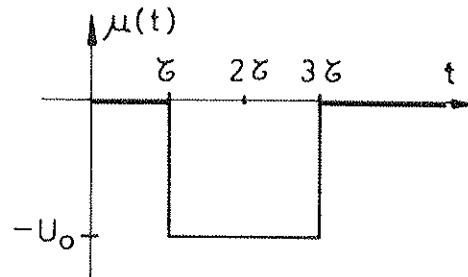
$$U_1(o,p) = 0, \quad I_2(\ell,p) = 0, \quad U(p) = 2Z_0 I(p), \quad (25)$$

$$I_1(\ell,p) = I_2(o,p) = I(p), \quad U_1(\ell,p) = U_2(o,p) + U(p).$$

Par élimination on trouve finalement

$$U(p) = -\frac{U_0}{P} e^{-\gamma\ell} (1 - e^{-2\gamma\ell}),$$

et en passant à U(t) :



$$\mu(t) = -U_0 [\gamma(t - \tau) - \gamma(t - 3\tau)], \quad (26)$$

où  $\gamma(t)$  est la fonction unité échelon.

Ainsi on voit que la tension sur la charge est inversée et égale, en valeur absolue, à la tension de charge. La durée de l'impulsion est égale à deux fois le temps de propagation de l'onde dans la ligne de longueur  $\ell$ . Toute l'énergie initiale  $W_i = \frac{1}{2} (2C'\ell)V_0^2 = C'\ell V_0^2$  est délivrée à la charge  $2Z_0$ ,

$$W_f = V_0 \cdot \frac{V_0}{2Z_0} \cdot 2\tau = V_0^2 \frac{\tau}{Z_0} = V_0^2 \ell \frac{\sqrt{L'C'}}{\sqrt{L'}} = C'\ell V_0^2.$$

On peut remplacer l'impédance de charge  $2Z_0$  par une ligne de longueur quelconque, d'impédance  $2Z_0$ , terminée sur son impédance caractéristique.

En combinant les deux lignes coaxiales en une seule, on obtient la ligne tricoaxiale de Blumlein (voir fig. III.14).

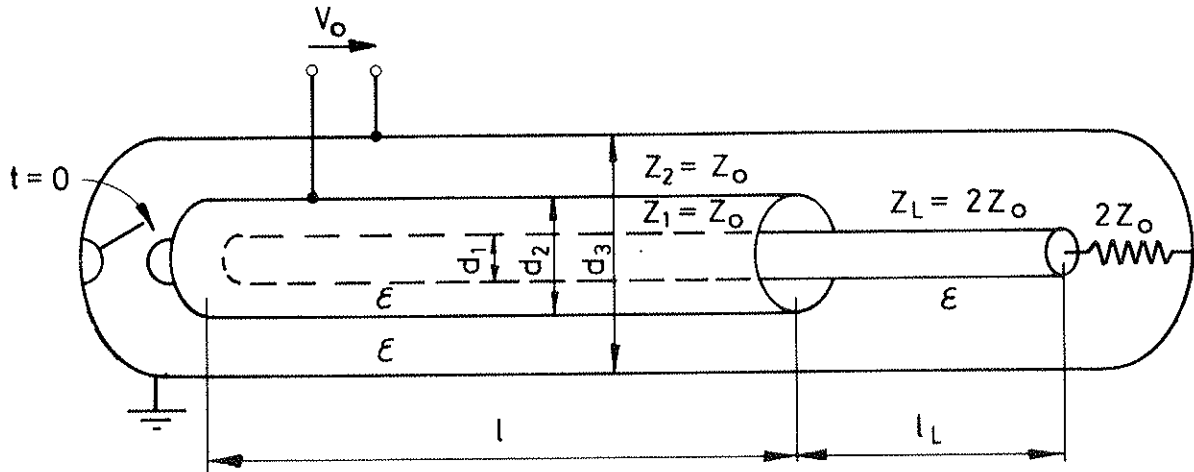


FIG. III.14

L'avantage essentiel de ce système par rapport au précédent réside dans le fait que les lignes se trouvent naturellement blindées, alors que dans le premier cas la seconde ligne possède son blindage extérieur à la haute tension pendant toute la durée de l'impulsion.

Si l'on choisit de conserver les mêmes rapports pour les diamètres  $d_1/d_2$  et  $d_2/d_3$  la charge  $Z_L$  se trouve automatiquement adaptée sur l'impédance  $2Z_0$ ; en effet :

si

$$\frac{d_2}{d_1} = \frac{d_3}{d_2} = \eta ,$$

$$Z_1 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \log \frac{d_2}{d_1} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \log \eta = Z_0 ,$$

$$Z_2 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \log \frac{d_3}{d_2} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \log \eta = Z_0 ,$$

et

$$Z_L = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \log \frac{d_3}{d_1} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \log \eta^2 = 2Z_0 .$$



Ce système présente de nombreux avantages par rapport à la combinaison plus classique ligne chargée-éclateur série-charge :

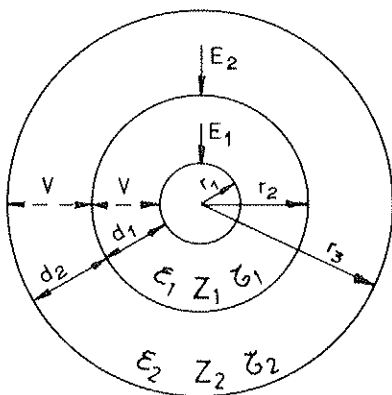
- Amplitude de l'impulsion égale à la tension de charge;
- Problème d'adaptation de l'éclateur simplifié; il suffit que ce soit un bon court circuit;
- Eclateur à la masse pendant toute la durée de l'impulsion;
- Un côté de l'éclateur est au potentiel de la masse avant l'enclenchement et facilite donc le problème du déclenchement.

Cependant, dès que les tensions dépassent quelques centaines de kV (~ 300 kV), les problèmes les plus délicats à résoudre sont :

- enclenchement de l'éclateur,
- tenue en tension du système tricoaxial,
- adaptation pour des temps de montée de quelques nsec,
- les deux lignes doivent être de longueur identique.

On trouvera dans l'appendice (C) des résultats concernant la tenue en tension en géométrie coaxiale dans différents milieux (vide, gaz, huile, eau, araldite). Les valeurs obtenues permettent de dimensionner une ligne tricoaxiale pour 600 kV et probablement d'extrapoler les résultats pour les tensions futures de 2 MV.

### 3.3 Choix de l'impédance d'une ligne tricoaxiale de Blumlein



Le temps de propagation  $\tau'$ , l'inductivité  $L'$ , la capacité  $C'$  par unité de longueur et l'impédance  $Z$  d'une ligne coaxiale s'écrivent :

(valable en HF,  $f \geq 10$  MHz)

$$\tau' = \sqrt{L'C'} = 3,33 \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \text{ [nsec/m] ,}$$

avec

$$L' = 0,2 \mu_r \ln \eta \text{ [\muH/m] ,}$$

$$\eta = \frac{r_e}{r_i} ,$$

$r_e$  = rayon extérieur,  $r_i$  = rayon intérieur,

$$C' = 55,5 \epsilon_r \frac{1}{\ln \eta} \text{ [pF/m]} ,$$

$$Z = \sqrt{\frac{L'}{C'}} = 60 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \ln \eta .$$

Pour tous les diélectriques utilisés  $\mu_r = 1$ . Conditions pour une ligne de Blumlein :

$$Z_1 = Z_2 = Z_0 \quad \text{et} \quad \tau_1 = \tau_2 = \tau ,$$

soit :

$$\sqrt{\epsilon_2} \ln \eta_1 = \sqrt{\epsilon_1} \ln \eta_2 \quad \text{et} \quad \sqrt{\epsilon_1} \ell_1 = \sqrt{\epsilon_2} \ell_2$$

avec

$$\eta_1 = \frac{r_2}{r_1} , \quad \eta_2 = \frac{r_3}{r_2} , \quad \ell_1 = \text{longueur ligne intérieure}, \\ \ell_2 = \text{longueur ligne extérieure} .$$

Le problème posé est alors de choisir  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\ell_1$  et  $\ell_2$  de façon judicieuse pour une dimension extérieure  $r_3$  fixe, une tension  $V_0$  et une durée d'impulsion donnée  $\tau_0$ . Ce choix détermine :

a) l'impédance

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_1}} \ln \eta_1 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_2}} \ln \eta_2 ,$$

b) la capacité de charge

$$C = 2 \frac{\tau}{Z_0} = \frac{\tau_0}{Z_0} ,$$

c) les champs  $E_1$  et  $E_2$

$$E_1 = \frac{V_0}{r_3} \frac{\eta_1 \eta_2}{\ln \eta_1} , \quad E_2 = \frac{V_0}{r_3} \frac{\eta_2}{\ln \eta_2} ,$$

(27)

d) les distances d'isolation  $d_1$  et  $d_2$

$$d_1 = r_3 \frac{\eta_1 - 1}{\eta_1 \eta_2} , \quad d_2 = r_3 \frac{\eta_2 - 1}{\eta_2} ,$$

e) la contribution au temps de montée de l'impulsion des pertes dues à l'effet de peau :

$$\tau_p = 0,7 \frac{\epsilon_2 \rho \mu_r}{r_3^2} \ell_2^2 \left( \frac{1 + \eta_2}{\ln \eta_2} \right)^2 \text{ [nsec]}$$

avec  $\rho$ ,  $\mu_r$  résistivité et perméabilité relative des conducteurs.

Les considérations de tenue en tension en géométrie coaxiale développées dans l'appendice (C) montrent qu'une bonne solution consiste à utiliser un isolant solide moulé (araldite en particulier) afin d'éviter les problèmes de supports et de remplissage gazeux ou liquide. On aura donc  $\epsilon_1 = \epsilon_2$ , ce qui entraîne  $\eta_1 = \eta_2 = \eta$  et  $\ell_1 = \ell_2 = \ell$ .

Afin d'optimiser la construction de la ligne de Blumlein il faudrait alors simultanément, pour une longueur et un diamètre  $2r_3$  fixes et une tension  $V_0$  donnée, avoir (cf. fig. III.15) :

$$\begin{aligned}
 E_1 = E_{\max} &= \frac{V_0}{r_3} \frac{\eta^2}{\ln \eta} \text{ minimum, obtenu pour } \eta = \sqrt{e} = 1,649, \\
 d &= r_3 \frac{\eta - 1}{\eta^2} \text{ maximum obtenu pour } \eta = 2, \\
 \tau_p &= 0,7 \frac{\epsilon \rho \mu_r}{r_3^2} \ell^2 \left( \frac{1 + \eta}{\ln \eta} \right)^2 \text{ [nsec] minimum, obtenu pour } \eta = 3,59, \\
 C &= 111 \frac{\epsilon \ell}{\ln \eta} \text{ [pF] faible, donc } \eta \text{ grand.}
 \end{aligned}
 \tag{28}$$

#### Application numérique

$$\begin{aligned}
 \text{Soit : } V_0 &= 600 \text{ kV,} & E_{\max} & \text{(araldite) = 300 kV/cm,} \\
 \tau_0 &= 10 \text{ nsec,} & \epsilon &= 4.
 \end{aligned}$$

$\tau_m$  étant toujours très faible (inférieur à la psec)  $\eta$  sera déterminé par le champ  $E_1$ , la distance d'isolation  $d$  et éventuellement la valeur de  $C$ ; la figure III.15 donne :

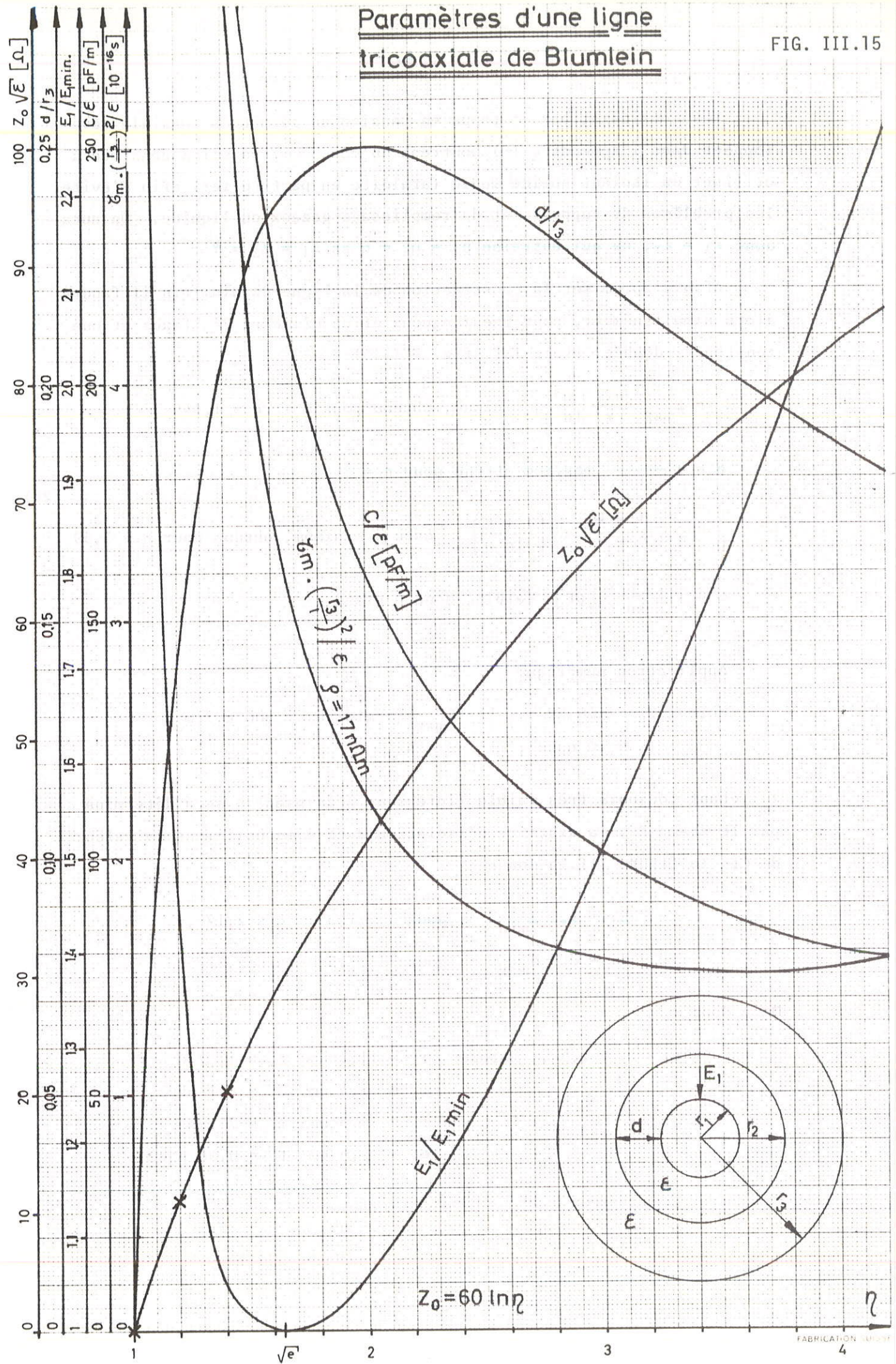
$$\begin{aligned}
 E_1 &= 1,1 E_{\min} & \text{pour} & & 1,33 < \eta < 2,12, \\
 d &= 0,9 d_{\max} & \text{pour} & & 1,5 < \eta < 2,92.
 \end{aligned}$$

On a donc :

$$\begin{aligned}
 \text{si } \eta = 1,5, & \text{ alors } r_3 = 11,1 \text{ cm } Z_0 = 12,2 \Omega \\
 & r_2 = 7,4 \text{ cm } C = 821 \text{ pF} \\
 & r_1 = 4,9 \text{ cm } \ell = 75 \text{ cm} \\
 & d = 2,5 \text{ cm } \tau_m = 0,08 \text{ psec.}
 \end{aligned}$$

# Paramètres d'une ligne tricoaxiale de Blumlein

FIG. III.15



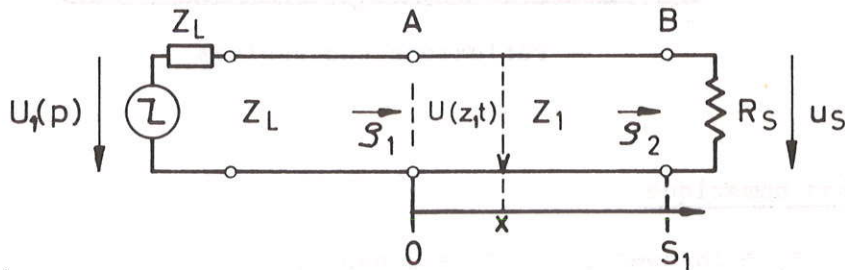
Si  $\eta = 2$  , alors  $r_3 = 11,5$  cm  $Z_0 = 20,8 \Omega$   
 $r_2 = 5,8$  cm  $C = 480$  pF  
 $r_1 = 2,9$  cm  $\ell = 75$  cm  
 $d = 2,9$  cm  $\tau_m = 0,04$  psec .

Si  $\eta = 2,5$  , alors  $r_3 = 13,6$  cm  $Z_0 = 27,5 \Omega$   
 $r_2 = 5,4$  cm  $C = 363$  pF  
 $r_1 = 2,2$  cm  $\ell = 75$  cm  
 $d = 3,2$  cm  $\tau_m = 0,02$  psec .

Le choix définitif sera fonction du générateur de charge (influence de C) et de la chambre à dards (valeur de  $Z_0$ ).

### 3.4 Impédance de charge de la ligne de Blumlein

La charge est constituée par la ligne d'impédance  $Z_L$  et la résistance d'adaptation de valeur  $Z_L$  (fig. III.14). L'impulsion sera idéale (sans réflexion) si  $Z_L = 2Z_0$  . Cette condition ne sera pas toujours réalisable. Il faut envisager une désadaptation possible de la ligne  $Z_L$ , de valeur  $Z_1$ , sur une longueur  $\tau_1$  due, par exemple, à la connexion ligne-chambre ou bien à la chambre elle-même. Dans certains cas on pourra considérer cette désadaptation comme étant capacitive ( $Z_1 < Z_L$ ) ou inductive ( $Z_1 > Z_L$ ) si la longueur du défaut  $\tau_1$  répond à certaines conditions vis-à-vis de l'impulsion  $\tau_0$  délivrée par la ligne Blumlein. Nous avons la situation suivante :



$$\tau_1 = 3,33 \sqrt{\epsilon} s_1$$

soit les coefficients de réflexion :

$$\rho_1 = \frac{Z_1 - Z_L}{Z_1 + Z_L}, \quad \rho_s = \frac{R_s - Z_1}{R_s + Z_1}$$

si  $\rho_1 < 0$ ,  $Z_1$  est capacitif; si  $\rho_1 > 0$ ,  $Z_1$  est inductif.

Une analyse du circuit à l'aide de la transformée de Laplace donne :

$$U(x,p) = \frac{U_1 p}{2} (1 + \rho_1) [\rho_s + e^{2\gamma(s_1-x)}] \times \\ e^{-2\gamma(s_1+x)} [1 - (\rho_1 \rho_s) e^{-2\gamma s_1} + (\rho_1 \rho_s) e^{2-4\gamma s_1} - \dots] \quad (29)$$

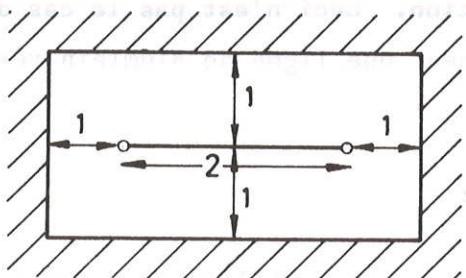
On constate alors que,  $U_1(p)$  étant donné, on obtiendra dans le défaut  $Z_1$  une succession de réflexions d'amplitude variable fonction de  $\rho_s$  et  $\rho_1$  arrivant à des temps fonction de  $x$  et de  $s_1$ . Prenons comme cas particulier l'impulsion délivrée par la ligne de Blumlein :  $U_1(p) = (U_0/p)(1 - e^{-p\tau_0})$ , et calculons la tension au milieu de la chambre  $Z_1$  de longueur  $\tau_1$  :

$$U\left(\frac{s_1}{2}\right), p = \frac{U_0}{2p} (1 + \rho_1) \left\{ \underbrace{e^{-p(\tau_1/2)} + \rho_s e^{-3p(\tau_1/2)}}_{\text{front positif}} \right. \\ \left. \underbrace{- e^{-p[\tau_0 + (\tau_1/2)]} - \rho_s e^{-p[\tau_0 + 3(\tau_1/2)]}}_{\text{front négatif}} \right\} \quad (30) \\ \times \underbrace{[1 - (\rho_1 \rho_s) e^{-2p\tau_1} + (\rho_1 \rho_s)^2 e^{-4p\tau_1} + \dots]}_{\text{réflexions successives}}$$

#### Application numérique

$$\tau_0 = 10 \text{ nsec}, \quad \tau_1 = 2 \text{ nsec}, \\ Z_L = 40 \Omega, \quad Z_1 = 60 \Omega, \quad R_s = Z_L.$$

Remarque :  $Z_1 = 60 \Omega$  correspond à peu près à l'impédance d'une chambre ayant les rapports suivants :



on a :

$$\rho_1 = 0,2 ,$$

$$\rho_s = -0,2 .$$

Les temps sont, en nsec :

$$\frac{U\left(\frac{s_1}{2}, t\right)}{U_0} = 1,2[\gamma(t-1) - 0,2\gamma(t-3) + 0,04\gamma(t-5) - 0,08\gamma(t-7) + \dots - \gamma(t-11) + 0,2\gamma(t-13) - 0,04\gamma(t-15) + 0,08\gamma(t-17) + \dots] .$$

On constate donc que lorsque  $\tau_1 \ll \tau_0$  tout se passe comme si le temps de montée était détruit ( $Z_1 < Z_L$ ) ou que l'on créait des oscillations ( $Z_1 > Z_L$ ). La constante de temps de cet effet sera donnée par :

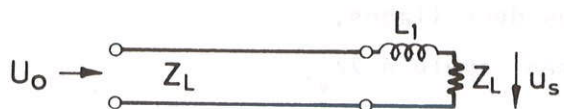
$$\tau_m = - \frac{\tau_1}{\ln|\rho_1|} \quad (31)$$

lorsque  $\rho_1 = -\rho_s$  .

On obtiendrait le même effet moyen si l'on remplaçait le morceau de ligne de longueur  $S_1$  par une capacité équivalente concentrée de valeur  $C_1 = \tau_1/Z_1$  lorsque  $Z_1 \ll Z_L$  ou par une self-inductance de valeur  $L_1 = Z_1\tau_1$  lorsque  $Z_1 \gg Z_L$ . En effet,  $\tau_m = -\tau_1/(\ln|\rho_1|)$  tend vers  $\tau_c = (Z_L C_1)/2$  lorsque  $\tau_1 \rightarrow 0$ , avec  $C_1 = \tau_1/Z_1$  fixe, et vers  $\tau_L = L_1/2Z_L$  lorsque  $\tau_1 \rightarrow 0$ , avec  $L_1 = \tau_1 Z_1$ , fixe;  $\tau_c, \tau_L$  sont respectivement les constantes de temps associées aux deux cas suivants :



$$u_s(t) = U_0 (1 - e^{-t/\tau_c})$$

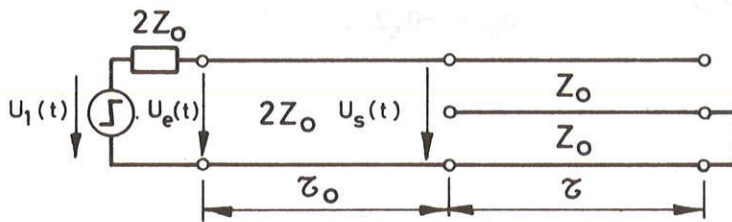


$$u_s(t) = U_0 (1 - e^{-t/\tau_L})$$

(32)

Tout ceci n'est valable évidemment que si la source qui fournit l'impulsion d'amplitude  $U_0$  est adaptée sur  $Z_L$  afin d'aborder toutes les réflexions provenant des défauts d'adaptation. Ceci n'est pas le cas d'une ligne de Blumlein. Il faut donc voir comment une ligne de Blumlein réagit vis-à-vis d'une impulsion.

Réflexion sur une ligne de Blumlein :



Utilisant les mêmes méthodes que précédemment, on trouve :

$$U_e(p) = \frac{U_1(p)}{2} [1 + e^{-2p(\tau_0 + 2\tau)}]$$

(33)

si  $U_1(p) = \frac{U_0}{p} (1 - e^{-p\tau_1})$ , impulsion de largeur  $\tau_1$ , alors

$$U_e(t) = \frac{U_0}{2} [\gamma(t) - \gamma(t - \tau_1) + \gamma(t - 2\tau_0 - 4\tau) - \gamma(t - \tau_1 - 2\tau_0 - 4\tau) \dots]$$

(34)

L'effet de la ligne de Blumlein sur l'impulsion  $\tau_1$  est donc un simple retard de durée  $4\tau$ . On peut donc considérer qu'une ligne de Blumlein de longueur  $\tau$  et d'impédance  $Z_0$  se comporte vis-à-vis d'une impulsion comme une ligne ouverte de longueur  $4\tau$  et d'impédance  $2Z_0$ .

3.5 Effets parasites modifiant l'impulsion délivrée par une ligne de Blumlein

Une ligne de Blumlein tricoaxiale ne peut être parfaite. Il est donc nécessaire d'étudier l'effet des imperfections sur la forme de l'impulsion, et particulièrement sur son temps de montée, celui-ci étant déterminant pour obtenir l'apparition des dards, comme on l'a souligné dans le chapitre II. Citons tout d'abord les imperfections possibles :

- différence dans la longueur des deux lignes,
- différence dans l'impédance des deux lignes,
- l'adaptation n'est pas exactement égale à  $2Z_0$ ,
- le court circuit n'est pas parfait (self et résistance de l'arc),



- défaut d'adaptation dû aux connexions coniques,
- génération de modes supérieurs,
- effet des supports,
- différence dans la tension de charge, effet de la préimpulsion.

L'effet de peau reste totalement négligeable (psec) dès que les conducteurs atteignent des dimensions de plusieurs centimètres pour des longueurs de quelques mètres, même si les matériaux utilisés possèdent de fortes valeurs de  $\rho$  et  $\mu$ .

### 3.5.1 Différence de longueur des deux lignes

Soit  $l_1$  et  $l_2$  les longueurs respectives de la ligne court circuitée et de la ligne ouverte. Soit  $\tau_1$  et  $\tau_2$  les temps de propagation correspondants. On résout alors les équations (22) et (23) dans lesquelles  $\gamma l$  devient  $\gamma l_1 = p\tau_1$  et  $\gamma l_2 = p\tau_2$  en tenant compte des conditions (24). On trouve :

$$U(p) = -2 \frac{U_0}{p} e^{-p\tau_1} \cdot \frac{1 - e^{-2p\tau_2}}{2 - e^{-2p\tau_2} + e^{-2p\tau_1}} \quad (35)$$

Si l'on pose  $\eta_1 = e^{-2p\tau_1}$ , et  $\eta_2 = e^{-2p\tau_2}$ , on obtient :

$$U(p) = \frac{U_0}{p} \sqrt{\eta_1} \left[ -1 + \frac{1}{2} (\eta_1 + \eta_2) + \frac{1}{4} (\eta_2^2 - \eta_1^2) + \frac{1}{8} (\eta_2^2 - \eta_1^2)(\eta_2 - \eta_1) \right. \\ \left. + \frac{1}{16} (\eta_2^2 - \eta_1^2)(\eta_2 - \eta_1)^2 + \dots + \right. \\ \left. + \frac{1}{2^n} (\eta_2^2 - \eta_1^2)(\eta_2 - \eta_1)^{n-2} + \dots \right] \quad (36)$$

Soit  $t' = t - \tau_1$  :

$$u(t') = U_0 \left[ -\gamma(t') + \frac{1}{2} \{ \gamma(t' - 2\tau_2) + \gamma(t' - 2\tau_1) \} + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \{ \gamma(t' - 4\tau_2) - (t' - 4\tau_1) \} + \right. \\ \left. + \dots \dots \dots \right] \quad (37)$$

Exemple numérique : On a construit une ligne de Blumlein ( $Z_0 = 60 \Omega$ ) de :  $\tau_2 = 9,15 \text{ nsec}$ ,  $\tau_1 = 11 \text{ nsec}$ ,  $\Delta\tau = \tau_1 - \tau_2 = 1,85 \text{ nsec}$ , d'où la réponse attendue (Fig. III.16). On constate que le front de montée n'est pas touché mais qu'il apparaît une distorsion dans le front de descente, de durée  $2\Delta\tau$  et d'amplitude  $U_0/2$ , et surtout une réflexion importante, d'amplitude  $U_0/4$ , de polarité inverse, et de durée  $4\Delta\tau$  retardée de  $4\tau_2$ . Si  $\tau_2 > \tau_1$ , les différentes réflexions sont simplement inversées en polarité.

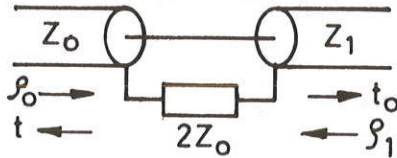
### 3.5.2 Différence d'impédance des deux lignes

Soit  $Z_0$  l'impédance de la ligne court circuitée et  $Z_1$  celle de la ligne ouverte. Soit  $2Z_0$  l'impédance de la charge de la ligne de Blumlein. La résolution des équations (22), (23), (24) avec ces nouvelles conditions donne :

$$U(p) = -\frac{2U_0}{p} \sqrt{\eta} \frac{2\lambda(1-\eta)}{1+3\lambda+\eta(1-\lambda)(2+\eta)} \quad , \quad (38)$$

avec  $\eta = e^{-2p\tau}$  et  $\lambda = Z_0/Z_1$  .

Soit :  $\rho_0 = \frac{1+\lambda}{1+3\lambda}$  ,  $t_0 = 1 - \rho_0$  ,



$$\rho_1 = \frac{3\lambda - 1}{3\lambda + 1} \quad , \quad t_1 = 1 - \rho_1 \quad , \quad \delta = \frac{t_1 - t_0}{2} \quad .$$

$\rho_0$ ,  $t_0$  et  $\rho_1$ ,  $t_1$  sont donc respectivement les coefficients de réflexion et de transmission de  $Z_0$  vers  $Z_1$  et de  $Z_1$  vers  $Z_0$ . Alors :

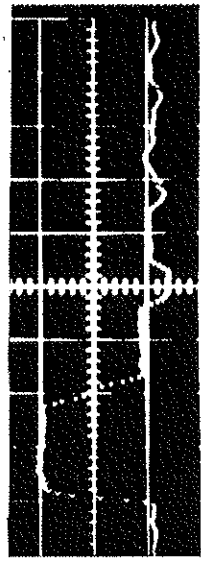
$$U(p) = -\frac{2U_0}{p} t_0 \sqrt{\eta} (1-\eta) \left[ 1 - \delta\eta(2+\eta) + \delta^2\eta^2(2+\eta)^2 - \delta^3\eta^3(2+\eta)^3 + \delta^4\eta^4(2+\eta)^4 - \delta^5\eta^5(2+\eta)^5 + \dots \right. \\ \left. + (-1)^n \eta^n (2+\eta)^n + \dots \right] \quad , \quad (39)$$

# Effet de la différence de longueur des deux lignes du système tricoaxial

$U [V]$   
 $t' = t - \delta_1 = t - 11 / ns$

10 ns/□

Oscilloscope "Sampling"  
 Tektronix 1S1



Ligne court-circuitée  $\delta_1 = 11 ns$   
 Ligne ouverte  $\delta_2 = 9.5 ns$

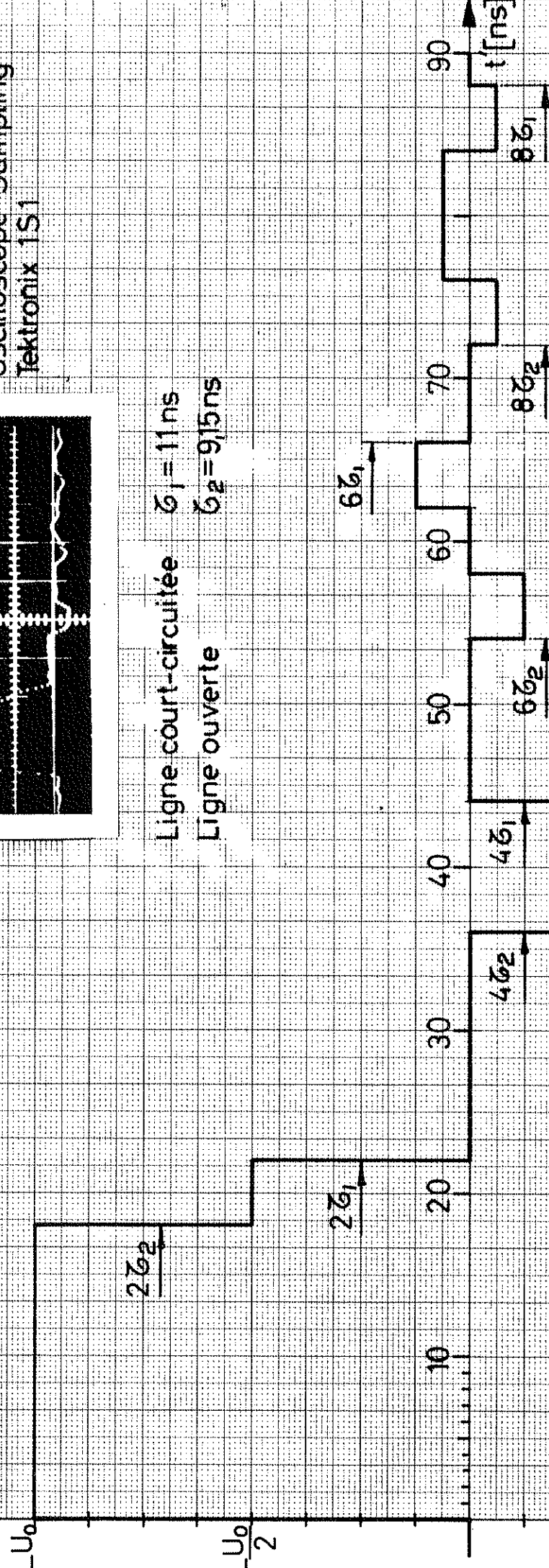


FIG. III.16

dont la transformée est, avec  $t' = t - \tau$ ,

$$U(t') = -2U_0 t_0 \left[ \gamma(t') - (1 + 2\delta) \gamma(t' - 2\tau) + \delta(1 + 4\delta) \gamma(t' - 4\tau) + \delta(1 - 8\delta^2) \gamma(t' - 6\tau) - \delta^2(3 + 4\delta - 16\delta^2) \gamma(t' - 8\tau) + \dots \right]. \quad (40)$$

### Exemple numérique

La figure III.17 donne la réponse attendue pour  $Z_1 = Z_0/2$  et  $Z_2 = 2Z_0$ . Pour  $\lambda$  voisin de 1 on peut trouver une formule approchée simple. Soit  $\lambda = 1 + \varepsilon$ , alors

$$t_0 \cong \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\varepsilon}{4} \right), \quad \delta \cong -\frac{\varepsilon}{4},$$

et on a

$$u(t) = -U_0 \left[ \left( 1 + \frac{\varepsilon}{4} \right) \gamma(t') - \left( 1 - \frac{\varepsilon}{4} \right) \gamma(t' - 2\tau) - \frac{\varepsilon}{4} \gamma(t' - 4\tau) - \frac{\varepsilon}{4} \gamma(t' - 6\tau) \right] \quad (41)$$

en négligeant les termes en  $\varepsilon^2$ .

Si les erreurs sur les impédances sont dues à des erreurs sur les rayons de la ligne tricoaxiale, on peut montrer facilement que si l'on a

$$\Delta = \text{erreur relative sur les rayons} = \frac{\Delta r_1}{r_1} = \frac{\Delta r_2}{r_2} = \frac{\Delta r_3}{r_3},$$

alors

$$\lambda = 1 + \varepsilon = 1 + \frac{4\Delta}{\ln \eta_0},$$

Effet de la différence entre les impédances  
 $Z_0$  et  $Z_1$  dans la ligne de Blumlein

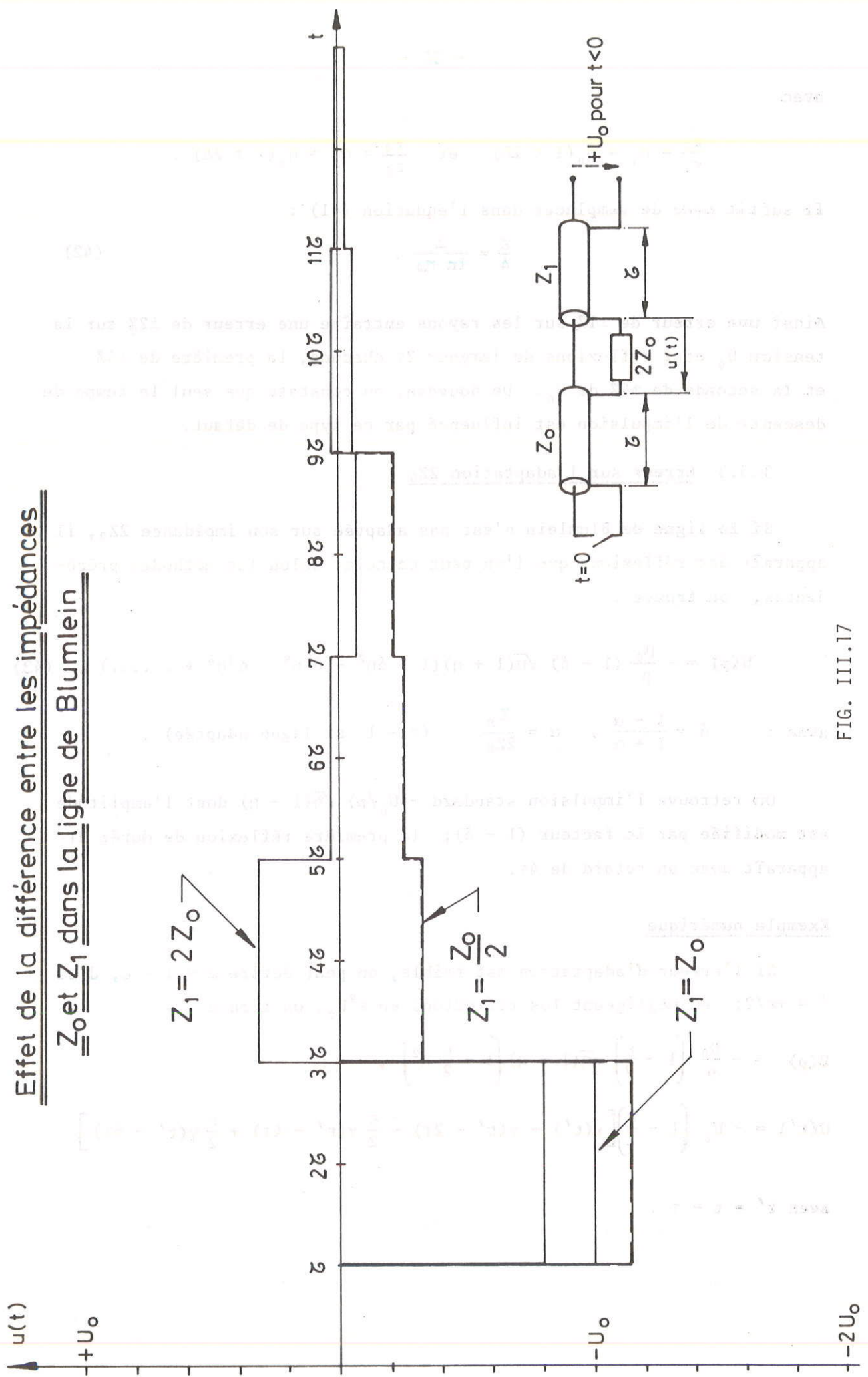


FIG. III.17

avec

$$\frac{r_2}{r_1} = \eta_1 = \eta_0 (1 \pm 2\Delta) \quad \text{et} \quad \frac{r_3}{r_2} = \eta_2 = \eta_0 (1 \pm 2\Delta) .$$

Il suffit donc de remplacer dans l'équation (41) :

$$\frac{\varepsilon}{4} = \frac{\Delta}{\ln \eta_0} . \quad (42)$$

Ainsi une erreur de  $\pm 1\%$  sur les rayons entraîne une erreur de  $\pm 2\%$  sur la tension  $U_0$  et 2 réflexions de largeur  $2\tau$  chacune, la première de  $\pm 4\%$  et la seconde de  $\pm 2\%$  de  $U_0$ . De nouveau, on constate que seul le temps de descente de l'impulsion est influencé par ce type de défaut.

### 3.5.3 Erreur sur l'adaptation $2Z_0$

Si la ligne de Blumlein n'est pas adaptée sur son impédance  $2Z_0$ , il apparaît des réflexions que l'on peut calculer selon les méthodes précédentes; on trouve :

$$U(p) = - \frac{U_0}{p} (1 - \delta) \sqrt{\eta} (1 + \eta) (1 - \delta\eta^2 + \delta^2\eta^4 - \delta^3\eta^6 + \dots) , \quad (43)$$

avec :  $\delta = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} , \quad \alpha = \frac{Z_s}{2Z_0} \quad (\alpha = 1 \text{ si ligne adaptée}) .$

On retrouve l'impulsion standard  $-(U_0/p) \sqrt{\eta}(1 - \eta)$  dont l'amplitude est modifiée par le facteur  $(1 - \delta)$ ; la première réflexion de durée  $2\tau$  apparaît avec un retard de  $4\tau$ .

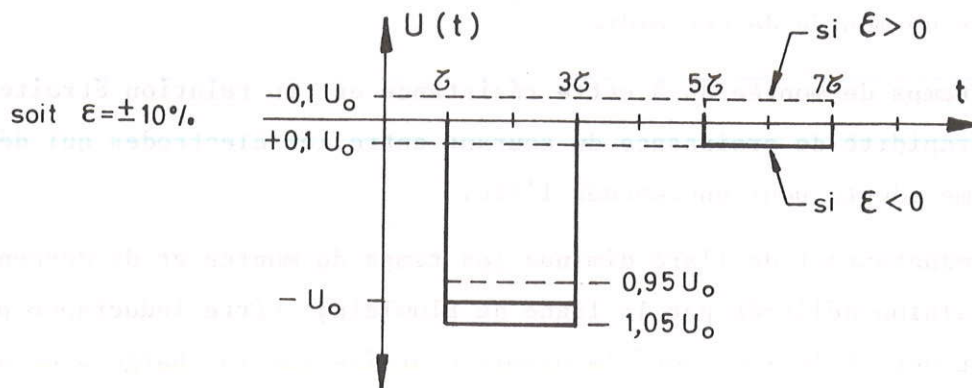
### Exemple numérique

Si l'erreur d'adaptation est faible, on peut écrire  $\alpha = 1 - \varepsilon$ , d'où  $\delta = +\varepsilon/2$ ; en négligeant les réflexions en  $\varepsilon^2 U_0$ , on trouve :

$$U(p) = - \frac{U_0}{p} \left(1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \sqrt{\eta} (1 - \eta) \left(1 - \frac{\varepsilon}{2} \eta^2\right) ,$$

$$U(t') = - U_0 \left(1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \left[ \gamma(t') - \gamma(t' - 2\tau) - \frac{\varepsilon}{2} \gamma(t' - 4\tau) + \frac{\varepsilon}{2} \gamma(t' - 6\tau) \right]$$

avec  $t' = t - \tau$  .



On constate que le défaut d'adaptation est peu gênant, et qu'il ne modifie ni le temps de montée ni le temps de descente, et peu l'amplitude.

#### 3.5.4 Effet de l'éclateur principal

L'éclateur, principal élément de la ligne de Blumlein, peut être représenté par un court circuit parfait, en série avec une inductance de valeur constante et une résistance fonction du temps. On a mesuré expérimentalement l'influence de cette résistance variable sur le temps de montée d'un éclateur. La formule<sup>27)</sup> :

$$\tau_r = \frac{88}{Z_0^{1/3} E^{4/3}} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/2} \text{ [nsec] ,} \quad (44)$$

avec  $Z_0$  impédance de la ligne en ohms,

$E$  champ électrique entre les électrodes de l'éclateur en MV/m,

$\rho$  densité du gaz,

$\rho_0$  densité de l'air aux conditions normales,

donne un bon résultat (accord à 10% environ).

#### Exemple numérique

Eclateur  $\text{CO}_2$  à 10 atm,

$E = 100 \text{ kV/cm}$ ,

$Z = 15 \Omega$ ,

on trouve  $\tau_\gamma = 10 \text{ nsec}$ .

L'éclateur CO<sub>2</sub> construit dans le groupe et travaillant à 450 kV donne des temps de montée de cet ordre.

Le temps de montée dû à cette résistance est en relation étroite avec la rapidité de croissance du courant entre les électrodes qui dépend du système adopté pour enclencher l'arc.

L'inductance  $\ell$  de l'arc diminue les temps de montée et de descente de l'impulsion délivrée par la ligne de Blumlein; cette inductance provoque également des réflexions dont la première arrive sur la charge avec un retard de  $4\tau$  par rapport à l'impulsion de base. Le calcul donne :

1) Montée

$$U(t) = -U_0 \left[ \gamma(t) - e^{-\alpha t} \right], \quad \alpha = \frac{Z_0}{\ell},$$

pour  $\tau < t < 3\tau$ .

2) Descente

$$U(t) = +U_0 \left[ \gamma(t) - (1 + \alpha t) e^{-\alpha t} \right]$$

pour  $3\tau < t < 5\tau$ .

Donc les temps de montée et de descente dus à l'effet de l'inductance seront :

$$\tau_m = 2,2 \frac{\ell}{Z_0}, \quad \tau_d = 3,35 \frac{\ell}{Z_0},$$

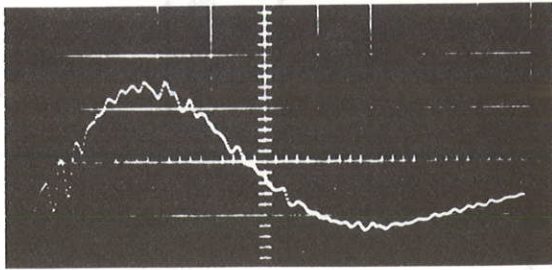
$$\tau_d = 1,5\tau_m.$$

Ainsi plus  $Z_0$  est élevé et moins l'influence de la self de l'arc se fera sentir.

Essais d'une ligne de Blumlein tricoaxiale de  $\tau = 11$  nsec,  $Z_0 = 60 \Omega$ , dont l'impulsion de base est donnée fig. III.16 (compte tenu d'une légère différence de longueur). On obtient avec  $\ell = 25 \times 10^{-8}$  H :

$$\tau_m = 5 \text{ nsec} \quad \text{et} \quad \tau_d = 14 \text{ nsec}.$$





10 ns/□

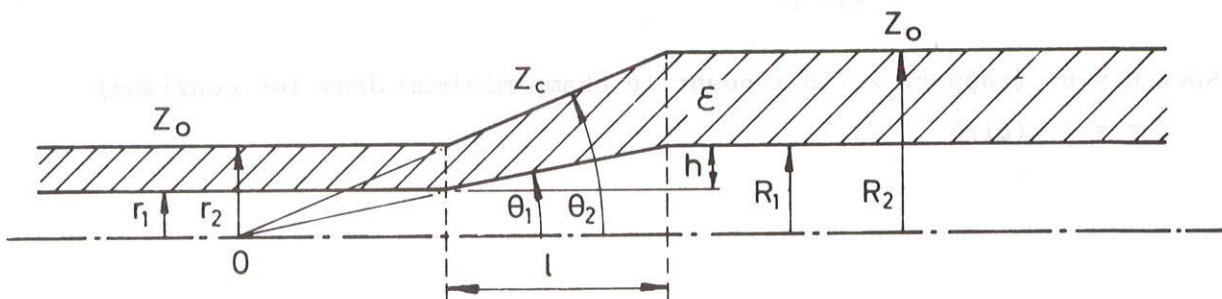
Tektronix 585  
Sampling 1S1

On constate donc qu'une self inductance de quelques centaines de nH suffit à détruire complètement une impulsion Blumlein de 22 nsec; un arc de 2,5 cm de long, de 0,01 cm de diamètre ( $\text{CO}_2$ , 10 atm, 100 kV/cm), dans un conducteur coaxial de 10 cm de diamètre, représente une self d'environ 35 à 40 nH et donne une valeur de  $\tau_m$  de 1 à 2 nsec sur une impédance de  $60 \Omega$ . On a donc évidemment avantage à travailler avec un éclateur à champ élevé sur une impédance élevée.

### 3.5.5 Défaut d'adaptation au niveau des connexions coniques

La rigidité intrinsèque des isolants étant toujours très supérieure à la résistance au contournement superficiel, on est souvent conduit à changer le diamètre des conducteurs tout en conservant l'impédance  $Z_0$ , tant du côté chambre que du côté éclateur. Cependant, toute modification des dimensions radiales d'un conducteur coaxial entraîne une réflexion, l'impédance étant modifiée même si le rapport des dimensions radiales reste constant. Ce défaut peut être compensé de multiples façons. Dans le cas des connexions coniques, on peut donner un critère simple de construction en fonction du temps de montée de l'impulsion à transmettre.

Soit la connexion conique :



On a

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{R_2}{R_1}, \quad Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \left[ \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_2}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\theta_1}{2}} \right]$$

Nous prenons

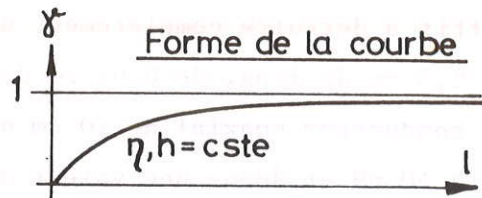
$$\gamma = \frac{Z_c}{Z_0}$$

et posons

$$\eta = \frac{r_2}{r_1} = \frac{R_2}{R_1}, \quad h = R_1 - r_1, \quad \frac{h}{\ell} = \lambda.$$

Alors

$$\gamma = \frac{\ln \left[ \frac{\sqrt{1 + (\lambda\eta)^2} - 1}{\eta(\sqrt{1 + \lambda^2} - 1)} \right]}{\ln \eta} \quad (45)$$



Ainsi, quel que soit  $\ell$ , on aura toujours  $Z_c < Z_0$ . Soit :  $\gamma = 1 - \epsilon$ , [où  $\epsilon =$  erreur d'adaptation conique ( $\epsilon > 0$ )]; pour  $\epsilon \ll 1$  on aura :  $|\rho| = \epsilon/2$  coefficient de réflexion. De l'équation (45) on peut alors calculer que, si l'on veut que  $|\rho|$  soit inférieur à une certaine valeur  $|\rho_1|$ , il faut que :

$$\ell > \frac{h}{2} \left\{ \frac{\eta^2 - 1}{2 |\rho_1| \ln \eta} \right\}^{1/2}. \quad (46)$$

D'autre part, on a vu [équ. (31)], qu'un défaut de longueur  $\tau_1$  et de valeur  $|\rho_1|$ , sur une ligne d'impédance  $Z_0$ , entraînait une destruction du temps de montée d'une constante de temps  $\tau_m = \tau_1 / (\ln |\rho_1|)$ ; d'où une deuxième condition pour  $\ell$  ( $\tau_r = 2,2\tau_m$  temps de montée) :

$$\ell < - \frac{\tau_r c}{2,2 \sqrt{\epsilon}} \ln |\rho_1|, \quad c = 3 \times 10^8 \text{ m/sec}. \quad (47)$$

Soit  $\eta = e$  (rapport 2,718 rendant le champ minimum dans les coaxiaux)  
 $\epsilon = 1$  (air)

$$\ell > 0,9 \frac{h}{\sqrt{|\rho_1|}} \quad \text{et} \quad \ell \text{ [m]} < -0,13\tau_r \text{ [nsec]} \ln |\rho_1| . \quad (48)$$

### Application numérique et essais

On prend  $h = 10 \text{ cm}$ ,  $\ell = 30 \text{ cm}$ , d'où  $|\rho_1| = 0,09$  et  $\tau_r = 0,9 \text{ nsec}$ . Des essais effectués sur une ligne coaxiale de  $30 \Omega$  avec un cône d'entrée ayant ces caractéristiques donne un temps de montée de  $1 \text{ nsec}$ .

Les deux conditions (46) et (47) définissent une valeur limite inférieure de  $\ell$ , dès que  $h$  est connu et que l'on se fixe une valeur pour  $\tau_r$  (par exemple, on prendra  $\tau_r$  égal à 10% du temps de montée que l'on veut transmettre à travers la connexion conique).

### 3.5.6 Génération de modes supérieurs

Bien que dans un guide coaxial le mode fondamental TEM n'ait pas de fréquence de coupure, des modes supérieurs TE et TM peuvent exister dès qu'une certaine fréquence limite est atteinte. Le premier mode qui apparaît est le mode  $TE_{11}$ . Les fréquences limites de ces modes sont d'autant plus faibles que le diamètre des conducteurs est grand. La fréquence maximum que l'on peut transmettre sans perdre d'énergie dans les modes supérieurs est donnée approximativement par la formule suivante :

$$v_{\max} = \frac{c\eta}{\pi R(1 + \eta)} , \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{R}{\tau} .$$

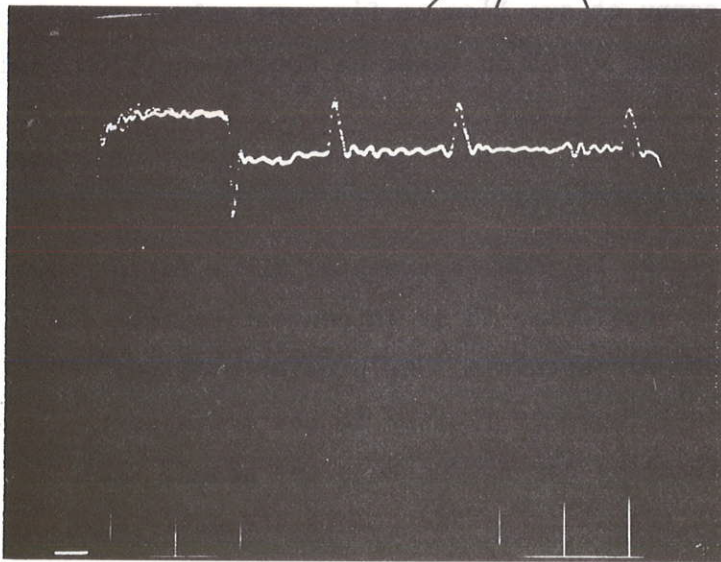
Cet effet devient important dès qu'on veut transmettre des impulsions rectangulaires dans un guide de grande dimension, comme cela est le cas pour les très hautes tensions; le spectre  $\phi(\omega) = (2\tau/\pi)(\sin \omega\tau/\omega\tau)$  est alors coupé au-dessus de  $v_m$ , ce qui a pour conséquence la destruction du front de montée. (Si  $R = 40 \text{ cm}$ ,  $\eta = 2$ ,  $TE_{11}$  apparaît pour  $v = 160 \text{ MH.}$ )

### 3.5.7 Effet des supports

Si le diélectrique utilisé est liquide (huile) ou gazeux ( $SF_6$  sous pression) il est nécessaire de prévoir des supports pour maintenir les

trois conducteurs coaxiaux en place. Une étude de tenue en tension jusqu'à 600 kV a été effectuée (voir appendice C), et la solution la plus judicieuse dans ce cas est celle offerte par un anneau d'araldite avec ou sans jupes. L'insertion d'un tel anneau dans une ligne de Blumlein entraîne l'apparition de défauts sur le plateau de l'impulsion, ainsi que le montre la photographie ci-dessous.

### Effet des supports



Supports: ( 3 pièces)  
Anneau araldite  $\epsilon = 4$   
épaisseur 16 mm

Blumlein:  
 $\phi = 64$  cm  
longueur = 3,9 m  
isolant = air  
 $Z_0 = 30 \Omega$

5 ns/□ Tektronix 585  
Sampling 1S1

L'effet est important malgré la faible épaisseur de l'anneau, car le défaut au point de vue de l'impédance est important ( $\rho = 1/3$ ). L'amplitude et la durée de la perturbation correspondent bien aux calculs développés précédemment. Ces défauts peuvent être compensés en modifiant les diamètres des conducteurs au niveau des supports afin de maintenir l'impédance constante. Cependant, si le temps de montée de l'impulsion est beaucoup plus grand que  $\tau_r = -2,2 \left[ \tau_1 / (\ln |\rho|) \right]$  (dans le cas ci-dessus  $\tau_r = 0,25$  nsec), on pourra négliger cet effet.

#### 4. GENERATEUR DE MARX A TRES HAUTE TENSION $\geq 2$ MV

Cette section étudie la production, au moyen d'un générateur de Marx, d'impulsions à très haute tension dont le groupe EMSA prévoit l'emploi : par exemple, comme on l'a vu dans la section 3, dans le cas de chambres à streamer à forte densité d'hydrogène gazeux mais à distance inter-électrodes plus importante, disons 10-20 cm.

Un tel générateur ( $\sim 2$  MV) prend une envergure telle qu'il vaut la peine de rappeler, de façon générale, les principaux choix possibles et leurs conséquences, rencontrés lors d'une optimisation de l'appareil.

Comme on l'a dit au paragraphe 1.1 de ce chapitre, ce générateur alimentera un "étage de mise en forme", et nous mentionnerons alors certains problèmes soulevés lorsque celui-ci sera une ligne de Blumlein suivie d'une chambre à dards.

Nous décrirons enfin le projet de générateur 2 MV développé par le groupe, ainsi que les essais en cours.

##### 4.1 Conception de l'appareil

###### 4.1.1 Principe

On charge en parallèle  $n$  condensateurs, de capacité  $C_e$ , à la tension  $U_e$ . Leur mise en série quasi simultanée, au moyen d'un système d'éclateurs décrit plus loin, fournit, aux bornes d'une capacité équivalente  $C_0 = C_e/n$  une tension  $U_0 = n U_e$ . Un générateur de Marx peut se représenter par le schéma de la figure III.18, où :

$C_0$  : mise en série des  $n$  condensateurs  $C_e$  ;

$L_0$  : somme de toutes les inductances séries de l'appareil (condensateurs, connexions, éclateurs) ;

$R_0$  : résistance de ces éléments ;

$I$  : dernier éclateur isolant la charge  $Z$ .

On notera par  $W_0$  l'énergie emmagasiné :

$$W_0 = \frac{1}{2} C_0 U_0^2 = \frac{n}{2} C_e U_e^2 .$$

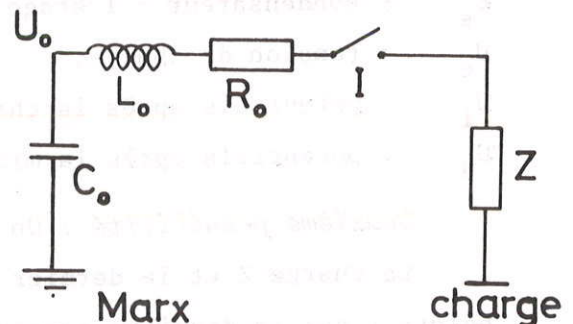


FIG. III.18

Pratiquement, on rencontre deux conceptions de construction :

- l'une, non blindée, dans l'air, qui conduit à des ensembles de grandes dimensions. 4 MV → 12 mètres de haut;
- l'autre, blindée, ce qui est indispensable dans notre cas, car une telle source RF serait inacceptable au voisinage d'autres appareillages électroniques. De plus, l'enceinte de blindage, remplie d'huile ou de SF<sub>6</sub> comprimé, autorise une isolation électrique meilleure que l'air, allant jusqu'à 200 kV/cm au lieu de 30 kV/cm et fournit ainsi des ensembles de dimensions raisonnables (2 MV → 4 m).

#### 4.1.2 Alimentation du générateur

On peut effectuer la charge du Marx de deux façons différentes qui conduisent à une conception et des montages très différents.

##### i) Simple polarité

*Première possibilité* : Un éclateur en tête à la masse (fig. III.19).

La charge Z peut être reliée directement au dernier condensateur, dont l'armature de sortie se trouve à la masse. Le premier éclateur a un point à la masse, ce qui est un avantage pour son dispositif de déclenchement.

##### Marx à une polarité 5 étages

(Figure III.19 : Eclateur en tête; figure III.20 : condensateur en tête)

$R_1$  : résistance de protection du générateur de charge,

$R_L \bar{R}_L$  : résistance de charge,

$C_e$  : condensateur ≡ 1 étage,

$U_e$  : tension de charge,

$U_i$  : potentiels après la charge du Marx,

$U_d$  : potentiels après la mise en série des 5 étages.

*Deuxième possibilité* : Un condensateur en tête, à la masse (fig. III.20).

La charge Z et le dernier condensateur doivent être isolés par un éclateur car la dernière armature se trouve à  $U_e$ , en fin de charge.

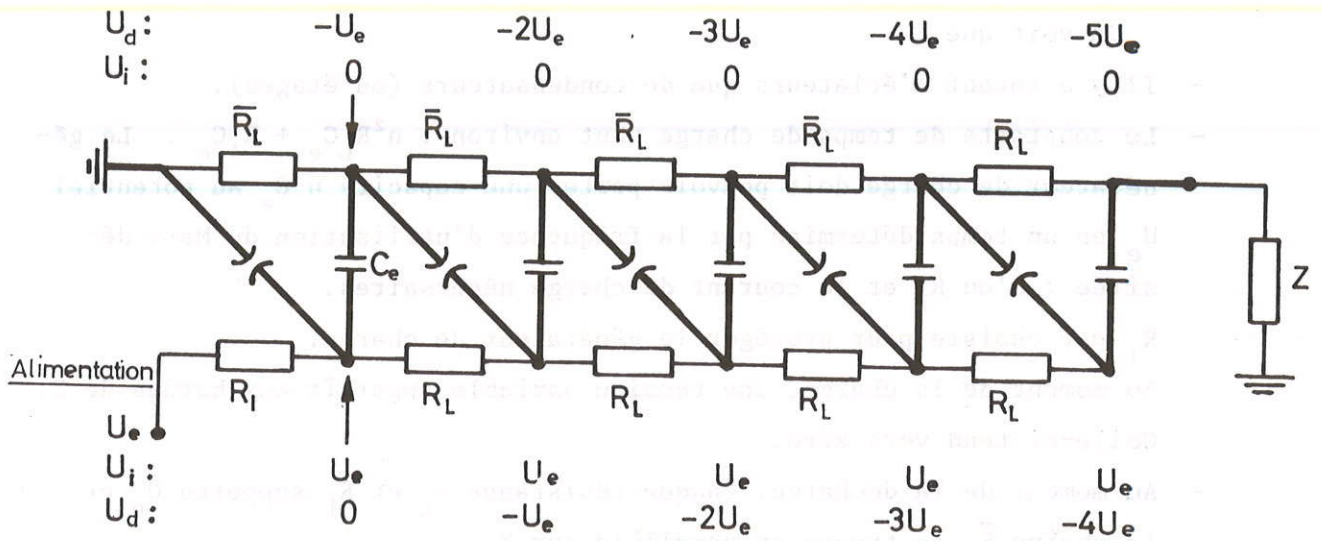


FIG. III.19

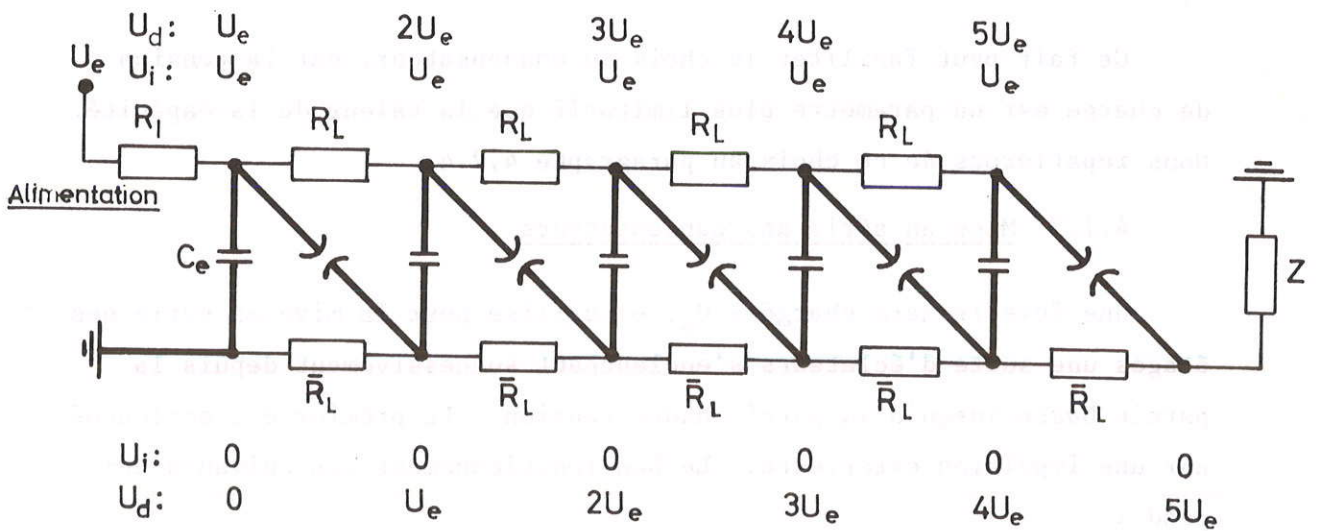


FIG. III.20

On voit que :

- Il y a autant d'éclateurs que de condensateurs (ou étages).
- La constante de temps de charge vaut environ :  $n^2 R_L C_e + R_1 C_e$ . Le générateur de charge doit pouvoir porter une capacité  $n C_e$  au potentiel  $U_e$  en un temps déterminé par la fréquence d'utilisation du Marx désirée : d'où  $R_L$  et le courant de charge nécessaires.  
 $R_1$  est choisie pour protéger le générateur de charge.
- Au moment de la charge, une tension variable apparaît aux bornes de Z. Celle-ci tend vers zéro.
- Au moment de la décharge, chaque résistance  $R_L$  et  $\bar{R}_L$  supporte  $U_e$  et la chaîne  $\bar{R}_L$  se trouve en parallèle sur Z.

#### ii) Double polarité

La figure III.21 indique le montage. En gardant les valeurs  $C_0$ ,  $U_0$  et le nombre d'éclateurs identiques à ceux d'une solution simple polarité, la solution "double polarité" double le nombre de condensateurs et leur capacité, divise par deux leur tension de charge, multiplie par 1,5 le nombre de résistances.

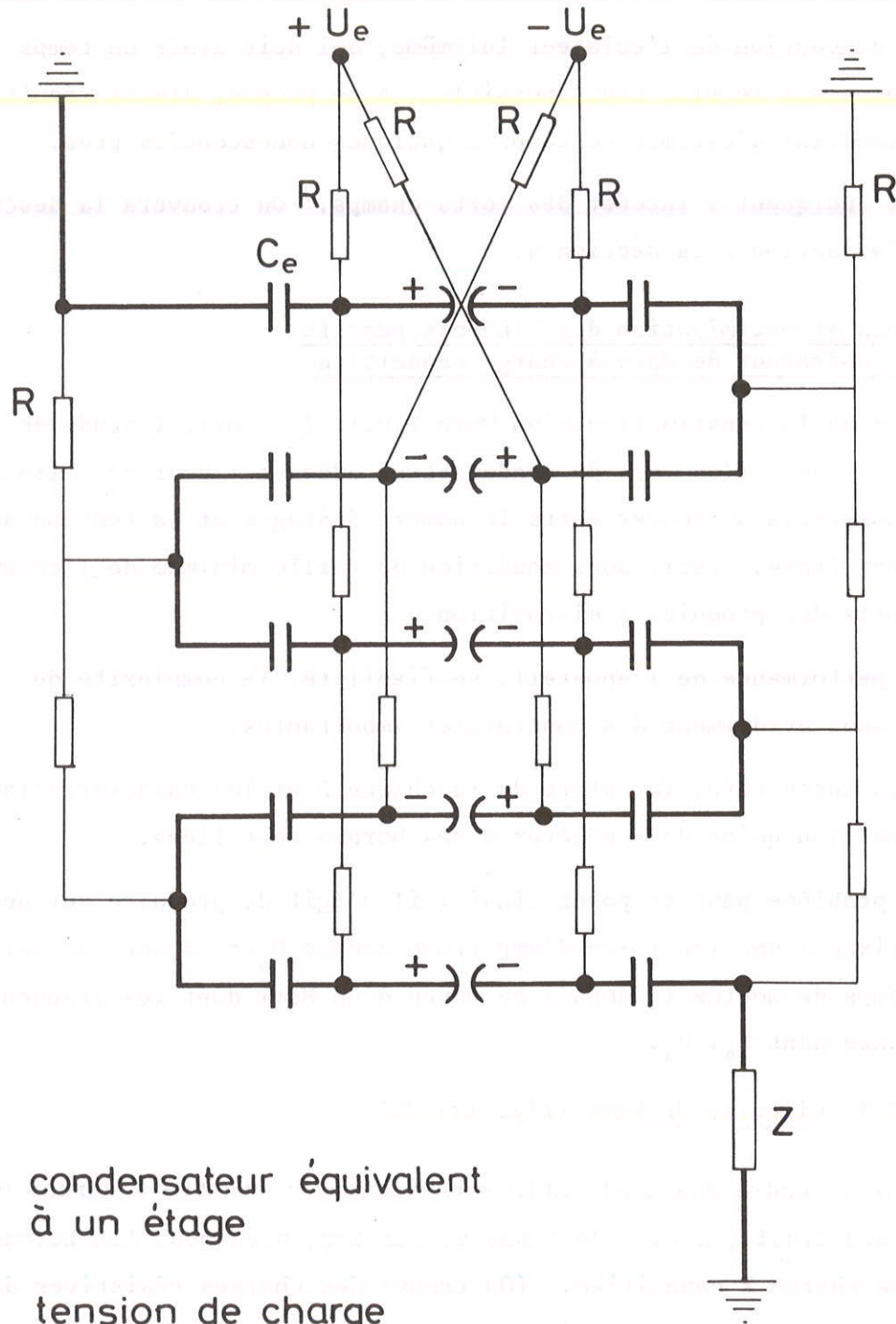
Ce fait peut faciliter le choix du condensateur, car la tension de charge est un paramètre plus limitatif que la valeur de la capacité. Nous reparlerons de ce choix au paragraphe 4.2.4.

#### 4.1.3 Mise en série des condensateurs

Une fois le Marx chargé à  $U_e$ , on utilise pour la mise en série des étages une suite d'éclateurs s'enclenchant successivement depuis la partie basse jusqu'à la partie haute tension. Le premier est enclenché par une impulsion extérieure. Le bon fonctionnement des suivants dépend :

- des surtensions apparaissant à leurs bornes qui sont liées aux capacités de couplage entre étages et vers la masse<sup>24</sup>);
- de la lumière UV : le premier éclateur peut être conçu comme une bonne source UV (voir section 4.3). La géométrie de l'ensemble sera prévue de façon à ce que les éclateurs soient en vue directe les uns des autres;





$C_e$  : condensateur équivalent  
à un étage

$U_e$  : tension de charge

$R$  : résistance de charge

FIG. III.21

- la conception de l'éclateur lui-même, qui doit avoir un temps d'amorçage le plus court possible. A ce propos, divers résultats<sup>27-30)</sup> permettent d'estimer ce temps à quelques nanosecondes près.

Ils indiquent l'intérêt des forts champs. On trouvera la description d'une réalisation à la section 4.3.

#### 4.2 Choix et optimisation des éléments passifs du générateur de Marx à charge capacitive

Lors de la construction d'un Marx T.H.T. (~ 2 MV), l'étude doit aboutir au choix d'un type de condensateur adéquat : pour ce faire, il y a un compromis à trouver entre le nombre d'étages et la tension de charge par étage; ceci, sous condition de taille minimum de l'ensemble et des prix des produits à disposition.

La performance de l'appareil, sa fiabilité, la complexité du montage sont évidemment des contraintes importantes.

D'un autre côté, la nature de la charge Z et les caractéristiques de l'impulsion qu'on doit générer à ses bornes sont liées.

Le problème peut se poser ainsi : il s'agit de produire sur une charge fixée Z une impulsion d'amplitude donnée  $U_s(t)$  ayant une largeur et un temps de montée  $\tau_r$  donnés au moyen d'un Marx dont les grandeurs de stockage sont  $W_0, U_0$ .

##### 4.2.1 Circuits de base (fig. III.22)

Dans le cadre des applications envisagées : chambre à dards, étude d'éclateurs T.H.T., essais de tenue en tension, nous nous limiterons au cas d'une charge Z capacitive. (On trouve des charges résistives dans la réalisation de "flash rayons X".) Lorsque I est fermé, on obtient aux bornes de C un régime de tension  $u(t)$

- oscillant si  $0 \leq R_0 < R_c = 2 \sqrt{\frac{L_0(C_0 + C)}{C_0 C}}$ ,
- critique si  $R_0 = R_c$ ,
- apériodique si  $R_0 > R_c$ .

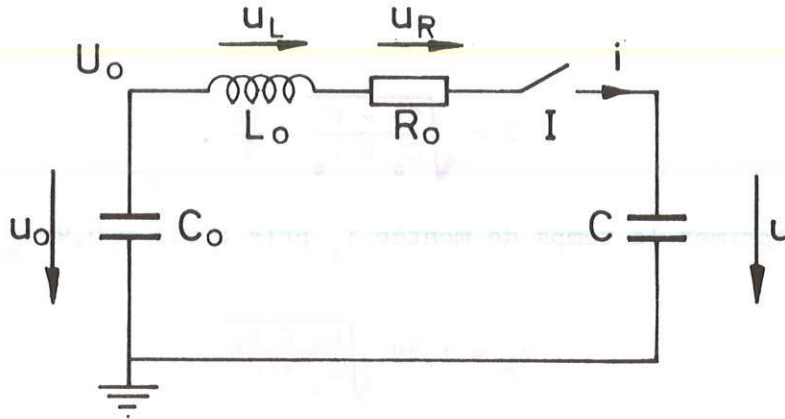


FIG. III.22

Si  $t$  augmente,  $u(t)$  tend vers le niveau  $(C_0 U_0)/(C_0 + C)$ , donne par la répartition capacitive des charges.

Si  $R_0$  augmente, le temps de montée augmente,  $L_0$ ,  $C_0$  et  $C$  étant fixés. On trouve

$$\begin{aligned}
 i &= \frac{U_0}{L_0 \omega} e^{-\lambda t} \sin \omega t, \\
 u_0 &= \frac{U_0 C_0}{C_0 + C} \left\{ 1 + \frac{C}{C_0} e^{-\lambda t} \left( \cos \omega t + \frac{\lambda}{\omega} \sin \omega t \right) \right\}, \\
 u_L &= U_0 e^{-\lambda t} \left( \cos \omega t - \frac{\lambda}{\omega} \sin \omega t \right), \\
 u_R &= R_0 i, \\
 u &= \frac{U_0 C_0}{C + C_0} \left\{ 1 - e^{-\lambda t} \left( \cos \omega t + \frac{\lambda}{\omega} \sin \omega t \right) \right\},
 \end{aligned} \tag{49}$$

avec  $\omega = 2\pi/T$ . On a les relations :

$$\omega^2 = \mu^2 - \lambda^2, \quad \mu^2 = \frac{C_0 + C}{C_0 C L_0}; \quad \lambda = \frac{R_0}{2L_0}. \tag{50}$$

Un cas simple, important en pratique, se présente pour  $R_0 = 0$ . On trouve

$$\begin{aligned}
 u_0 &= \frac{U_0 C_0}{C_0 + C} \left( 1 + \frac{C}{C_0} \cos \beta t \right), \\
 u &= \frac{U_0 C_0}{C_0 + C} (1 - \cos \beta t),
 \end{aligned} \tag{51}$$

où

$$\beta = \sqrt{\frac{C_0 + C}{C_0 C L_0}} = \frac{2\pi}{T} .$$

On peut exprimer le temps de montée  $\tau_r$  pris à 0,1 - 0,9  $u_{\max}$

$$\tau_r = 1,29 \sqrt{\frac{C_0 C L_0}{C_0 + C}} . \quad (52)$$

On appellera  $u_{\max}$  le premier maximum qu'atteint  $u(t)$  pour  $t = T/2$  :

$$u_{\max} = \frac{U_0 C_0}{C_0 + C} \left( 1 + e^{-(\lambda/\omega)\pi} \right) = \frac{U_0 C_0}{C_0 + C} \left[ 1 + e^{-(\pi q)/\sqrt{1-q^2}} \right] \quad (53)$$

$$0 < R_0 < R_c , \quad q = \frac{R_0}{R_c} .$$

Pour des valeurs identiques de  $L_0$ ,  $C_0$  et  $C$ ,  $u_{\max}$  est maximum pour  $R_0 = 0$  et vaut

$$u_{\max} = \frac{2U_0 C_0}{C_0 + C} . \quad (54)$$

La figure III.23 représente l'allure de  $u$  et  $u_0$  dans trois cas importants en pratique :  $C_0 < C$ ,  $C_0 = C$  et  $C_0 > C$ , avec  $R_0 = 0$  ou  $R_0 = R_c$  .

La figure III.24 représente toutes les grandeurs électriques pour  $R_0 < R_c$  .

La figure III.25 montre l'influence de  $R_0$  sur

$$\frac{u_{\max} (R_0 \neq 0)}{u_{\max} (R_0 = 0)} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \exp\left(-\frac{\pi q}{\sqrt{1-q^2}}\right) \right] .$$

#### 4.2.2 Formes de l'impulsion

A ce stade, nous pouvons préciser le circuit selon la forme de l'impulsion désirée, c'est-à-dire l'application.

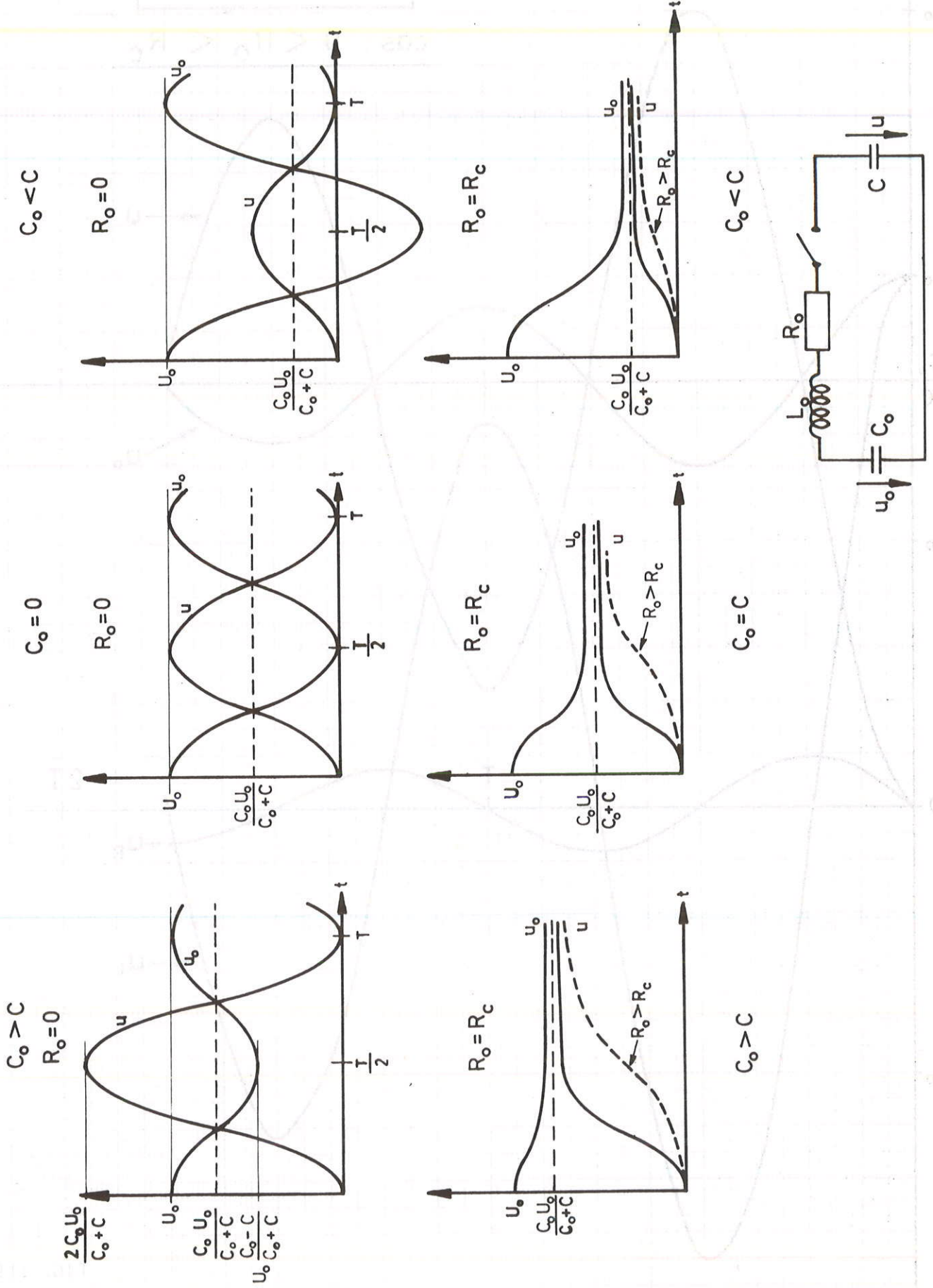
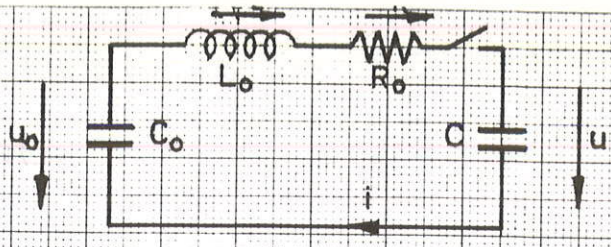


FIG. III.23

$C_0 = 10^{-5} \text{ F}$        $C = 0,24 \cdot 10^{-5} \text{ F}$   
 $L_0 = 10^{-5} \text{ H}$        $R_0 = 23,6 \ \Omega$   
 $T = 276 \text{ ns}$        $\nu = 3,6 \text{ MHz}$   
 $R_c = 455 \ \Omega$



cas :  $0 < R_0 < R_c$

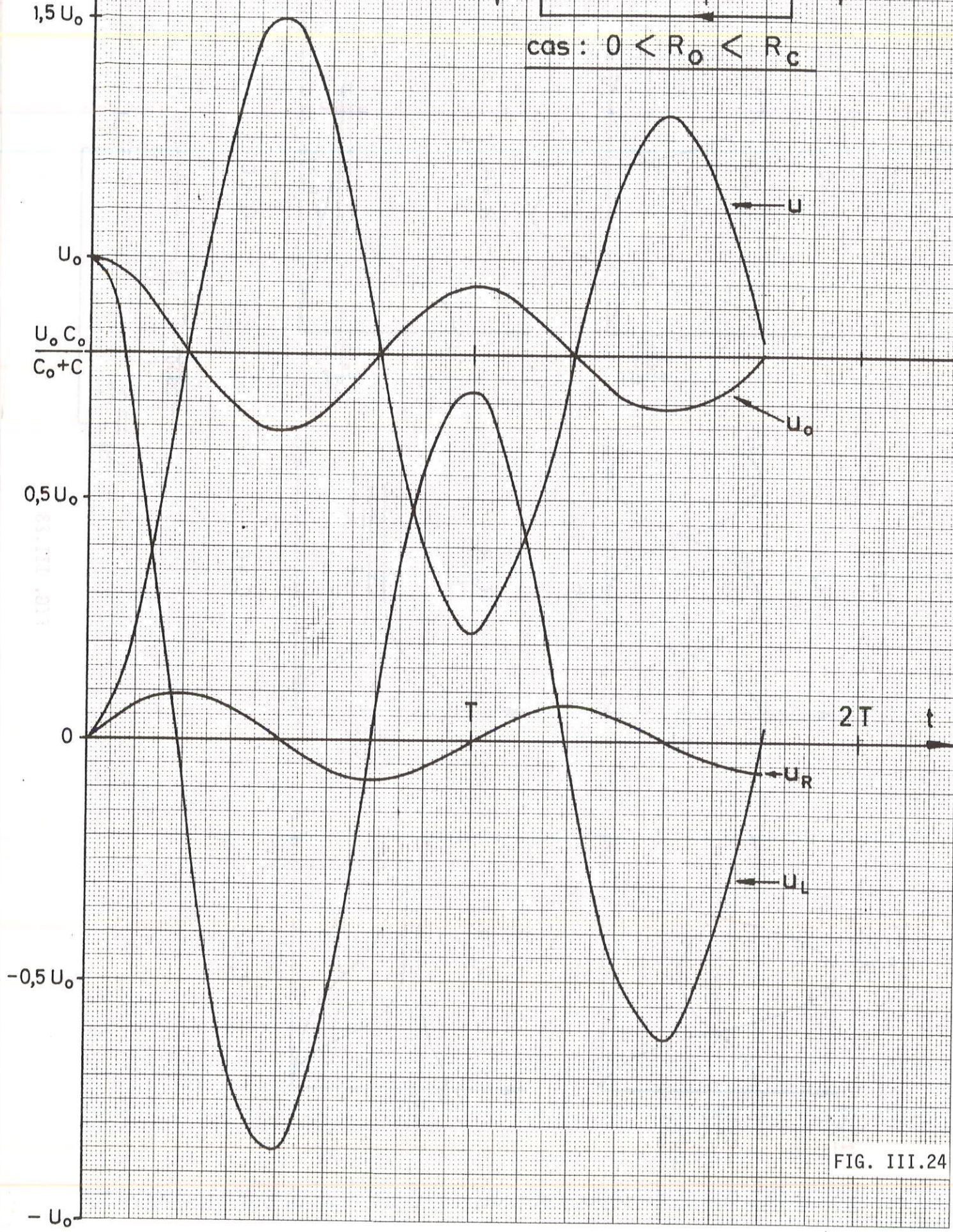


FIG. III.24

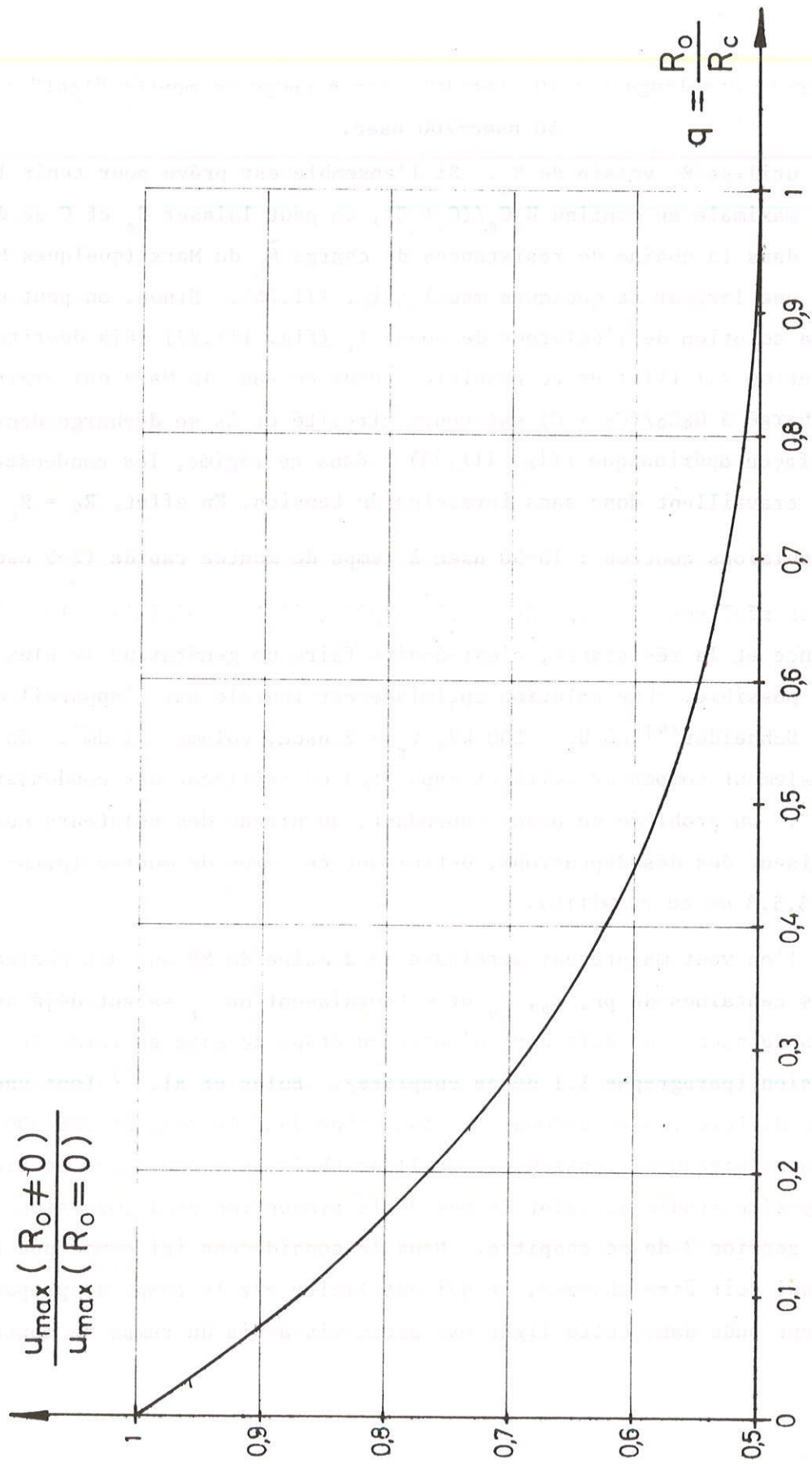


FIG. III.25

- Impulsions longues : 10  $\mu$ sec-100  $\mu$ sec à temps de montée "lent" :  
50 nsec-200 nsec.

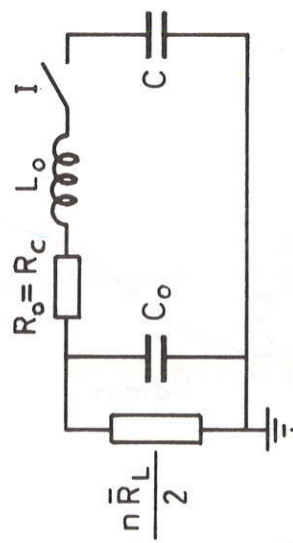
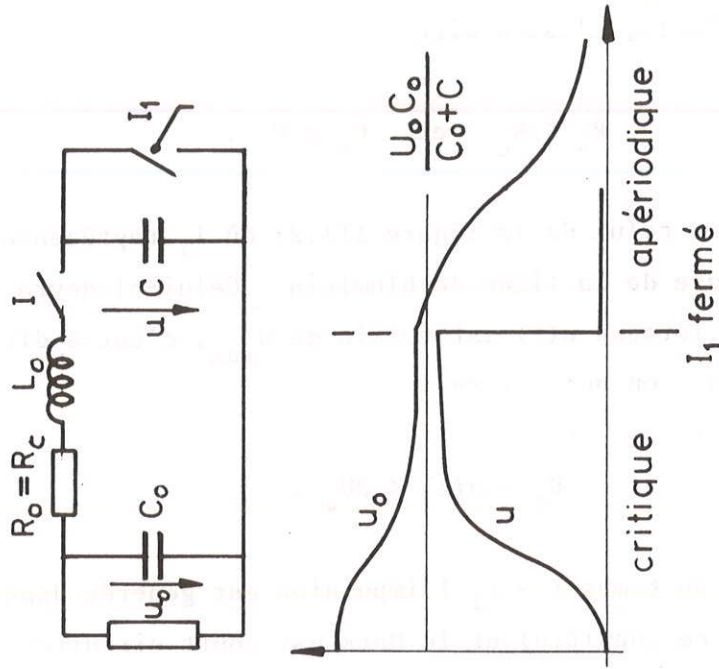
On utilise  $R_0$  voisin de  $R_c$ . Si l'ensemble est prévu pour tenir la tension maximale en continu  $U_0 C_0 / (C_0 + C)$ , on peut laisser  $C_0$  et  $C$  se décharger dans la chaîne de résistances de charge  $\bar{R}_L$  du Marx (quelques  $M\Omega$  donnant une largeur de quelques msec) (fig. III.26). Sinon, on peut utiliser la solution de l'éclateur de queue  $I_1$  (fig. III.27) déjà décrite à la section 2.1 (iii) de ce chapitre. Dans ce cas, le Marx qui était resté chargé à  $U_0 C_0 / (C_0 + C)$  est court circuité et  $C_0$  se décharge dans  $L_0$ ,  $R_0$ , de façon apériodique (fig. III.23) : dans ce régime, les condensateurs du Marx travaillent donc sans inversion de tension. En effet,  $R_0 = R_c > \bar{R}_c$ .

- Impulsions courtes : 10-50 nsec à temps de montée rapide (2-5 nsec).

Pour réaliser un temps de montée rapide, il faut minimiser la self inductance et la résistance, c'est-à-dire faire un générateur le plus compact possible. Une solution optimisée est fournie par l'appareil de Gygi et Schneider<sup>24)</sup> où  $U_0 \sim 200$  kV,  $\tau_r = 2$  nsec, volume  $\sim 1$  dm<sup>3</sup>. On peut également compenser selfs et capacités en utilisant des condensateurs "lignes". Un problème se pose, cependant, au niveau des éclateurs qui introduisent des désadaptations, détruisant ce temps de montée (paragraphe 3.5.3 de ce chapitre).

Si l'on veut maintenant atteindre le domaine du MV sur une charge de quelques centaines de pF,  $C_0$ ,  $L_0$  et  $C$  fournissent un  $\tau_r$  valant déjà des dizaines de nsec : on doit donc ajouter un étage de mise en forme de l'impulsion (paragraphe 1.1 de ce chapitre). Bulos et al.<sup>27)</sup> font une revue de différentes solutions satisfaisantes dans le domaine 200-500 kV. A plus haut niveau de tension, le meilleur choix sera une ligne de Blumlein, système étudié du point de vue de la production de l'impulsion dans la section 3 de ce chapitre. Nous le considérons ici comme une capacité qui doit être chargée, ce qui est licite car le temps de propagation d'une onde dans cette ligne est petit vis-à-vis du temps de montée du Marx.





$$R_c = 2 \sqrt{\frac{L_o(C_o + C)}{C_o C}}$$

I = dernier éclateur  
du Marx

FIG. III.26

4.2.3 Choix de  $C_0/C$ ,  $R_0$  optimisant  $u_{\max}$

D'après les courbes de la figure III.23, notre intérêt est d'adopter une solution oscillante, c'est-à-dire

$$R_0 < R_c \quad \text{et} \quad C_0 \geq C \quad . \quad (55)$$

Le circuit sera celui de la figure III.27 où  $I_1$  représente alors l'éclateur à la masse de la ligne de Blumlein. Celui-ci devra être réglé de façon à claquer lorsque  $u(t)$  est voisin de  $u_{\max}$ , c'est-à-dire  $t$  voisin de  $T/2$ . Dans ce cas, on aura alors :

$$U_0 < u(t) < 2U_0 \quad . \quad (56)$$

Quand  $I_1$  est fermé au temps  $t = t_1$  l'impulsion est générée dans la ligne (paragraphe 3.2 de ce chapitre) et le Marx est court circuité.

Exprimons la nouvelle tension  $\bar{u}_0(\tau)$  aux bornes du Marx :  $C_0$  se décharge dans  $L_0$  et  $R_0$  avec les conditions initiales  $u_0(t_1)$ ,  $i_0(t_1)$

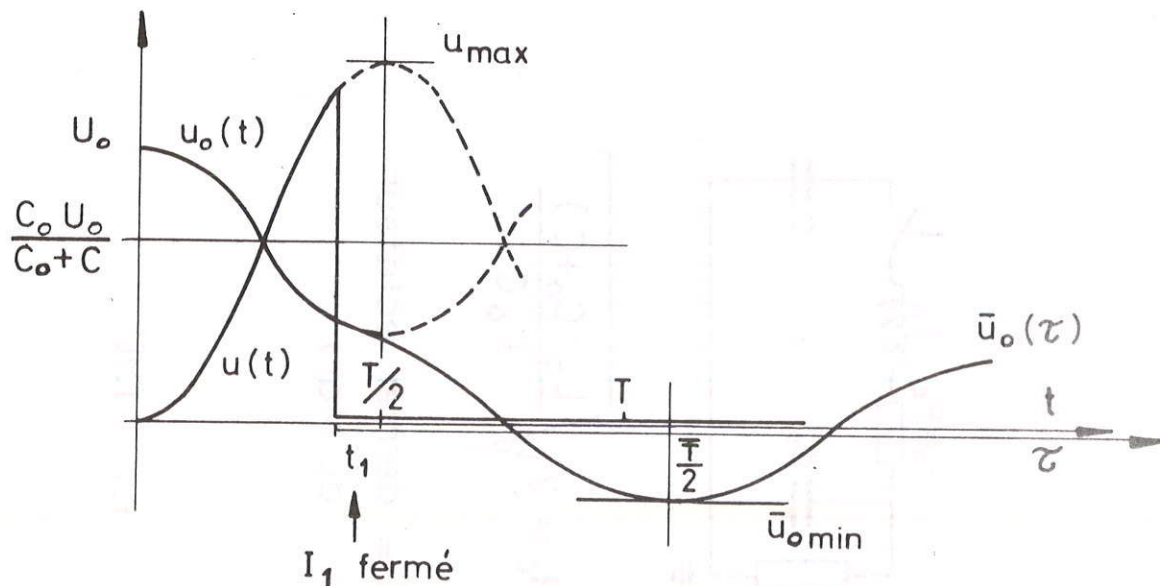


FIG. III.28

$$\bar{u}_0(\tau) = U_0(t_1) e^{-\lambda\tau} \left\{ \cos \bar{\omega}\tau + \left[ \frac{\lambda}{\bar{\omega}} - \frac{i_0(t_1)}{i_0 \bar{\omega} U_0(t_1)} \right] \sin \bar{\omega}\tau \right\}$$

où

$$\tau = t - t_1, \quad \text{et} \quad (57)$$

$$\bar{\omega}^2 = \bar{\mu}^2 - \lambda^2, \quad \bar{\mu}^2 = \frac{1}{L_0 C_0}, \quad \lambda = \frac{R_0}{2L_0}.$$

Appelons  $\bar{R}_c$  et  $\bar{T}$  la résistance critique et la période du nouveau circuit de décharge  $R_0 L_0$ . On a

$$\bar{R}_c = 2 \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} < R_c, \quad (58)$$

$$\bar{T} > T.$$

Pour simplifier, nous admettrons dans ce qui suit que  $t_1 = T/2$ ; l'équation (57) devient donc :

$$i_0 \left( \frac{T}{2} \right) = 0, \quad \bar{u}_0(\tau) = u_0 \left( \frac{T}{2} \right) e^{-\lambda\tau} \left( \cos \bar{\omega}\tau + \frac{\lambda}{\bar{\omega}} \sin \bar{\omega}\tau \right). \quad (59)$$

La figure III.28 et l'équation (59) montrent que le Marx doit supporter un certain pourcentage  $\alpha$  de tension inverse lorsque  $R_0 \leq \bar{R}_c$ . On a

$$\alpha = \frac{\bar{u}_0 \min}{U_0} = \frac{\bar{u}_0 \left( \frac{\bar{T}}{2} \right)}{U_0} = \frac{u_0 \left( \frac{\bar{T}}{2} \right) e^{-\lambda \bar{T}/2}}{U_0} \quad (60)$$

Citons un exemple<sup>\*)</sup> de l'influence de  $\alpha$  sur la durée de vie nominale  $D_e$  d'un condensateur de choc :

$$\begin{aligned} D_e, & \quad \alpha = 0,8 \\ D = 8 D_e, & \quad \alpha = 0,2. \end{aligned} \quad (\text{voir Appendice D})$$

\*) COGECO, 21, rue de Javel, Paris XV<sup>e</sup>.

Sous les conditions (55), on définit le facteur de surtension  $f$  :

$$f = \frac{u_{\max}}{U_0} = \left\{ 1 + \exp \left[ - \frac{\pi}{\sqrt{\frac{y(1+x)}{x} - 1}} \right] \right\} \frac{1}{1+x}, \quad (61)$$

où  $x = \frac{C}{C_0}$  et  $y = \frac{4L_0}{C_0 R_0^2}$ .

Selon les mêmes variables, à l'aide des équations (60), (61), (59) et (49), on obtient

$$\alpha = \frac{\exp \frac{-\pi}{\sqrt{y-1}}}{1+x} \left\{ 1 - x \cdot \exp \left[ \frac{-\pi}{\frac{y(1+x)}{x} - 1} \right] \right\}. \quad (62)$$

Si  $R_0$  est voisin de zéro, on a :

$$\alpha = \frac{1-x}{1+x}, \quad (63)$$

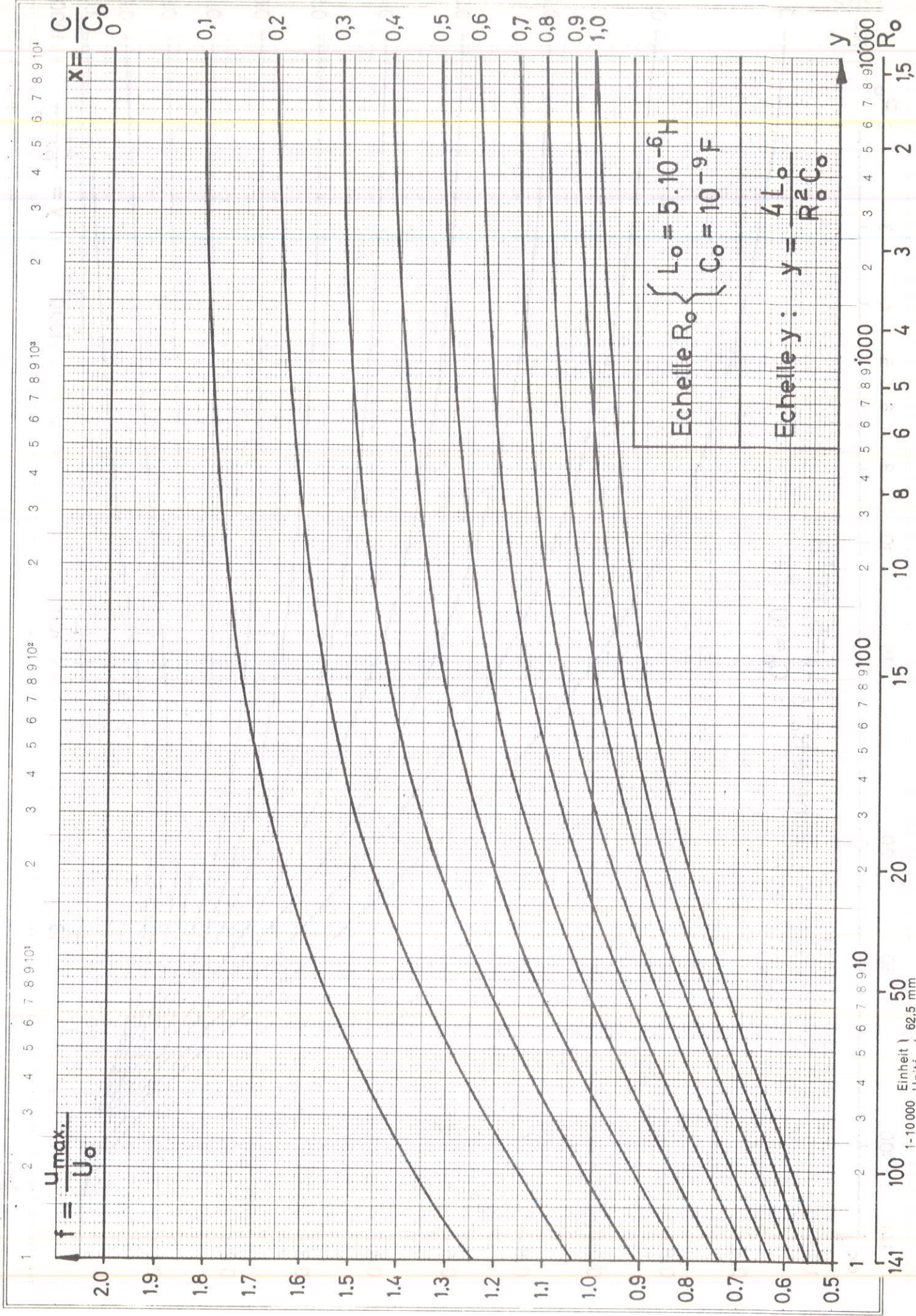
Les réseaux de courbes des figures III.29 et III.30 représentent respectivement :

$$f = f(y) \Big|_x = f \left( \frac{4L_0}{R_0^2 L_0} \right) \Big|_{C/C_0}$$

$$\alpha = \alpha(y) \Big|_x.$$

Pour un couple donné  $(x,y)$  on peut donc connaître la surtension maximum possible et le taux d'inversion minimum correspondant en fonctionnement normal (décharge de  $C_0$  dans  $CL_0 R_0$ ). On doit également prévoir le cas accidentel où le Marx chargé à  $U_0$  se trouve court circuité par un claquage à la masse (décharge de  $C_0$  dans  $L_0 R_0$ ). Le pourcentage d'inversion est alors maximum pour une valeur  $y$  fixée : il est donné par la courbe  $x = 0$  de la figure III.30.

100 11150



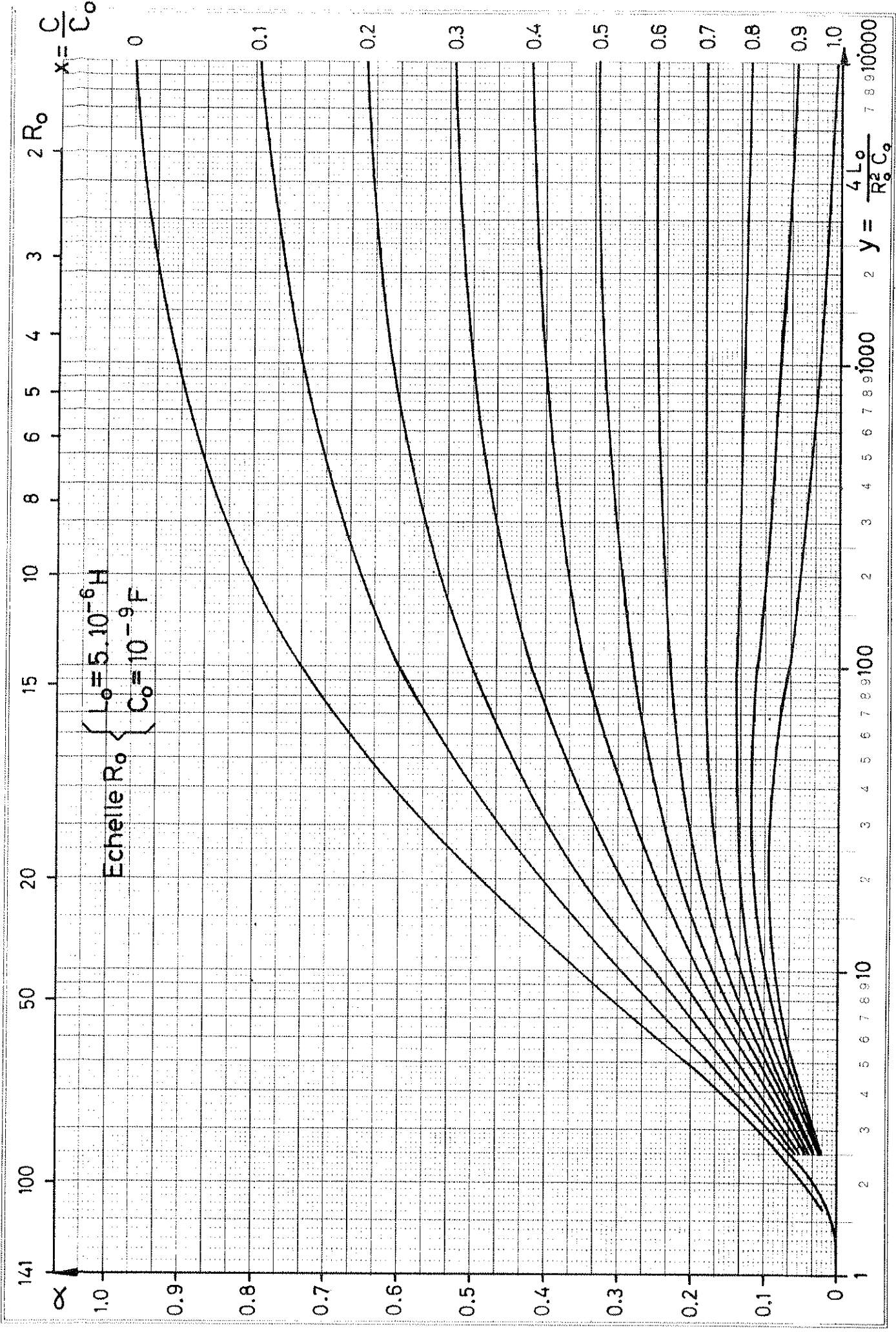


FIG. III.30

Teilung } 1-10000 Einheit } 62,5 mm  
 Logar. Division } 1-10000 Unité }

Ces deux réseaux permettent de distinguer les choix suivants :

a)  $1 \leq y = \frac{4L_0}{R_0^2 C_0} \leq 10$

$\alpha$  est toujours compris entre 0 et 0,3,  $y$  compris le cas accidentel, mais on ne bénéficiera de  $f \geq 1$  que pour  $x \leq 0,55$ . On peut utiliser une charge aussi petite qu'il est possible sans danger pour le Marx : par exemple  $x = 0,1$ ,  $y = 10 \rightarrow f \approx 1,6$ . Dans ce cas les condensateurs du Marx sont toujours bien protégés vis-à-vis de la tension inverse.

b)  $y \geq 100$

On peut déjà obtenir  $f \geq 1$  pour une charge importante  $x \leq 0,8$ , mais, si  $\alpha$  en régime normal est très petit, il faut prévoir un  $\alpha$  accidentel élevé, de l'ordre de 0,8. Si, pour bénéficier d'un  $f$  élevé, on compte travailler en permanence sur une petite charge ( $x = 0,2-0,3$ ) cette valeur de  $\alpha$  doit être prévue pour le régime normal. Il est clair qu'un choix  $y \geq 200$ ,  $\alpha = 0,8$ , en régime normal, fournira le plus de possibilités d'utilisation de l'appareil, mais le coût et le volume seront plus importants que précédemment.

c) Comparons quatre choix possibles pour un Marx alimentant de façon fixe une charge : prenons  $C = 0,7$  nF,  $u_{\max} = 2$  MV,  $L_0 = 5 \times 10^{-6}$  H. Soit quatre choix :

	1	2	3	4
$U_0$ [MV]	2	2	2	2
$x = \frac{C}{C_0}$	0,6	0,7	0,7	0,9
$C_0$ [nF]	1,16	1	1	0,78
$y = \frac{4L_0}{R_0^2 C_0}$	15	30	200	400

D'où

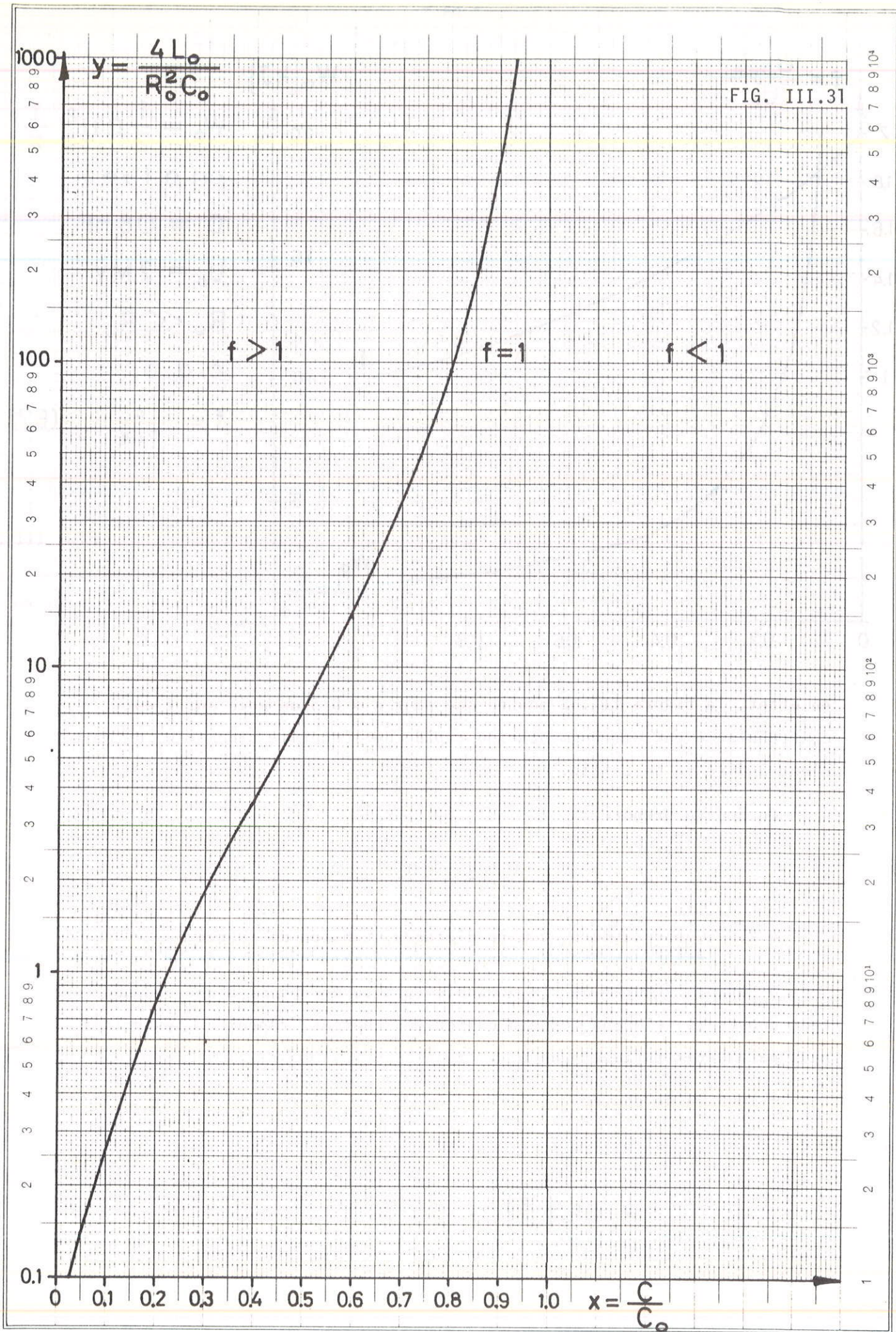
	1	2	3	4
f	1	1	1,1	1
$u_{\max}$ [MV]	2	2	2,2	2
$R_0$ [ $\Omega$ ]	34	26	10	8
$\tau_r$ [nsec]	56	59	59	55
Nbre étages	20	20	20	20
$U_e$ [kV]	100	100	100	100
$C_e$ [nF]	23	20	20	15,6
$\alpha$ accidentel	0,45	0,56	0,80	0,87
$\alpha$ normal	0,17	0,16	0,18	0,08

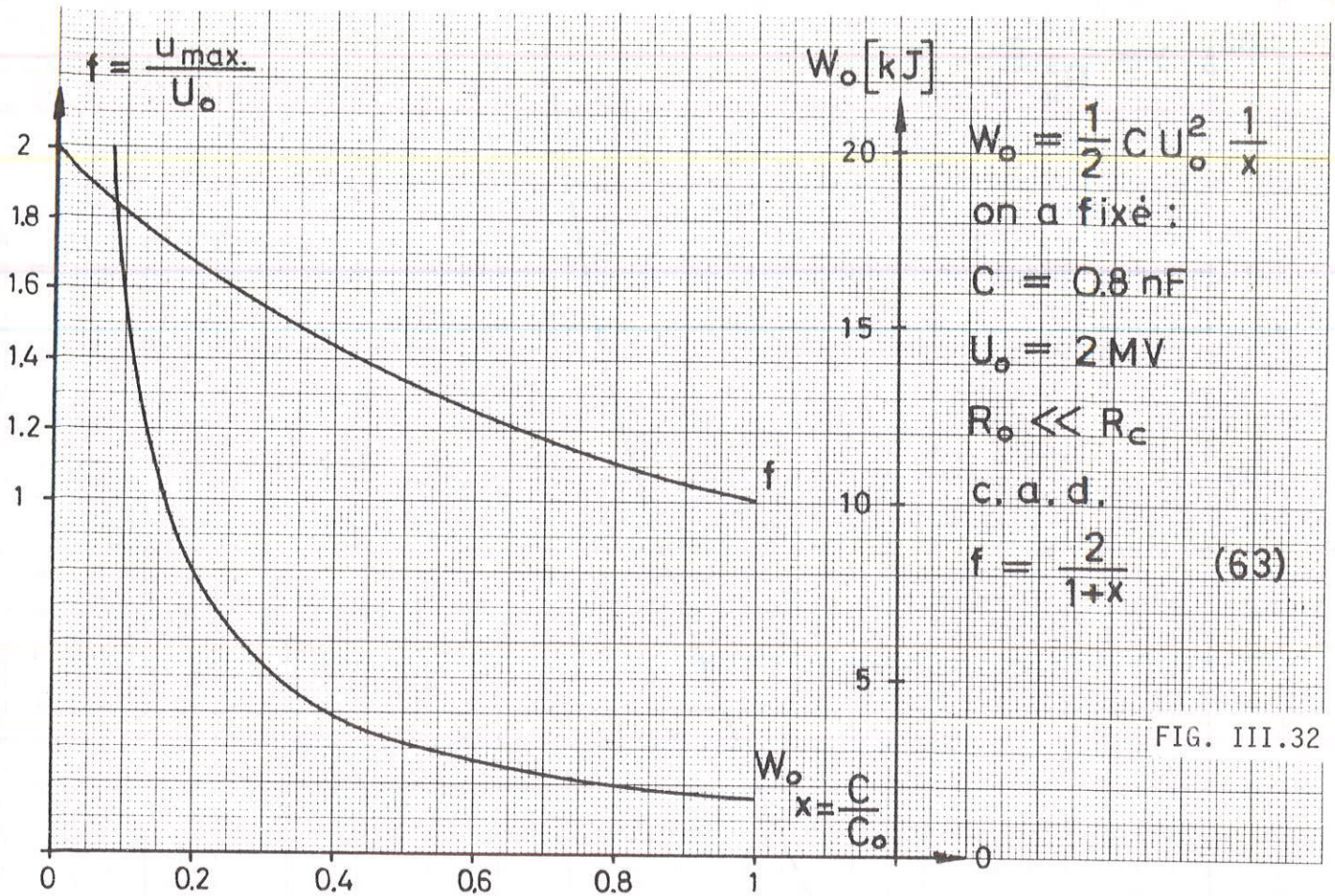
Solutions 3 et 4 : Les résistances internes séries des condensateurs doivent suffire pour atteindre les  $R_0$  calculés.

Solutions 1 et 2 : Il faudra ajouter respectivement des résistances de  $\sim 24 \Omega$  et de  $16 \Omega$ .

L'adjonction d'une résistance série peut être envisagée car, sans altérer les performances du Marx, elle permet de diminuer l'exigence sur  $\alpha$ . Enfin, étant donné C, on ne peut pas prévoir une valeur trop petite de  $x = C/C_0$  dans le seul but d'augmenter la surtension f :







en effet, la figure III.32 montre que pour  $x < 0,5$  un gain sur  $f$  est contrebalancé par une augmentation rapide de l'énergie stockée  $W_0$  du Marx, c'est-à-dire de sa taille.

On pourra prendre :

$$0,5 \leq x \leq 1 .$$

#### 4.2.4 Condensateurs, nombre d'étages, tension de charge $U_e$

$D_e$  étant la durée de vie nominale (nombre de chocs) d'un condensateur construit selon un certain cahier des charges, rappelons les principaux paramètres influant sur  $D_e$  :

- Tension de charge

si  $U_e \rightarrow D_e$

$$D \propto D_e \left( \frac{U_e}{U} \right)^5 .$$

- Fréquence de répétition des chocs,
- Fréquence de l'onde de décharge,
- Pourcentage de tension inverse  $\alpha$ ,

$$\text{si } \alpha = 0,8 \rightarrow D_e$$

$$\alpha = 0,2 \rightarrow D = 8 D_e .$$

- Température de travail

$$\text{si } T = 25^\circ\text{C} \rightarrow D_e$$

$$T = 60^\circ\text{C} \rightarrow D = \frac{D_e}{10} .$$

- Courant maximum de décharge .

Des courbes sont placées en appendice, fournies par une brochure COGECO.

Si le générateur est prévu pour travailler avec la machine, une fiabilité de l'ordre de  $10^7$  chocs par élément sera l'objectif à atteindre, la cadence étant, par exemple 1 par cycle.

Dans une série de produits ayant la même durée de vie et le même ordre de grandeur de tension de charge, le fabricant garde généralement constante l'énergie par unité de volume,  $w$ , du condensateur.

Le tableau suivant illustre ce fait pour des condensateurs huile-papier :

Fabricant	Type	$U_e$ [kV]	$C_e$ [ $\mu\text{F}$ ]	$D_e$	$w$ [J/dm <sup>3</sup> ]	Décharge
Haefely		100	0,01	$2 \times 10^7$	3,8	oscillante
L.C.C.	offre	100	0,01	$2 \times 10^7$	4	oscillante
Leclanché	offre	100	0,01	$2 \times 10^7$	5	oscillante
Hivotronic	P1833/2	80	0,008	$2 \times 10^7$	3,5	oscillante
Tobe- Deutschmann	ESC248A	20	15	$10^4$	61	oscillante
Tobe- Deutschmann	ESC276	100	1	$5 \times 10^3$	24	oscillante
COGECO	MCD	5-25	100-4	$10^5$	130-90	apériodique
COGECO	MCRDA	6-25	24-2	$10^4$	190-140	apériodique
COGECO	voir appendice	100	0,01	$2 \times 10^7$	4	oscillante

Ces considérations montrent qu'on a peu de chances de diminuer le volume total d'un ensemble en choisissant la double polarité au lieu de la simple pour une même énergie stockée. Un avantage de la double polarité serait l'emploi d'une tension de charge moins élevée, car cette grandeur est finalement la plus limitative sur le marché standard : 50 kV est courant, on a des difficultés à partir de 100 kV. En fin de compte, il s'agira de trouver un  $w$  maximum pour la durée de vie que l'on s'est fixée. Selon le choix disponible, une grande valeur de  $U_e$  réduisant le nombre d'étages peut être un avantage.

- du point de vue des performances du Marx : self et résistances séries diminuées,
- du point de vue de la construction T.H.T. : moins de connexions, de pièces mécaniques, de supports isolants.

Signalons enfin qu'un boîtier cylindrique diminue  $w$ , pour des raisons de construction, par rapport à un boîtier parallélépipédique, mais que les arêtes de ce dernier poseront un problème de tenue en tension.

#### 4.2.5 Problèmes relatifs à la charge d'une ligne de Blumlein

##### Eclateur principal $I_1$

Celui-ci doit court circuiter l'une des lignes de Blumlein pendant tout le temps de propagation de l'impulsion dans cette dernière. Il doit être enclenché au moment où la tension est maximum aux bornes de la ligne :  $t = T/2$  [cf. eq. (49) et (53)]. La figure III.33 montre l'effet du jitter à l'enclenchement  $(T/2) - t$  sur le niveau de tension de charge de la Blumlein ( $R_0 \ll R_c$ ). On a en abscisse le rapport du jitter à la demi-période du Marx en pourcent, c'est-à-dire

$$\frac{(T/2) - t}{T/2} = y \quad \text{et} \quad \frac{u(t)}{u_{\max}(T/2)} = \frac{1 - \cos \pi(1 - y)}{2} .$$

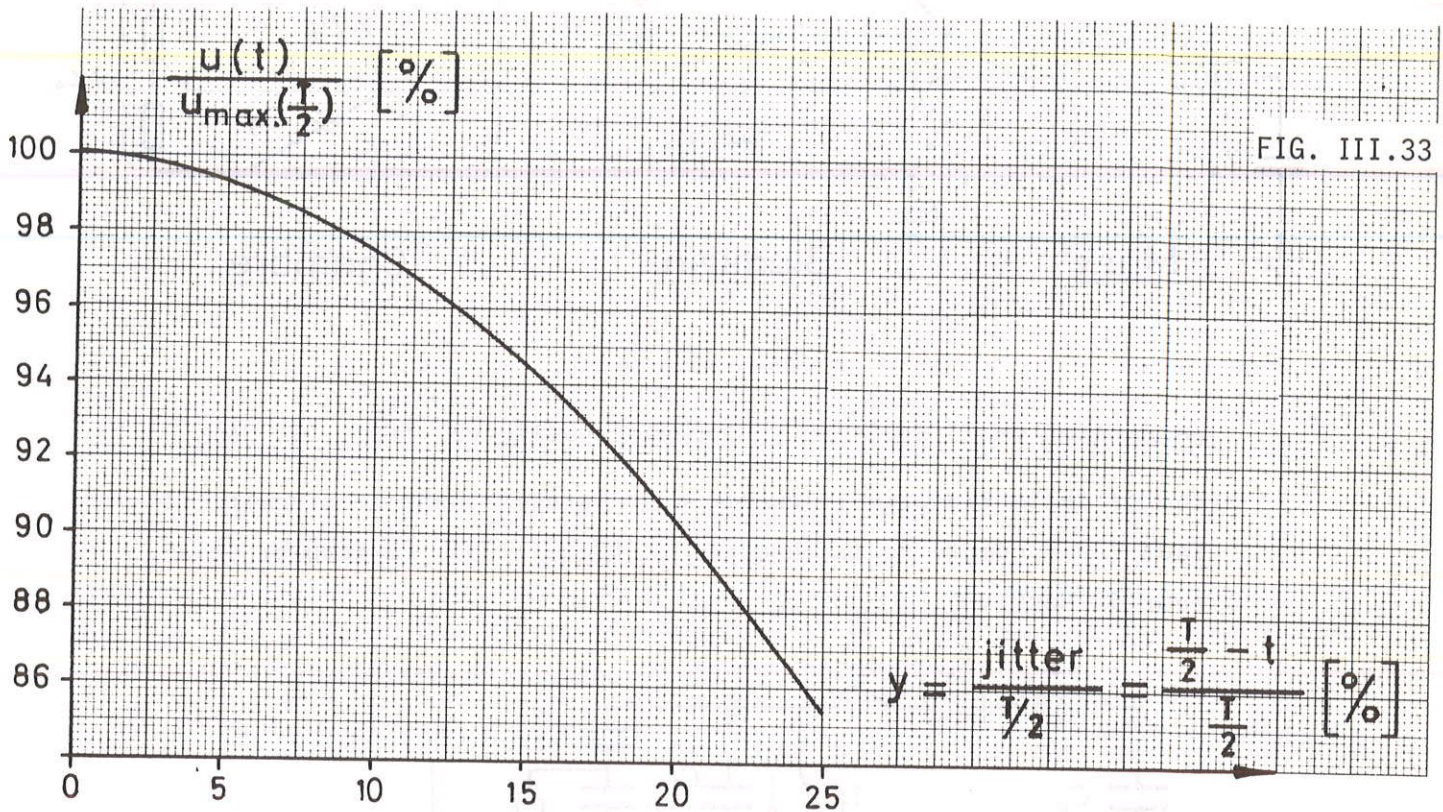


FIG. III.33

On a vu (paragraphe 3.5.4 de ce chapitre) que cet éclateur doit avoir un temps de montée le plus rapide possible, c'est-à-dire travailler à fort champ.

Les solutions pratiquées actuellement [SLAC<sup>27</sup>), DESY] utilisent des dispositifs dont la tension de claquage est ajustable par réglage de pression du gaz ( $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $SF_6$ ) en géométrie plan-plan ou annulaire (DESY). Pour ces géométries et à partir de  $\sim 500$  kV, il devient très difficile d'envisager l'emploi d'une troisième électrode de déclenchement.

Il est certain que, dans un tel projet (2 MV), l'éclateur est un problème majeur que nous étudierons dès que le générateur sera prêt.

#### Préimpulsion

Nous ne ferons ici que mentionner ce problème, traité en détail par la suite.

L'ensemble Marx-Blumlein-chambre peut être examiné de deux points de vue :

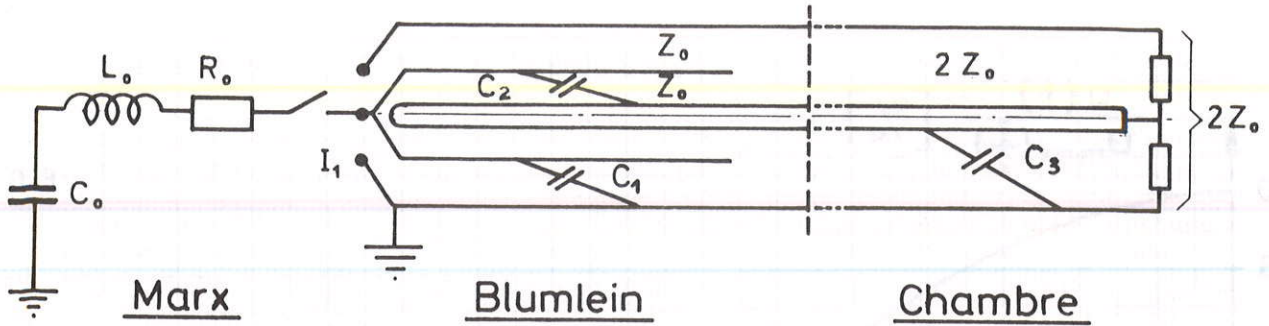


FIG. III.34

- génération de l'impulsion rectangulaire (lignes) (fig. III.34).
- charge de la Blumlein (éléments concentrés). Dans le circuit, il faut tenir compte de la chambre  $C_3$  (fig. III.35) (I dernier éclateur du Marx).

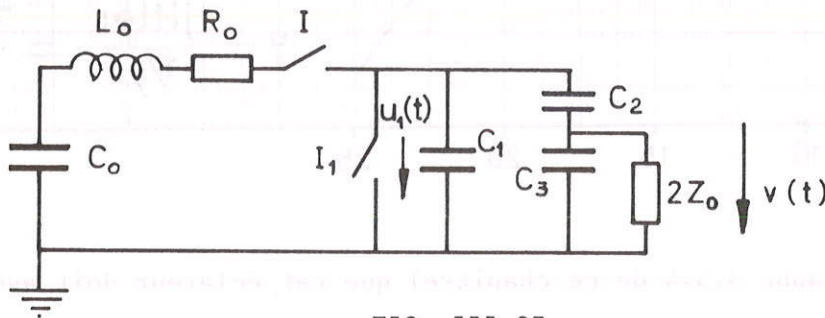


FIG. III.35

Lors de la charge, une impulsion  $v(t)$  apparaît aux bornes de la chambre  $C_3$ , due à la présence de la résistance d'adaptation  $2Z_0$  : cette impulsion est de même signe que  $u_1(t)$  (fig. III.36). Lorsque  $I_1$  est fermé, l'impulsion Blumlein, de signe contraire à  $v(t)$ , peut se superposer à celle-ci : il s'ensuit une perte  $\Delta v$  du niveau de tension de l'impulsion Blumlein ainsi que des réflexions. Bulos et al.<sup>27)</sup> proposent un circuit permettant de supprimer cette préimpulsion (fig. III.37). Les capacités  $C_1, C_2$  sont les branches d'un pont  $C_1, C_2, L_1, L_2$  dont la tension diagonale peut être annulée. Cette solution impose un Marx à deux sorties isolées.

#### 4.3 Description d'un Marx de 2 MV

##### 4.3.1 Caractéristiques générales

Selon les applications envisagées (Blumlein, chambre à dards), nous avons estimé la charge  $C$  à 800-1000 pF, la tension à ses bornes  $\geq 2$  MV.

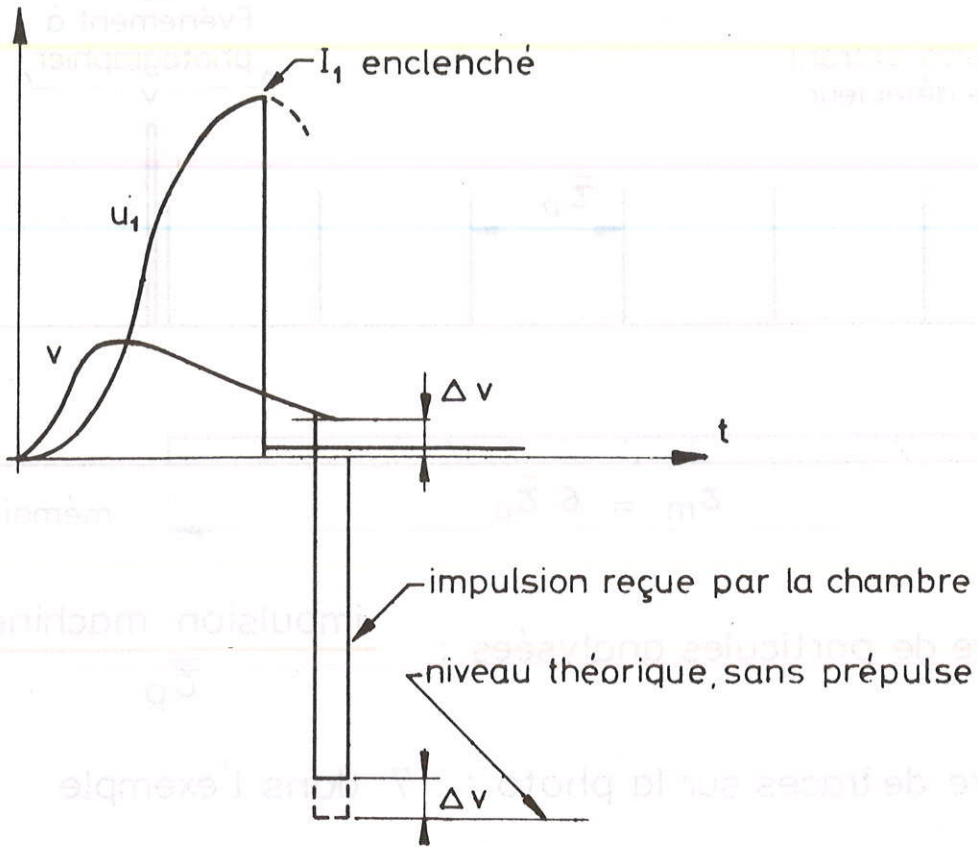


FIG. III.36

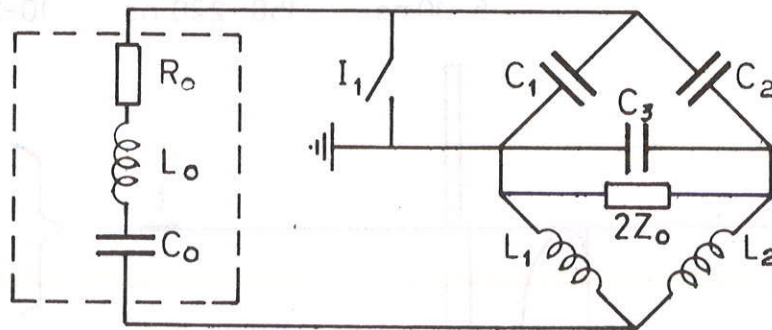
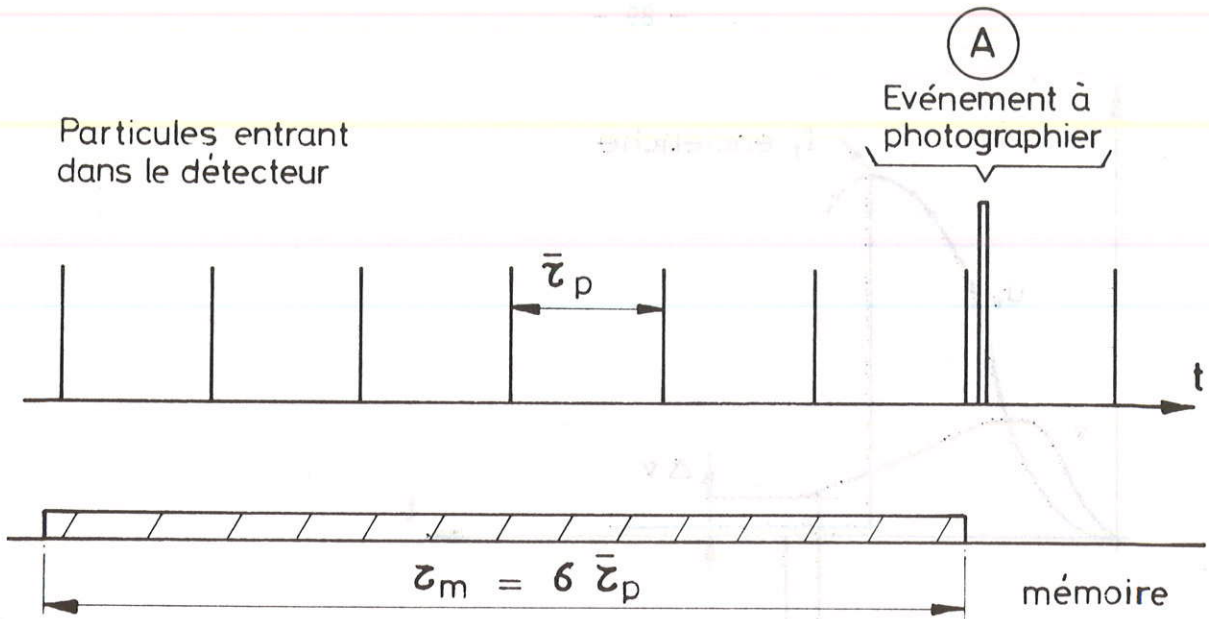


FIG. III.37



nombre de particules analysées :  $\frac{\text{impulsion machine}}{\tau_p}$

nombre de traces sur la photo : 7 dans l'exemple

Détail de (A)

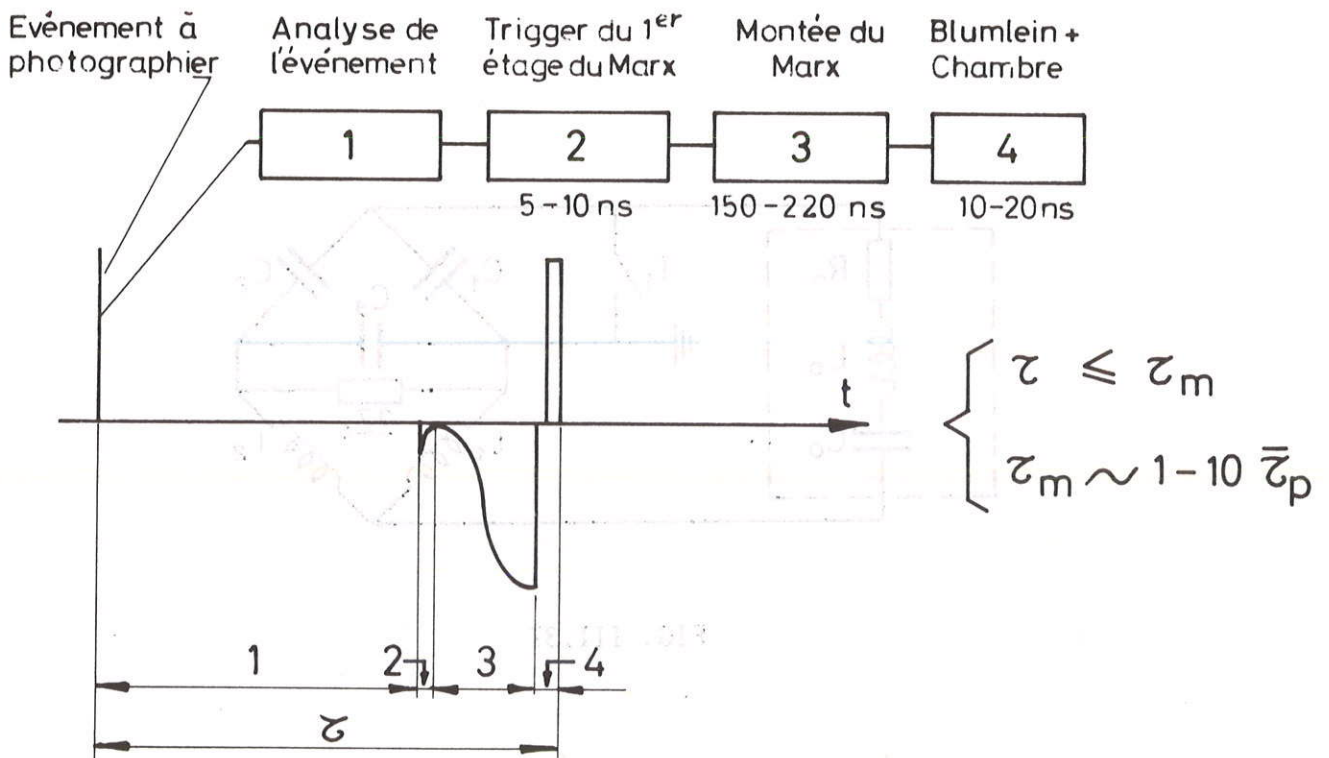


FIG. III.38



Dans le cas d'une chambre à dards, il est intéressant de minimiser le temps de montée du Marx afin de pouvoir travailler avec une mémoire de chambre  $\tau_m$  la plus courte possible, de l'ordre de la  $\mu\text{sec}$ . Ceci permet l'analyse d'un nombre d'événements le plus grand possible, les particules arrivant dans la chambre avec un intervalle moyen de temps  $\bar{\tau}_p$  ( $\sim 1 \mu\text{sec}$ ), tout en obtenant des photos lisibles ayant peu de traces ( $< 20$ ). La figure III.38 schématise cette propriété. C'est également une bonne situation pour déclencher l'éclateur principal  $I_1$  de la Blumlein par sur-tension.

On a choisi  $C_0 = 1000 \text{ pF}$ ,  $U_0 = 2 \text{ MV}$ .

Pour  $R_0 \ll R_C$  et  $L_0$  estimé à  $5-10 \mu\text{H}$ , le temps de montée  $\tau_r$  [expression (52)] est de l'ordre de  $60-90 \text{ nsec}$  et le temps nécessaire pour que la tension aux bornes du Marx passe de 0 à  $u_{\text{max}}$  sera de  $150-220 \text{ nsec}$ .

Le nombre d'étages est 20, chargés en simple polarité : on a ainsi :

$$U_e = 100 \text{ kV} ,$$

$$C_e = 20 \text{ nF} .$$

#### 4.3.2 Condensateurs et leur assemblage (cf. fig. III.39)

On a choisi comme éléments :

$$C = 10 \text{ nF} \pm 3\% ,$$

$U_e = 100 \text{ kV dc}$ ,  $150 \text{ kV}$ , essai sous huile,  $1 \text{ min}$ .

$$D_e = 2 \times 10^7 \text{ chocs} ,$$

Fréquence de répétition:  $30 \text{ cycles/min}$  ,

Tension inverse normale  $20\%$  ,

Tension inverse accidentelle  $80\%$

Température  $25^\circ\text{C}$

Temps de charge  $2 \text{ sec}$

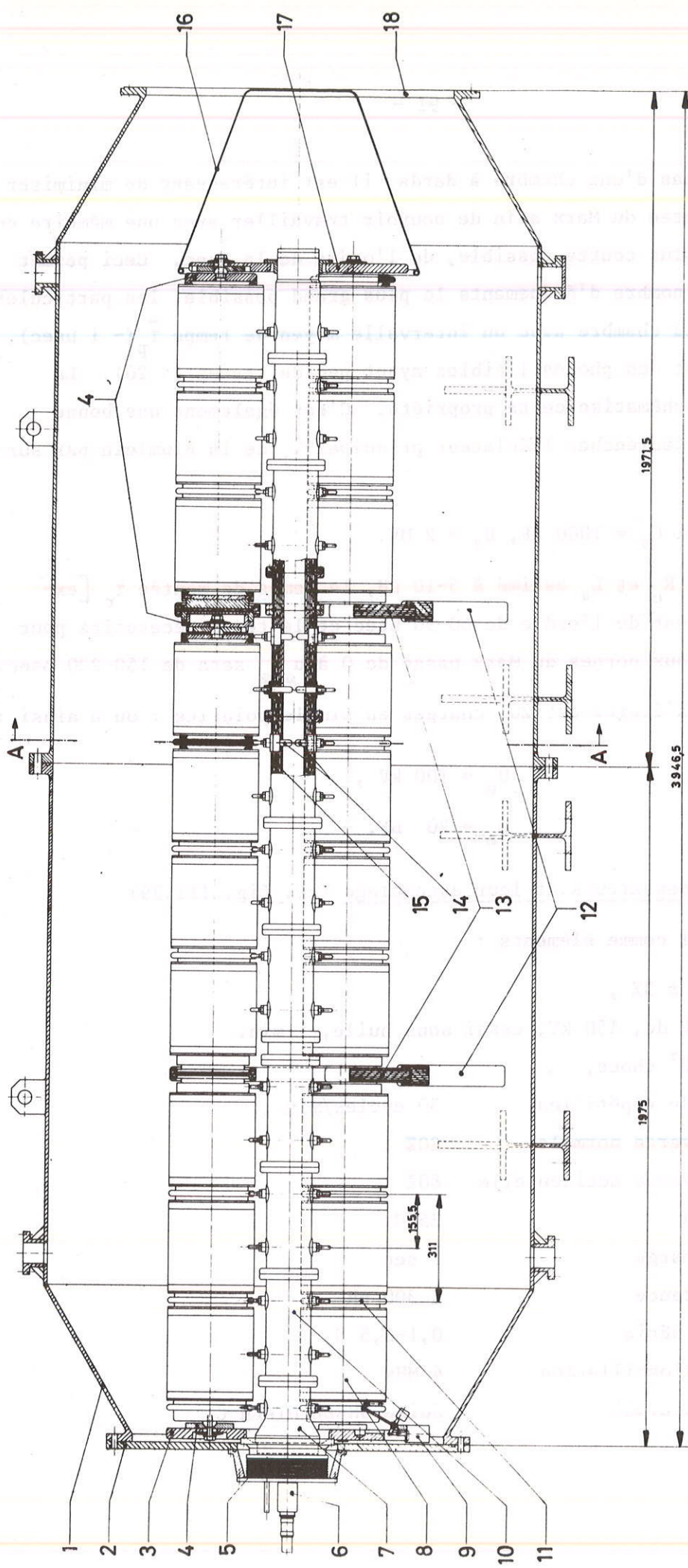
Self inductance  $\leq 300 \text{ nH}$

Résistance série  $0,1-0,5 \Omega$

Fréquence d'oscillation  $4 \text{ MHz}$

Milieu de travail Huile SHELL DIALA C

**Coupe B B**



Description du montage voir: s 4.3.2, Chap. III

**Eléments principaux**

- 1 - Cuve Blindage
- 6,7 - 1<sup>er</sup> éclateur (triggeré). Alimentation 100 kV
- 8 - Condensateur 10 nF (1/2 étage)
- 10 - Eléments de la colonne d'éclateurs

- 11 - Pièce de raccordement entre condensateurs
- 12 - Béquilles supportant le Marx
- 14 - Eclateurs
- 16 - Connexion T.H.T.

FIG. III.39

Milieu de travail	Huile SHELL DIALA C
	SF <sub>6</sub> 6 atm
tg δ	≤ 50 × 10 <sup>-4</sup> , 50 Hz
	≤ 75 × 10 <sup>-4</sup> , 1000 Hz
Enveloppe	cylindrique
	Araldite B chargée
	flasques Peral. 30
	∅ <sub>ext</sub> 250 mm
	hauteur 270 mm
	voir fig. III.41
Prix	Condensateur : 410 F.S.
	unitaire pour 60 pièces
	Enveloppe : ~ 300 F.S.

Chaque étage comporte deux éléments en parallèle. Ces pièces sont fabriquées par COGECO<sup>\*</sup>). Le CERN a fourni les enveloppes et les couvercles de conception adaptée au montage. (Tests et dessins en appendice.)

L'assemblage des condensateurs (fig. III.39) a été prévu de façon à réaliser une structure où l'on puisse aisément contrôler le champ vis-à-vis du blindage (1)<sup>\*\*</sup>).

On a adopté une construction "coaxiale" auto-portante c'est-à-dire :

- L'ensemble du montage est indépendant mécaniquement de la cuve (1) [sauf par la membrane (5)]. Sa position est assurée par deux béquilles en ABC<sup>\*\*\*</sup>). On minimise ainsi les vibrations et chocs transmis aux plaques de bases (2) et (18) qui pourront être en ABC ainsi que les liaisons haute tension - blindage.

---

<sup>\*</sup>) COGECO, 21, rue de Javel, Paris XV<sup>e</sup>.

<sup>\*\*</sup>) Les numéros de ce paragraphe se rapportent à la figure III.39.

<sup>\*\*\*</sup>) ABC = Araldite B chargée.

- On a formé quatre colonnes (19), (20), (21) et (22) de 10 condensateurs (8); dans une coupe, les éléments de (19) et (20), puis ceux de (21) et (22), sont connectés en parallèle et forment le n étage puis le (n + 1) (fig. III.40).

Le système de fixation mécanique entre condensateurs est représenté en détail à la figure III.41. Ces pièces, isolantes, introduisent une capacité de couplage entre les n et (n + 2) étages valant 240 pF.

La liaison entre les colonnes est assurée aux deux extrémités par deux plaques en Peral (3) et (17), ainsi que par deux plaques intermédiaires en ABC (13) auxquelles sont collées les béquilles (12). Les moments maximum aux encastremets sont de ~ 50 m•kg pour une colonne seule dans l'air. On a placé plusieurs dispositifs à rotule (4) afin d'obtenir un montage parallèle des plaques (3), (13) et (17).

La pièce conique (16) (aluminium) blinde la terminaison T.H.T. (17) du Marx et assure sa connexion avec les éléments suivants : les plaques de base (2) et (18) peuvent être faites en ABC; le Marx sera alors isolé de son blindage (schéma fig. III.37).

#### 4.3.3 Eclateurs -- Trigger -- Charge

Pour bénéficier d'un effet de blindage, on a placé dans l'axe des 4 colonnes de condensateurs une colonne en ABC, formée de 11 éléments, comportant :

- Le premier éclateur du Marx.(7). Celui-ci est un trigatron : l'électrode à la masse est creuse, la 3<sup>e</sup> électrode de déclenchement se trouvant sur son axe (fig. III.42). Les distances a et d sur la figure III.42 sont à peu près égales. L'impulsion de déclenchement appliquée entre A et B aura une amplitude de 50 kV, 10 nsec de temps de montée, une polarité telle que l'arc soit d'abord créé entre A et C. L'inductance du circuit est rendue minimum de façon à obtenir un dI/dt maximum : ceci peut créer une forte intensité U<sup>31</sup>). On espère atteindre

$$\frac{dI}{dt} \sim 10'' \text{ A/sec} .$$

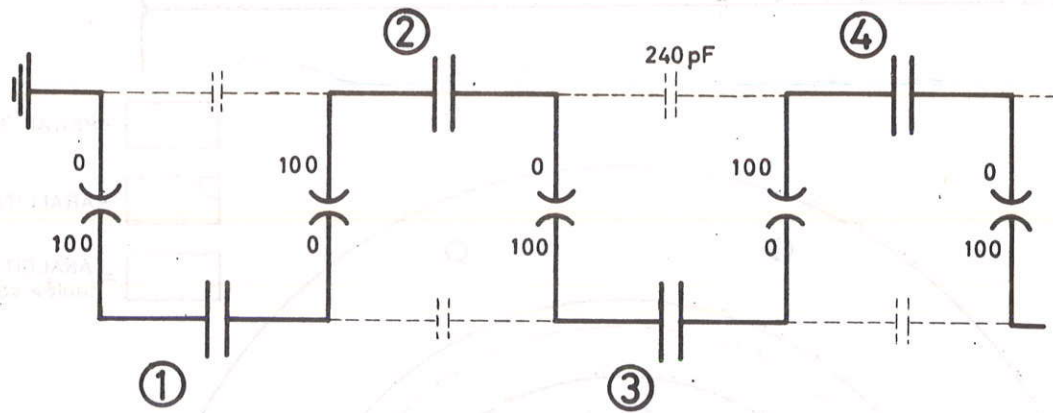
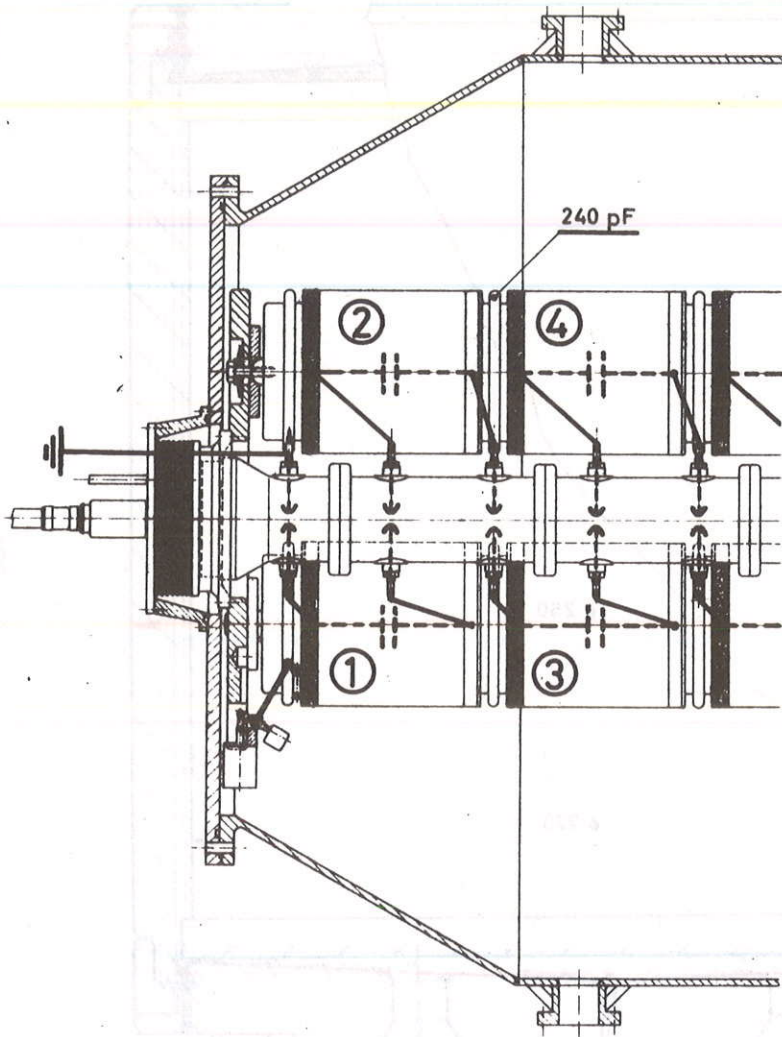
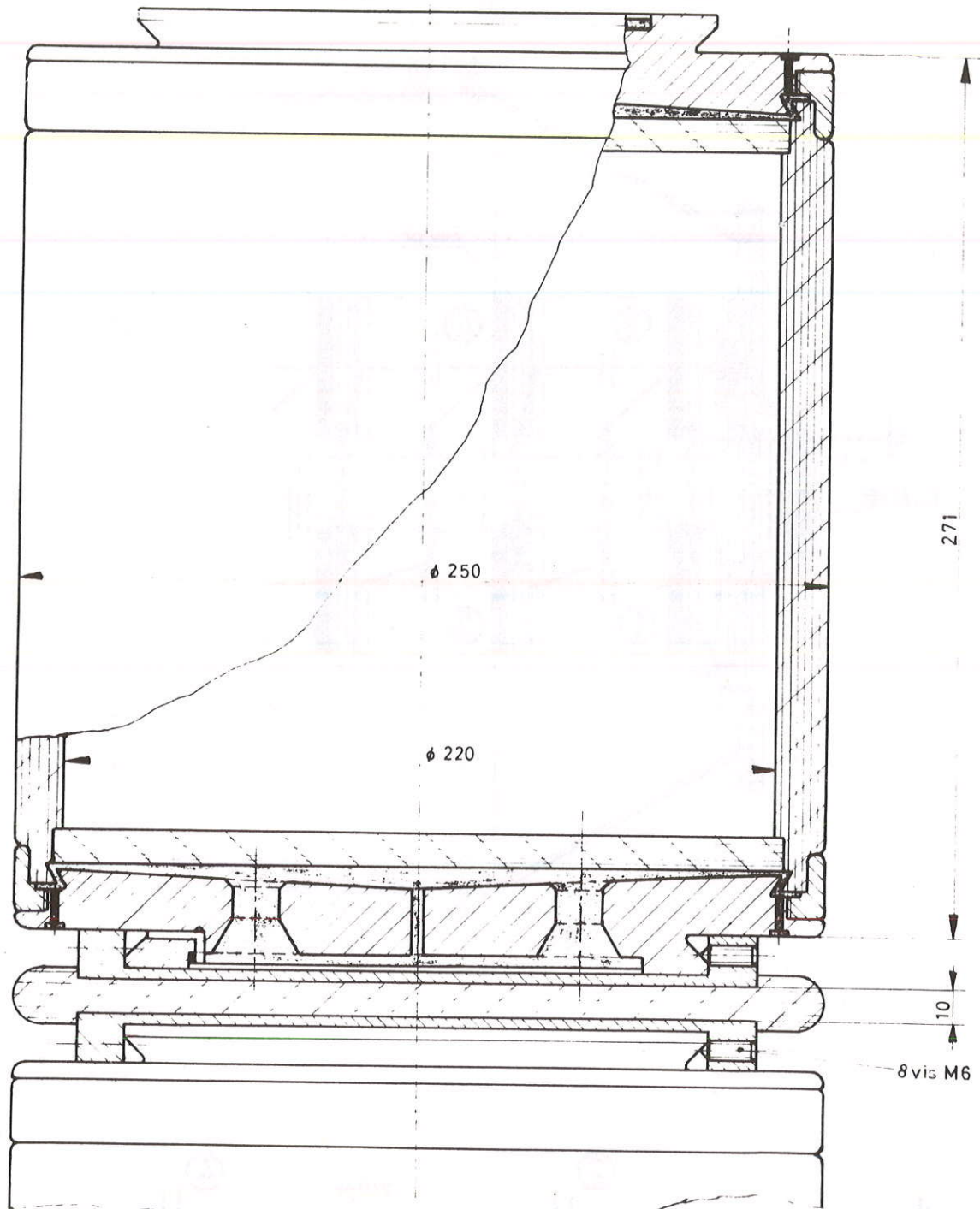





FIG. III.40

-Condensateur et piece de liaison-



-  = PERAL . 30
-  = ARALDITE B chargée
-  = ARALDITE coulée sous vide

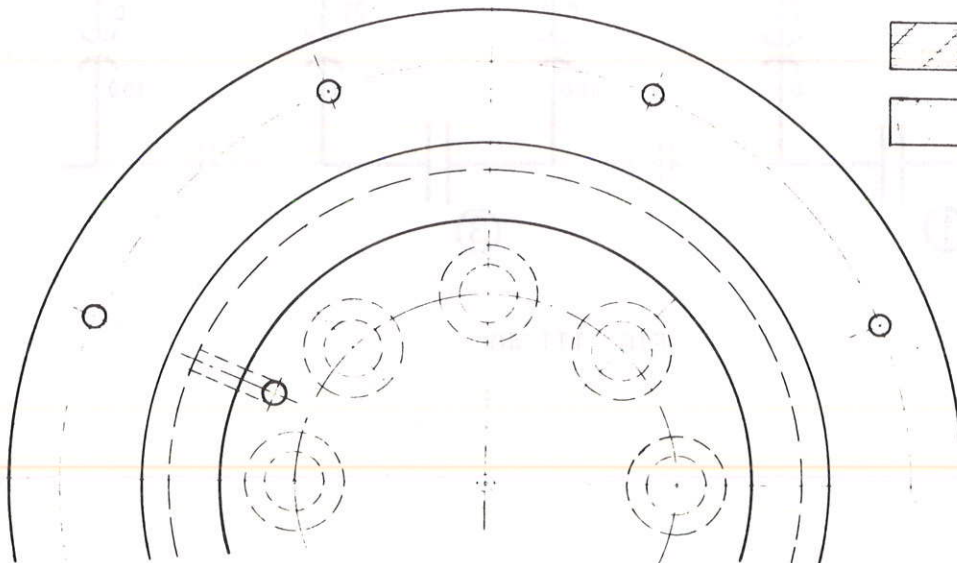


FIG. III.41

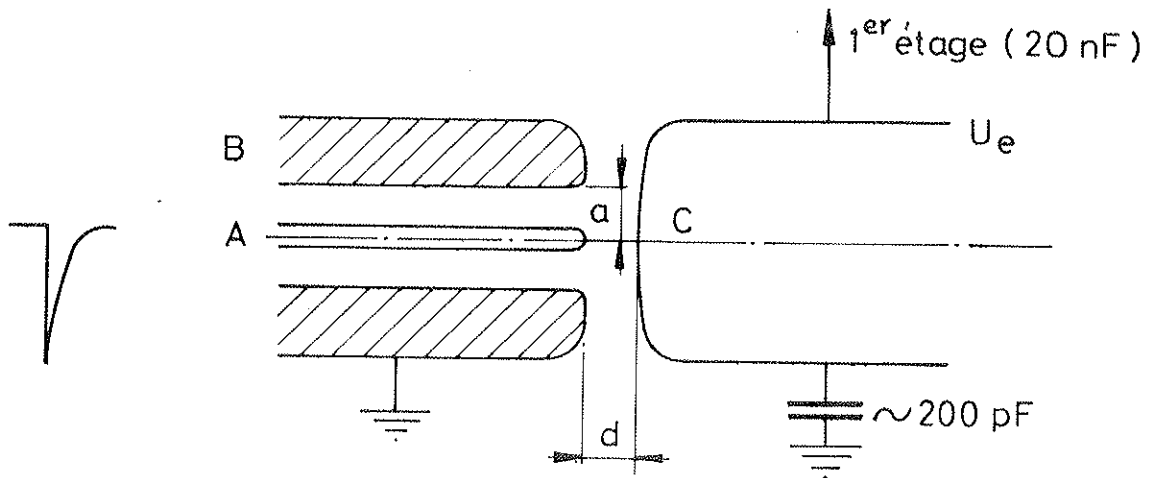


FIG. III.42

Cette pièce (7) comporte également la fiche d'alimentation de charge 100 kV (6), les entrées de gaz pour les éclateurs, l'entrée d'alimentation du trigatron, diverses traversées de mesure.

- 10 éléments identiques (10)

On réalise ainsi les dix-neuf éclateurs (14) alignés. La distance inter-électrodes (Cu-W) est ajustable : 0-10 mm. Le réglage de la tension de claquage se fait par variation de la pression : 1 à 6 kg/cm<sup>2</sup> SF<sub>6</sub>, N<sub>2</sub> ...

Les résistances de charge  $R_L$ ,  $\bar{R}_L$  (15) sont noyées dans les parois en araldite de la colonne selon une disposition en double hélice (fig. III.43).

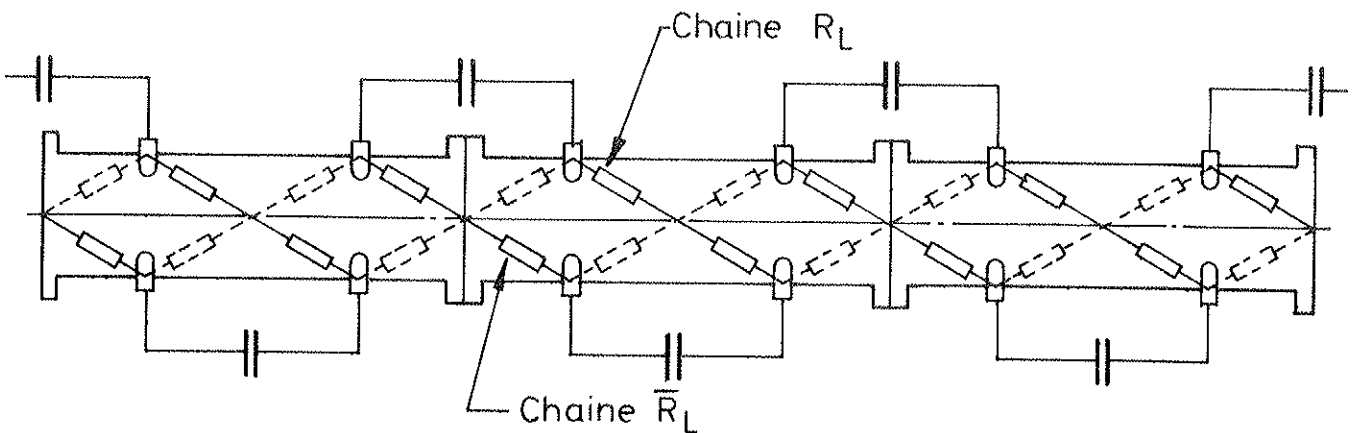


FIG. III.43

La valeur d'une résistance est  $20 \text{ k}\Omega$ , constituée de 25 éléments séries du "type 10 A, soldered end caps, unwaxed, uncoated, ERIE Ltd".

On dispose d'un court circuit magnétique de sécurité (9).

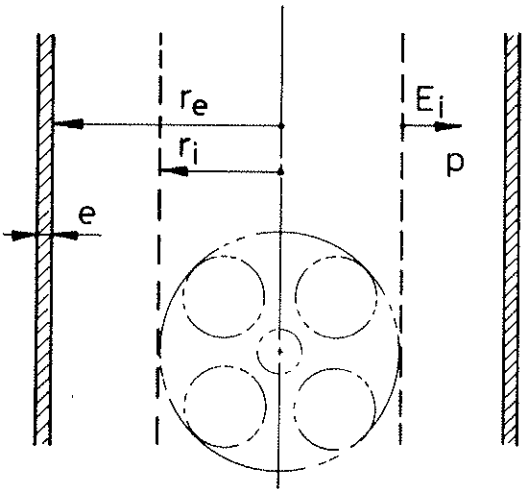
A la cadence de 30 décharges/min, le générateur de charge débitera  $25 \text{ mA}$  sous  $100 \text{ kV}$ .

#### 4.3.4 Cuve

On a deux régimes d'isolation :

- Régime continu,  $100 \text{ kV dc}$ , lorsque le Marx est chargé;
- Régime impulsionnel,  $2 \text{ MV}$ , lorsqu'il se décharge. Le champ maximum est atteint au niveau du cône (16) (fig. III.39) et du dernier étage.

Nous avons pris pour modèle du calcul du champ deux cylindres concentriques, aux bornes desquels on applique  $U$  (fig. III.44).



$r_i$  : imposé par la dimension des condensateurs [cm]

$r_e$  : rayon intérieur de la cuve [cm]

$\eta$  :  $r_e/r_i$

$e$  : épaisseur de la paroi [cm]

$p$  : pression [kg/cm<sup>2</sup>]

$E_i$  : champ de travail sur le conducteur intérieur (maximum) [kV/cm]

$P$  : poids par unité de longueur de cuve [kg/m]

FIG. III.44



Isolation par SF<sub>6</sub>, SF<sub>6</sub> + 90% N<sub>2</sub>

Il s'agit de déterminer p et r<sub>e</sub>.

Les mesures de la tenue en tension dc d'un système coaxial sous SF<sub>6</sub> et mélanges SF<sub>6</sub> + 90% N<sub>2</sub> se trouvent dans l'appendice C. Pour le champ de claquage maximum (cylindre intérieur négatif), on trouve

$$\left. \begin{array}{l} E \cong 39 p^{0,56}, \quad \text{SF}_6 + 90\% \text{ N}_2 \\ E \cong 61 p^{0,56}, \quad \text{SF} \end{array} \right\} \begin{array}{l} p(1-10 \text{ kg/cm}^2) \\ E[\text{kV/cm}] \end{array} .$$

On définit un facteur de sécurité β pour une pression

$$\beta = \frac{\text{champ de travail sur conducteur intérieur } E_i}{\text{champ de claquage SF}_6}$$

On a les relations :

$$P = \pi \rho [(r_e + e)^2 - r_e^2], \quad \rho : \text{poids spécifique de la cuve}$$

$$e = \alpha p r_e,$$

$$r_e = r_i \exp \frac{U}{E_i r_i},$$

$$E_i = \beta 61 p^{0,56},$$

où  $\alpha = 1,5 \times 10^{-3} [\text{cm}^2/\text{kg}]$ , calculé pour de l'inox 18/8,  $\sigma_{fl} = 44 \text{ kg/mm}^2$   
un coefficient de sécurité  $x = 4$ , un coefficient de soudure  $z = 0,6$  :

$$\alpha = \frac{x}{\sigma_{fl} z} .$$

On obtient

$$P = \pi \rho r_i^2 (\alpha^2 p^2 = 2 \alpha p) \exp \left[ \frac{2U}{r_i \beta 61 p^{0,56}} \right] .$$

On a tracé les courbes  $P = P(p)$  à  $\beta$ ,  $r_i$  constants et à  $\eta$ ,  $r_i$  constants pour  $U = 2$  MV sur les figures III.45 et III.46; si l'on veut éviter un rayon de l'enceinte  $r_e$  trop grand ( $\eta > 2$ ), celles-ci indiquent qu'il faut choisir une gamme de pression de 4 à 7 kg/cm<sup>2</sup>, SF<sub>6</sub> pur, pour atteindre un coefficient de sécurité  $\leq 0,6$ . Le champ maximum de travail est alors de 75-100 kV/cm. On a par exemple :

$\eta$	$r_e$ [cm]	$p$ [kg/cm <sup>2</sup> ]	$P$ [kg/m]	$E_i$ [kV/cm]
2	70	5,75	208	82,5
1,9	66,5	6,6	216	89
1,8	63	7,7	221	97
1,7	59,5	9,3	244	108

avec  $U = 2$  MV,  
 $r_i = 35$  cm,  
 $\beta = \begin{cases} 0,8 & (\text{SF}_6 + \text{N}_2) \\ 0,5 & (\text{SF}_6) \end{cases}$

$\eta$	$r_e$ [cm]	$p$ [kg/cm <sup>2</sup> ]	$P$ [kg/m]	$E_i$ [kV/cm]
2	80	4,55	216	72,5
1,9	76	5,21	223	78
1,8	72	6,06	233	85
1,7	68	7,25	250	94

avec  $U = 2$  MV  
 $r_i = 40$  cm  
 $\beta = \begin{cases} 0,8 & (\text{SF}_6 + \text{N}_2) \\ 0,5 & (\text{SF}_6) \end{cases}$

Nous avons choisi,  $r_i$  valant 35-40 cm,

$r_e = 70$  cm,  $\eta = 2 - 1,8$ ,

$e = 10$  mm, inox 18/8

$p = 7$  kg/cm<sup>2</sup>,  $\beta = 0,5$  SF<sub>6</sub>,

$E_i = 80-90$  kV/cm .

FIG. III.45

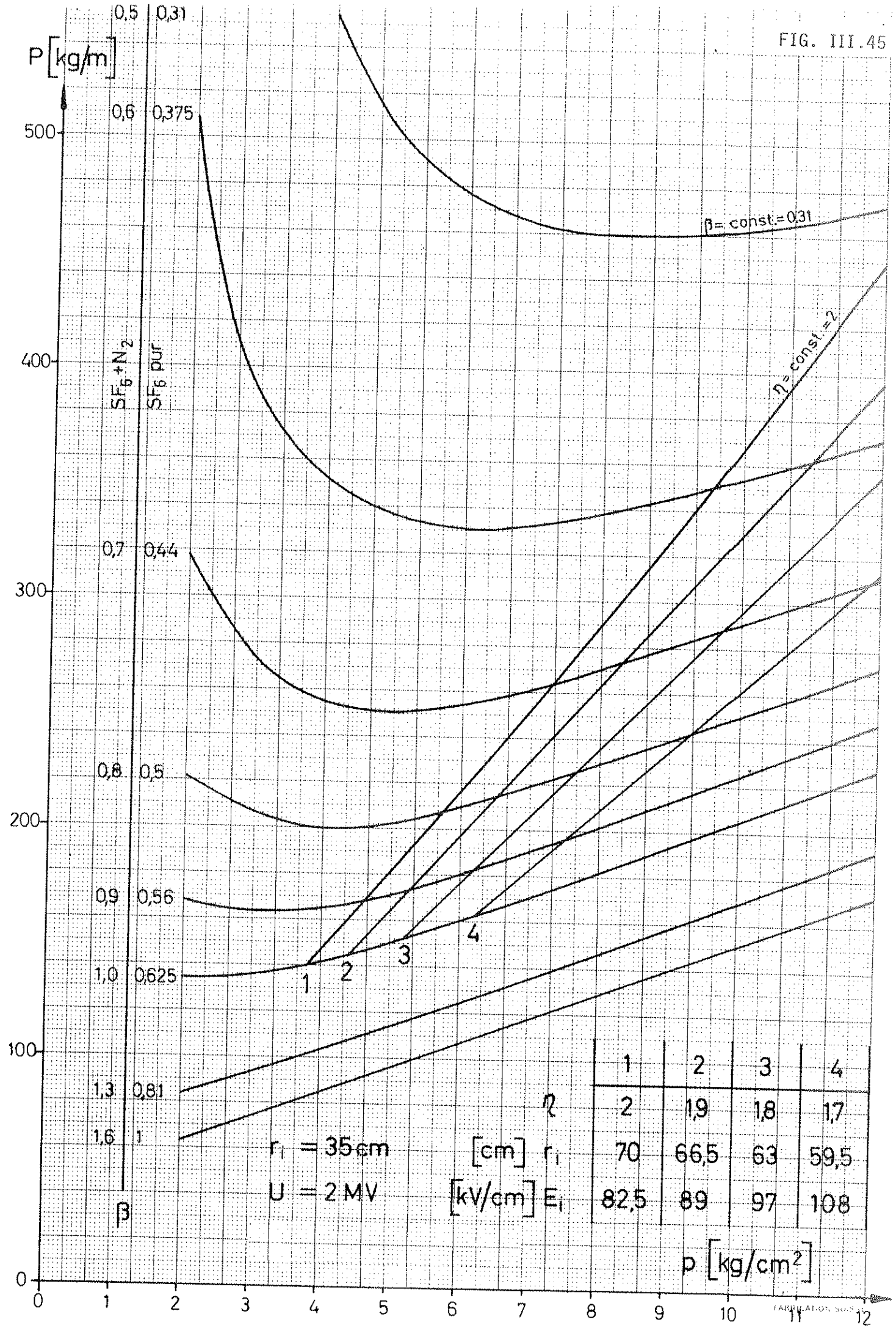
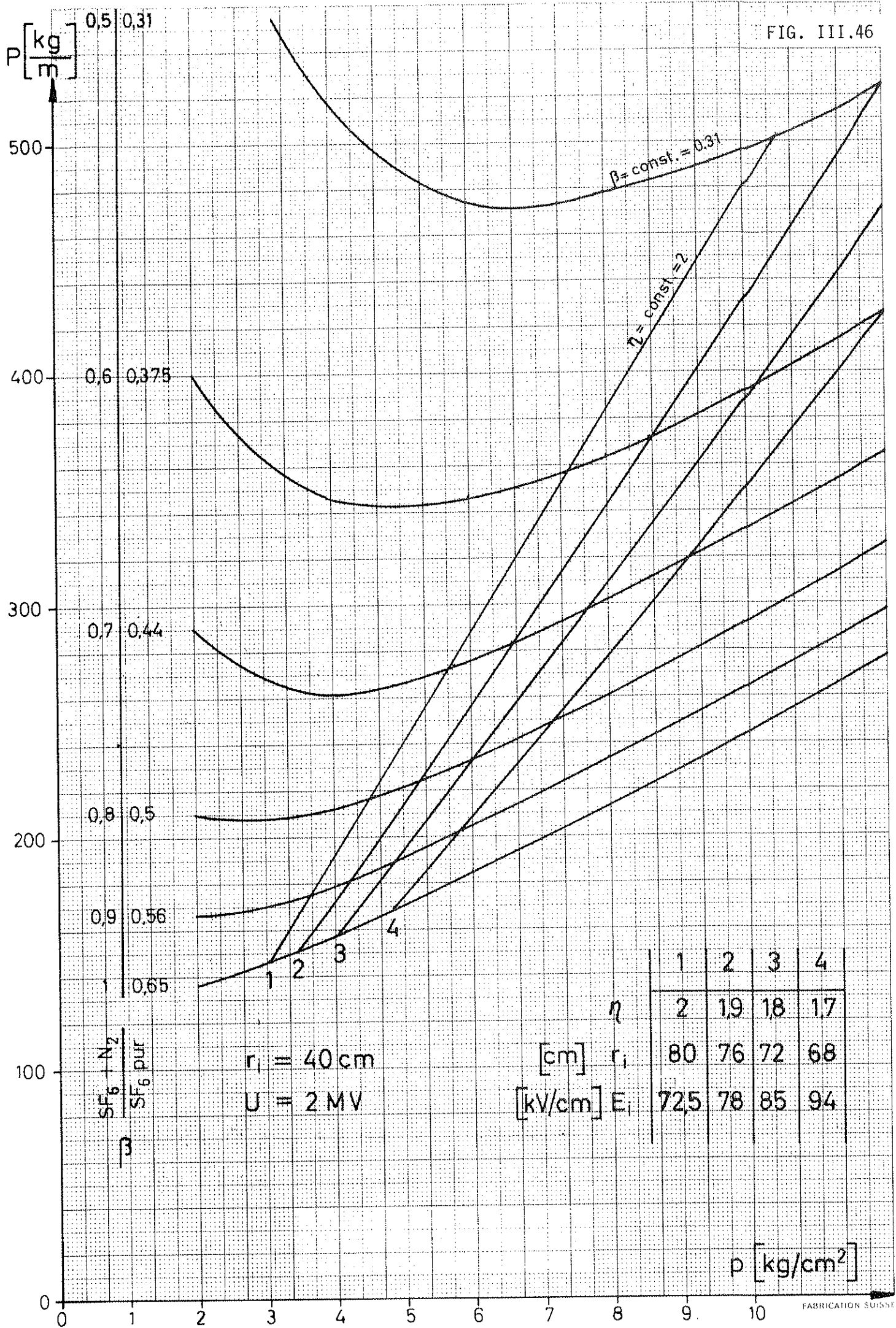


FIG. III.46



La cuve a une longueur de 3800 cm, un volume de ~ 5700 l .

Ces valeurs de champ sont valables en dc. Il est probable qu'en régime impulsionnel T.H.T. (200-300 nsec) les seuils de claquage se trouvent augmentés.

#### Isolation par l'huile

Afin de minimiser la formation de bulles, on vide l'enceinte à ~  $10^{-2}$  Torr avant de la remplir d'huile SHELL DIALA C. Celle-ci est auparavant purifiée.

Elle supporte 70 kV/cm en dc.

Dans une communication privée, Martin (voir Ref. 27) indique la tenue en tension pulsée d'une huile de transformateur en fonction de la surface des électrodes. Pour 1 cm d'écartement, 0,5 m<sup>2</sup>, il donne :

$$E t^{\frac{1}{2}} \approx 0,2 \text{ [MV/cm] } [\mu\text{sec}]^{\frac{1}{2}},$$

c'est-à-dire que, si  $t \approx 0,3 \mu\text{sec}$ ,  $E \leq 350 \text{ kV/cm}$ , valeur trois fois plus grande que le champ maximum de travail à 2 MV.

Comme la tenue en tension impulsionnelle à grand écartement d'électrodes,  $\geq 20 \text{ cm}$ , des isolants, huile ou gaz, n'est pas connue, nous nous proposons de faire quelques essais à ce sujet qui nous conduiront, entre autres, à une estimation plus correcte du rayon de notre blindage.



## CHAPITRE IV

### INTERET D'UNE CHAMBRE A DARDS A HYDROGENE EN PHYSIQUE DES PARTICULES DE HAUTE ENERGIE

#### 1. INTRODUCTION

En essayant de réaliser une chambre à dards à hydrogène, le but poursuivi est parfaitement évident : il s'agit d'obtenir dans le même appareil les avantages de la chambre à bulles à hydrogène et ceux de la chambre à dards. Comme dans toute chambre à dards, on photographiera un événement sélectionné par des dispositifs électroniques extérieurs à la chambre. Comme dans une chambre à bulles à hydrogène, on visualise le vertex de l'interaction; on bénéficie d'une efficacité de détection constante sur l'angle solide total de  $4\pi$  et d'une bonne mesure de quantité de mouvement.

Il faudra sans doute attendre les tests quantitatifs précis pour connaître les performances réelles d'une chambre à dards à hydrogène. Mais pour discuter les expériences de physique qui peuvent être réalisées avec cet appareil, nous allons simplement extrapoler à l'hydrogène ce qu'on connaît déjà dans les autres gaz qui ont déjà été utilisés dans les chambres à dards. Nous allons donc discuter maintenant les différents paramètres de la chambre.

##### 1.1 Température

Il faut obtenir la densité d'hydrogène la plus élevée possible de manière à augmenter le rendement en interactions pour les particules incidentes. La température doit être la plus faible possible. En opérant par exemple à une température de l'ordre de  $25^{\circ}\text{K}$ , la densité à la pression atmosphérique de l'hydrogène est de  $10^{-3} \text{ g/cm}^3$ . Par la suite, nous supposerons que la densité de l'hydrogène dans une chambre

à dards est simplement 100 fois plus faible que celle de la chambre à bulles. Dans une région de production de 1 mètre de long, un hadron a donc une probabilité de  $10^{-3}$  de donner une interaction. Il faut remarquer qu'il ne sera peut-être pas facile d'obtenir des dards de bonne qualité dans des conditions de densité aussi élevée.

## 1.2 Pression

La pression de fonctionnement ne peut pas dépasser quelques atmosphères. En effet, les parois de la chambre doivent être suffisamment minces pour diminuer les interactions parasites des particules secondaires qui doivent être détectées à l'extérieur de la chambre pour assurer le déclenchement. La chambre doit pouvoir tenir le vide; on pourra, sans augmenter considérablement les parois, la faire fonctionner à 2 ou 3 atmosphères. On peut donc gagner un facteur de l'ordre de 2 à 3 dans le taux de réaction.

## 1.3 Dimensions de la chambre

La profondeur de la chambre sera limitée par les possibilités d'obtenir des dards de bonne qualité sur un grand intervalle. En utilisant des tensions de l'ordre de 2 millions de volts, des intervalles de 20 cm sont dans le domaine du possible. Nous supposerons que l'épaisseur de la chambre sera égale à 40 cm. La longueur de la chambre est fonction de l'aimant qu'il sera possible de construire. Etant donné la faible épaisseur, qui limitera donc la longueur mesurable des traces, on recherchera les champs magnétiques élevés (50 000 G) obtenus dans les aimants supraconducteurs. Le diamètre utile des bobines peut être de l'ordre de 150 cm, laissant 100 cm de longueur utile pour la production des événements. La chambre doit donc être un parallélépipède de 150 cm de longueur et de  $40 \times 100 \text{ cm}^2$  de section.

## 1.4 Temps de mémoire

Nous supposerons que le temps de mémoire de la chambre sera du même ordre de grandeur que celui qui est obtenu dans tous les gaz des chambres à dards, soit de l'ordre de quelques microsecondes. Puisqu'une particule



incidente sur mille donnera une interaction, on pourra tolérer de l'ordre de 10 traces par photographie, soit une particule incidente chaque  $10^{-6}$  seconde. Des faisceaux de  $10^6$  particules, étalés en 0,5 seconde, pourront donc être acceptés par l'appareil. En supposant un cliché par impulsion de l'accélérateur, on dispose donc d'une sélection possible de l'interaction parmi 1000 produites dans la chambre.

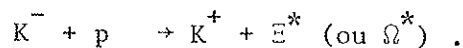
### 1.5 Expériences dans une chambre à dards à hydrogène

Les expériences bien adaptées à cet appareil sont essentiellement celles que l'on souhaiterait faire en chambre à bulles, mais pour lesquelles le taux de production de celles-ci est trop faible pour aboutir à des statistiques suffisantes avec des lots classiques de  $10^6$  clichés. Le domaine classique de la chambre à bulles est celui du millibarn. Celui de ce nouvel appareil est celui du microbarn.

Dans le cas où la visibilité du vertex n'est pas strictement nécessaire, d'autres techniques sont largement compétitives, celle du projet Oméga par exemple. C'est pourquoi il faut essentiellement penser à des expériences dans lesquelles la visibilité du vertex et de son voisinage immédiat est indispensable. C'est le cas des particules étranges, ainsi que des protons de recul de basse énergie. A titre d'exemple nous discutons un type d'expérience.

## 2. ETUDE DES SYSTEMES D'ETRANGETE -2 ET -3

Le moyen le plus efficace de produire des systèmes baryoniques d'étrangeté -2 ( $\Xi^*$ ) et -3 ( $\Omega^*$ ) est d'utiliser les interactions de  $K^-$  dans lesquelles un  $K^+$  est produit.



Les sections efficaces sont de l'ordre de quelques dizaines de microbarns à quelques fractions de microbarn. Les longueurs de vol des  $\Omega^-$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Lambda^0$  sont de l'ordre de quelques centimètres, et donc la visibilité du voisinage immédiat de l'apex de production est indispensable. Par

contre, le  $K^+$  sort généralement de la chambre, il doit être détecté pour déclencher la chambre.

Dans une première étape, des statistiques de  $\Xi^*$  comparables à celles des  $Y^*$  permettraient de mieux comprendre ces résonances, d'en déterminer les nombres quantiques, de rechercher des résonances de masses de plus en plus élevées.

Dans une deuxième étape, des lots importants de  $\Omega^-$  permettraient de déterminer les rapports de branchement, les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ , et de rechercher d'éventuelles résonances baryoniques d'étrangeté -3.

Ces expériences ne sont possibles qu'à deux conditions : d'abord il faut disposer de faisceaux de  $10^5$  à  $10^6$   $K^-$ . De telles intensités seront certainement possibles lorsque l'accélérateur aura une intensité de  $10^{13}$  protons.

Ensuite, il faut pouvoir détecter efficacement le  $K^+$ . Cela est assez facile pour les  $K^+$  de basse énergie, par l'arrêt et la détection d'un secondaire dans un Čerenkov. Il sera plus difficile de continuer à grande énergie, à moins de limiter la détection à un faible angle solide pour les  $K^+$  émis vers l'avant.

Acknowledgements

The authors wish to offer their best thanks to Professor Charles Peyrou, Director of Physics II Department and Head of Track Chambers Division for his interest and support in this work.

We also wish to thank Messrs A. Bezaguet, E. Gygi and F. Schneider for much helpful advice and Messrs D. Girault, Ch. Iselin and J. Jenny for technical assistance. We wish also to acknowledge our indebtedness for the collaboration of members of the Ecole Polytechnique - Collège de France - Accélérateur Linéaire d'Orsay streamer chamber team who are preparing an experiment to be carried out at CERN using two large streamer chambers.



APPENDIX A

DEPENDENCE OF ELECTRON DIFFUSION

COEFFICIENT ON ELECTRIC FIELD

The electron diffusion coefficient  $D_-$  is given by

$$D_- = \frac{1}{3} \frac{\lambda_0}{p} \bar{v},$$

where  $\lambda_0$  is the mean free path for electron-atom collision in the gas at a pressure  $p$  of 1 Torr, and  $\bar{v}$  is the average random velocity of electrons.

We can express  $\bar{v}$  in terms of the electron mean energy  $\bar{\epsilon}$  and hence in terms of the electric field  $E$  using the following relation<sup>2)</sup>:

$$\bar{\epsilon} = m\bar{v}^2/2 = \frac{E}{p} \frac{e \lambda_0}{\sqrt{3}\Delta} \approx \frac{E}{p} \frac{e \lambda_0}{\sqrt{6m/M}},$$

where  $e/m$  is the electronic charge to mass ratio,  $M$  is the atomic mass, and  $\Delta \approx 2m/M$  is the average fractional loss of energy suffered by an electron in making an elastic collision. We note here that by far the greater part of the collisions are elastic. It follows that

$$\bar{v} = \frac{(e\lambda_0)^{1/2}}{(1.5 m^3/M)^{1/4}} \left(\frac{E}{p}\right)^{1/2},$$

$$D_- = \frac{e^{1/2}}{3} \left(\frac{\lambda_0}{p}\right)^{3/2} \frac{1}{(1.5 m^3/M)^{1/4}} E^{1/2},$$

$$D_- \propto E^{1/2} \text{ at constant pressure.}$$



APPENDIX B

Excitation, ionization, and transport coefficients

NEON<sup>10,22</sup>

$E/p_0$ $V \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\theta/p_0$ $\text{cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\alpha/p_0$ $\text{cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\eta$ $\text{v}^{-1}$	$\theta/\alpha$	$\theta/E$	$D \times 10^{-7}$ $\text{cm}^2 \text{ sec}^{-1}$	$W \times 10^{-7}$ $\text{cm sec}^{-1}$
3	0.175	0.0005	0.0002	350	0.058	0.6	0.31
4	0.237	0.0023	0.0005	103	0.059	0.62	0.40
5	0.295	0.0058	0.0012	51	0.059	0.62	0.49
6	0.351	0.0111	0.0019	31.6	0.059	0.63	0.57
8	0.454	0.0272	0.0035	16.7	0.057	0.64	0.73
10	0.549	0.0495	0.00495	11.1	0.055	0.65	0.88
12	0.637	0.0766	0.0064	8.3	0.053	0.66	1.02
15	0.760	0.124	0.0083	6.1	0.051	0.67	1.23
20	0.946	0.217	0.0109	4.4	0.047	0.7	1.54

Values of the product  $(\theta/\alpha)(E/p_0)$  are very roughly constant for  $10 < E/p < 40 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ , implying that  $(\theta/\alpha) \propto 1/E$  at constant pressure in this range.

HELIUM<sup>9,22</sup>

$E/p_0$ $V \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\theta/p_0$ $\text{cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\alpha/p_0$ $\text{cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\eta$ $\text{v}^{-1}$	$\theta/\alpha$	$\theta/E$	$D_- \times 10^{-7}$ $\text{cm}^2 \text{ sec}^{-1}$	$W_- \times 10^{-7}$ $\text{cm sec}^{-1}$
6	0.235	0.0076	0.00127	31	0.039	0.364	0.415
8	0.333	0.0212	0.00265	15.7	0.042	0.387	0.553
10	0.419	0.041	0.0041	10	0.042	0.408	0.692
12	0.495	0.066	0.0054	7.6	0.041	0.429	0.833
15	0.6	0.109	0.0073	5.5	0.041	0.459	1.05
20	0.76	0.193	0.0097	3.9	0.038	0.509	1.42
25	0.901	0.285	0.011	3.2	0.036	0.567	1.80

Values of the product  $(\theta/\alpha)(E/p_0)$  are very roughly constant for  $10 < E/p < 40 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ , implying that  $(\theta/\alpha) \propto 1/E$  at constant pressure in this range.



HELIUM 10% --- NEON 90%<sup>22)</sup>

$E/p_0$ $V \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\alpha/p_0$ $\text{cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\eta = \alpha/E$
8	0.032	0.0039
9	0.043	0.0047
10	0.058	0.0062
11.5	0.079	0.0068
12	0.087	0.0073
14	0.112	0.0079
19	0.2	0.011
22	0.25	0.012

HYDROGEN

$E/p_0$ $V \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\alpha/p_0$ <sup>a)</sup> $\text{cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\eta$ $V^{-1}$	$\theta/p_0$ <sup>b)</sup> $\text{cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$	$\theta/E$ $V^{-1}$
20	$7.3 \times 10^{-3}$	$3.7 \times 10^{-4}$	~ 0.2	$1 \times 10^{-2}$
24	$2.12 \times 10^{-2}$	$9 \times 10^{-4}$		
25	$2.8 \times 10^{-2}$	$1.1 \times 10^{-3}$	~ 0.4	$1.6 \times 10^{-2}$
28	$4.8 \times 10^{-2}$	$1.7 \times 10^{-3}$	~ 0.6	$2 \times 10^{-2}$
40	$2 \times 10^{-1}$	$5 \times 10^{-3}$	~ 0.8	$2 \times 10^{-2}$
50	0.32	$64 \times 10^{-3}$	~ 1.0	$2 \times 10^{-2}$
60	0.5	$84 \times 10^{-3}$	~ 1.2	$2 \times 10^{-2}$
70	0.695	$99 \times 10^{-3}$	~ 1.4	$2 \times 10^{-2}$

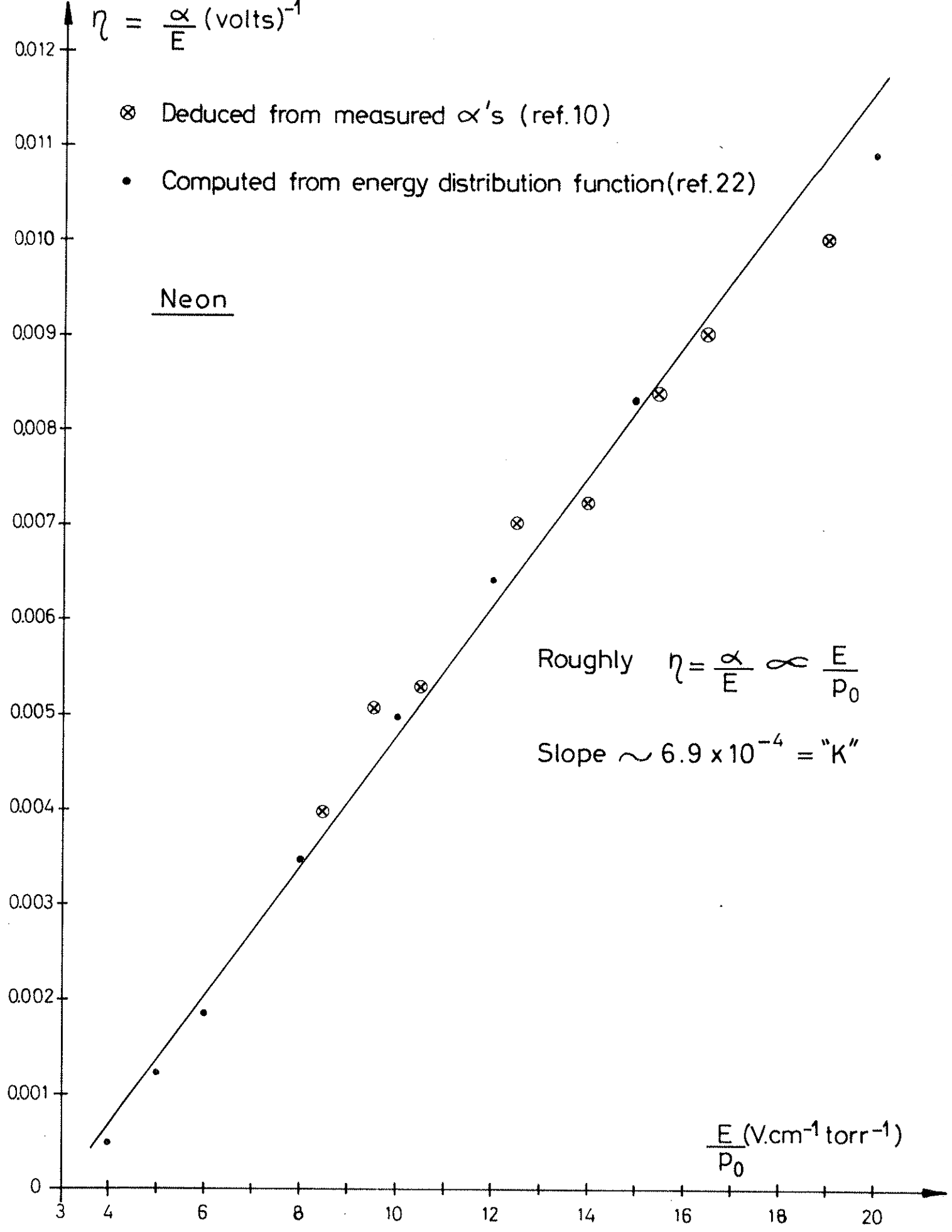
a) Collected data Ref. 2.

b) Reference 23.

$$\eta = \frac{\alpha}{E} \text{ (volts)}^{-1}$$

- ⊗ Deduced from measured  $\alpha$ 's (ref.10)
- Computed from energy distribution function(ref.22)

Neon



Roughly  $\eta = \frac{\alpha}{E} \propto \frac{E}{P_0}$

Slope  $\sim 6.9 \times 10^{-4} = \text{"K"}$

FIG. B.3

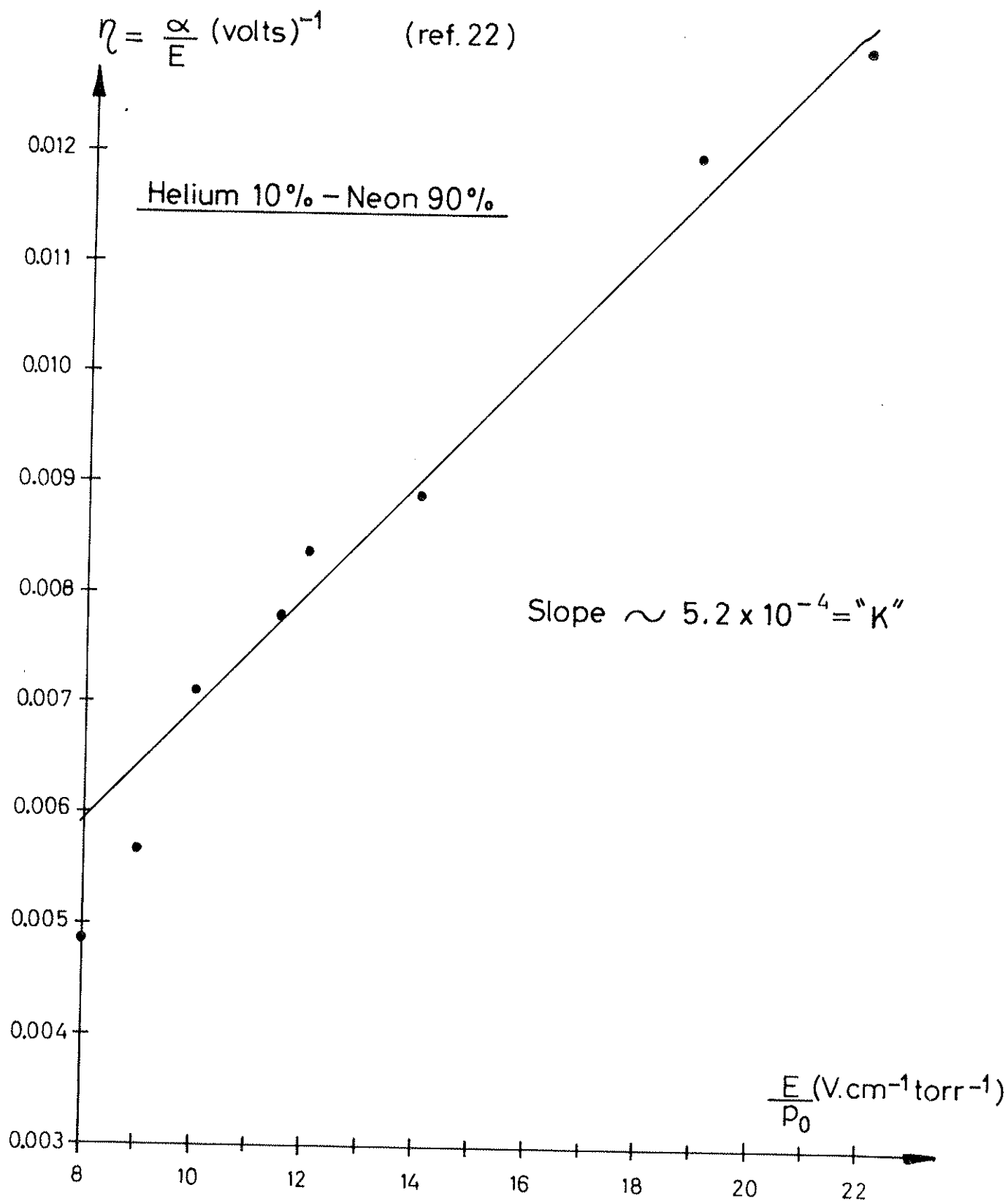


FIG. B.4

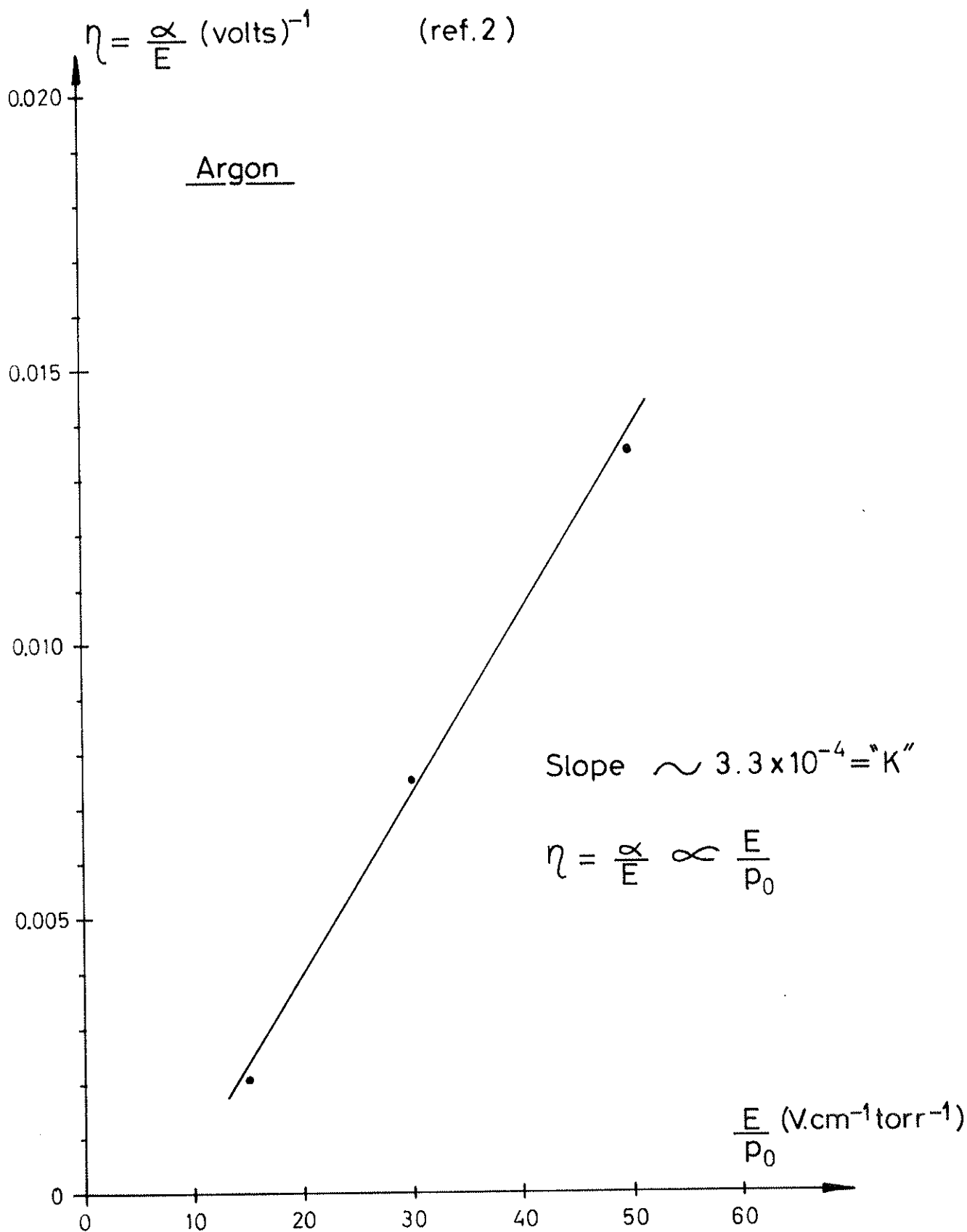


FIG. B.5

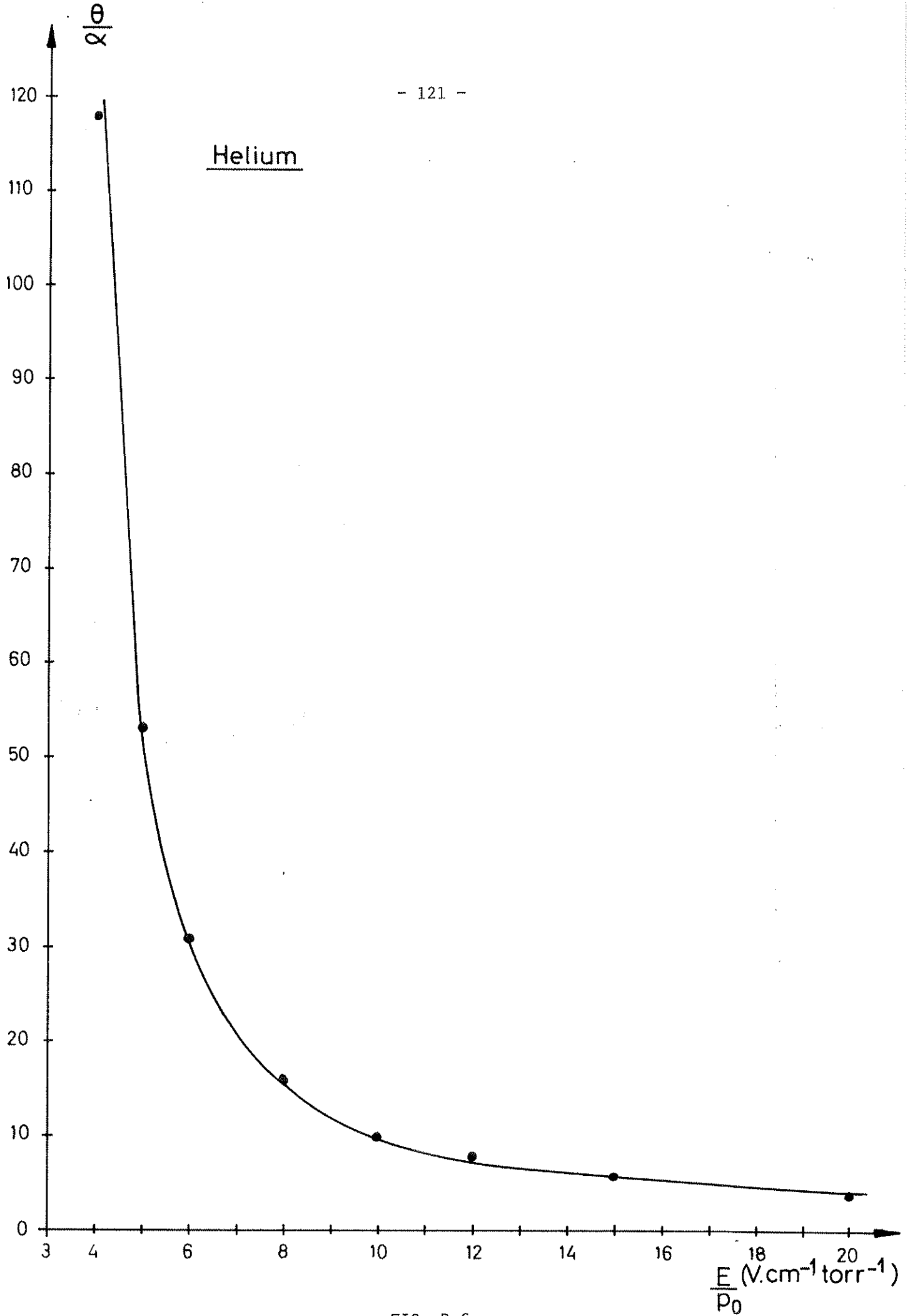


FIG. B.6

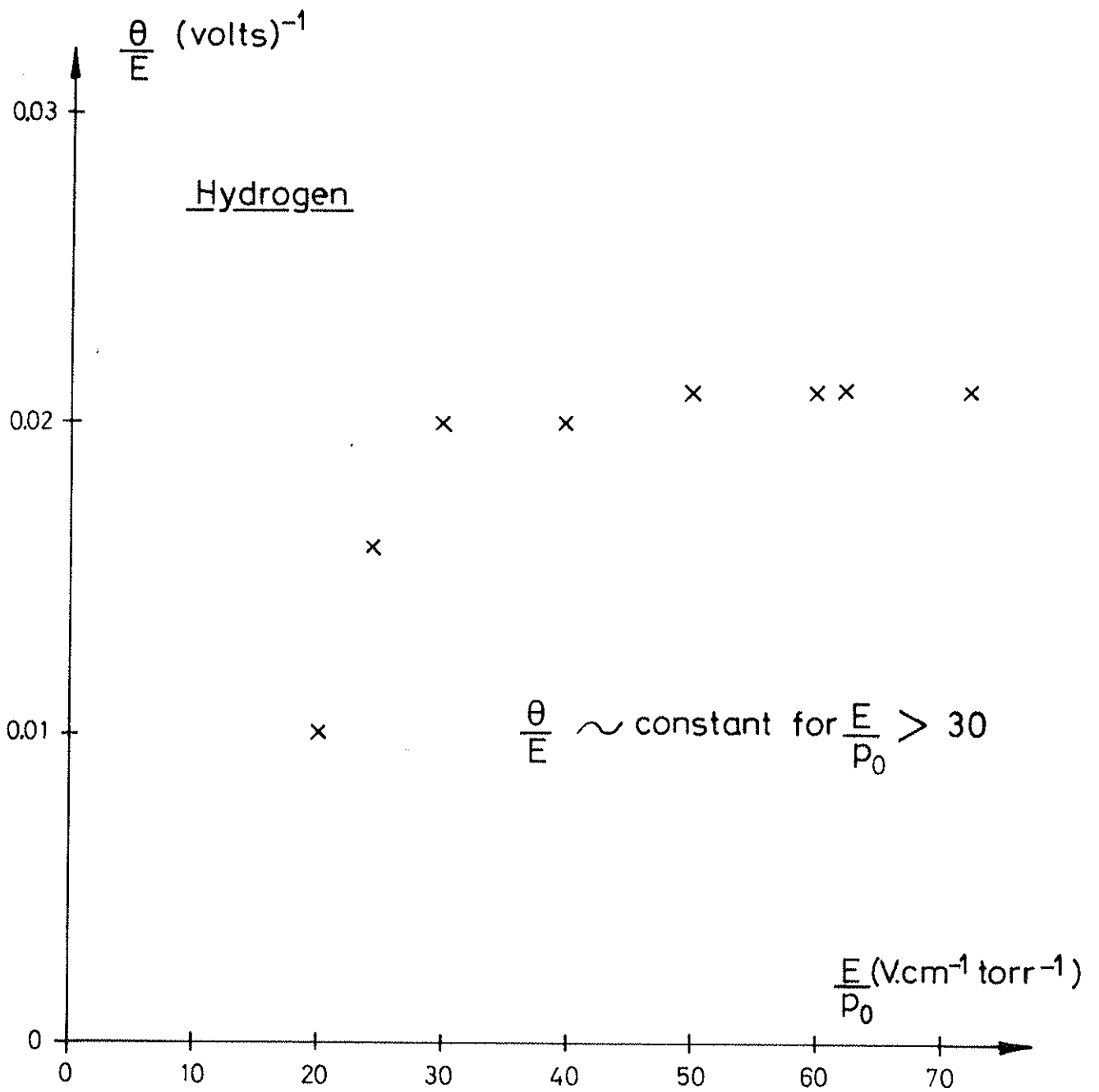


FIG. B.7

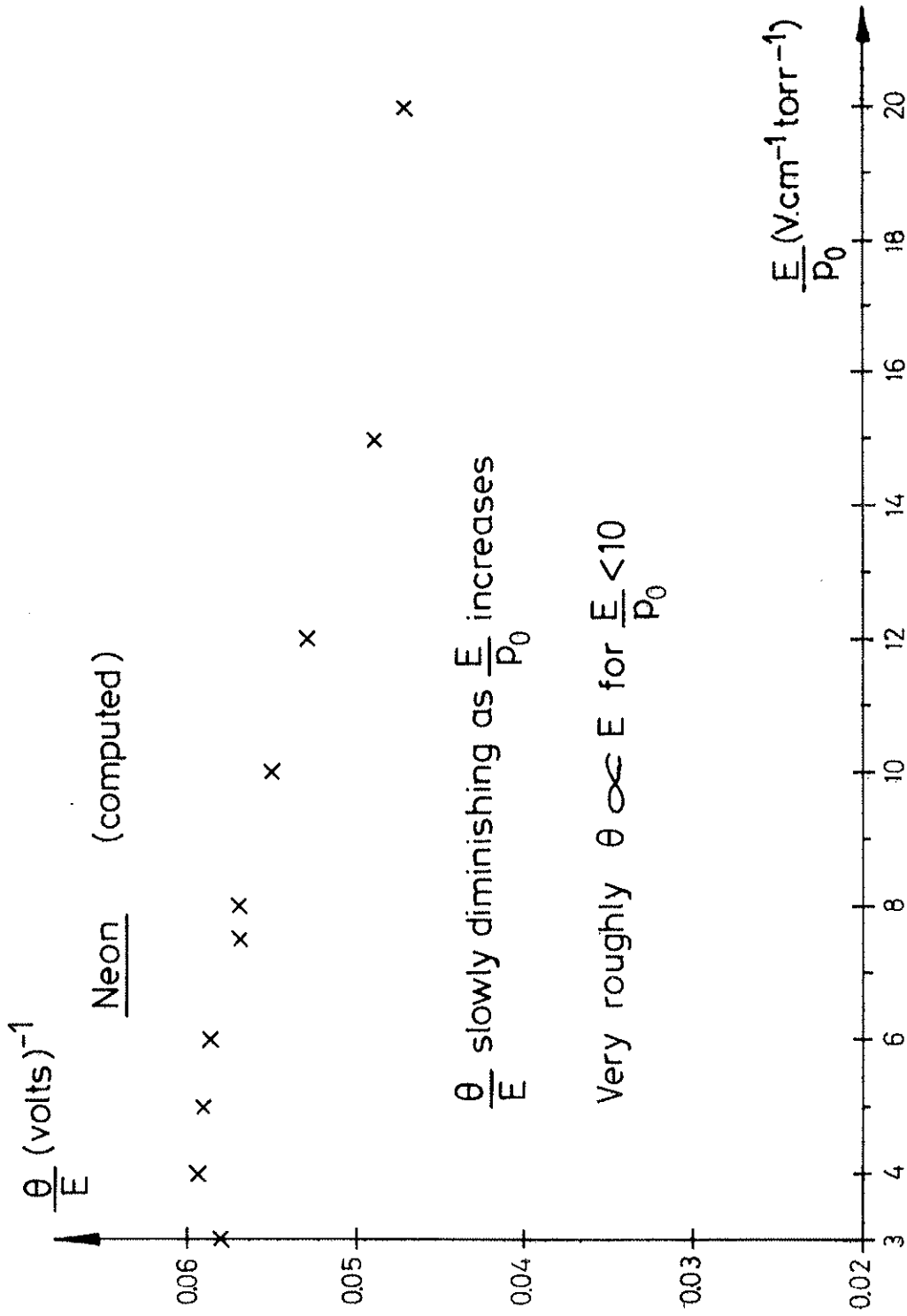


FIG. B.8

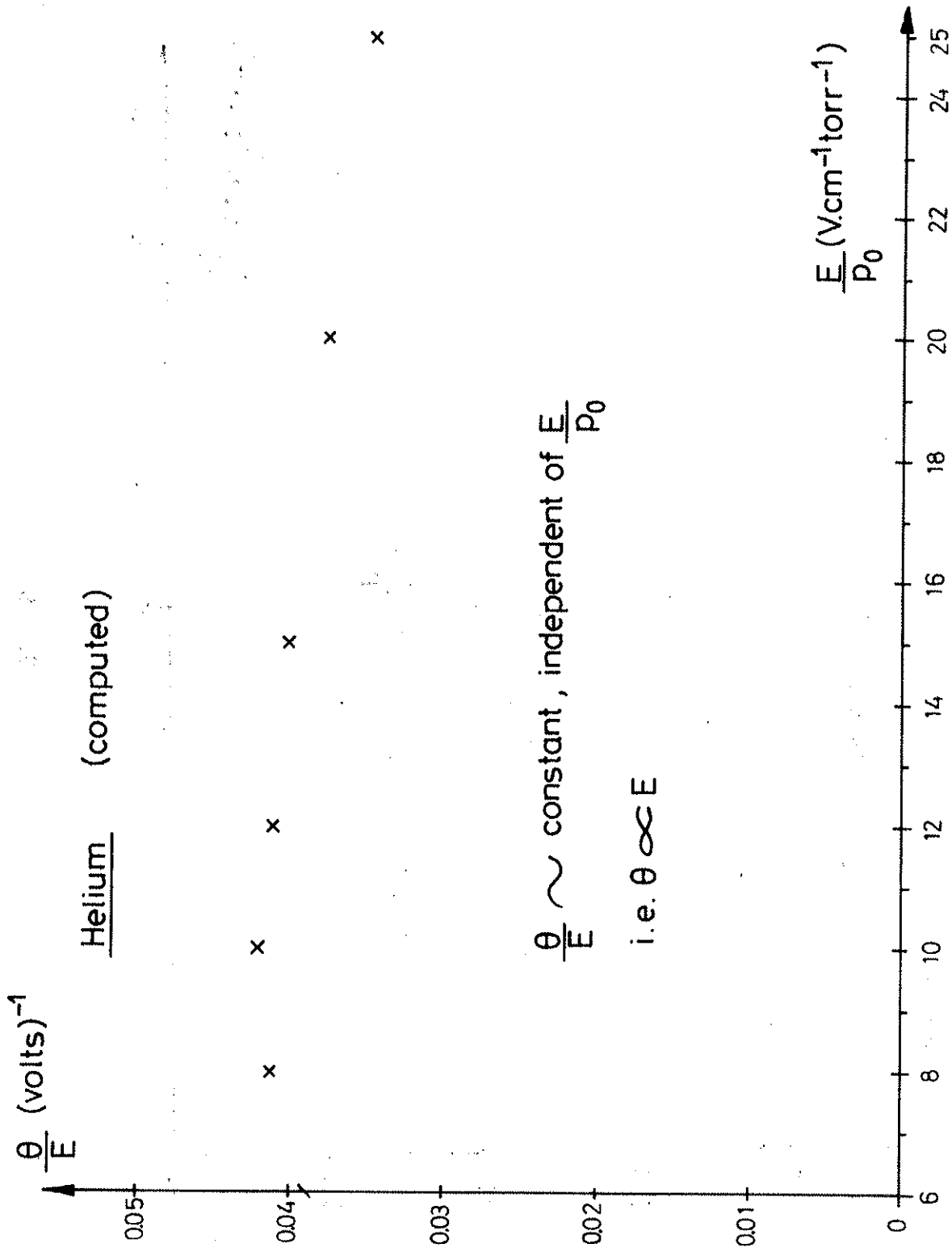


FIG. B.9



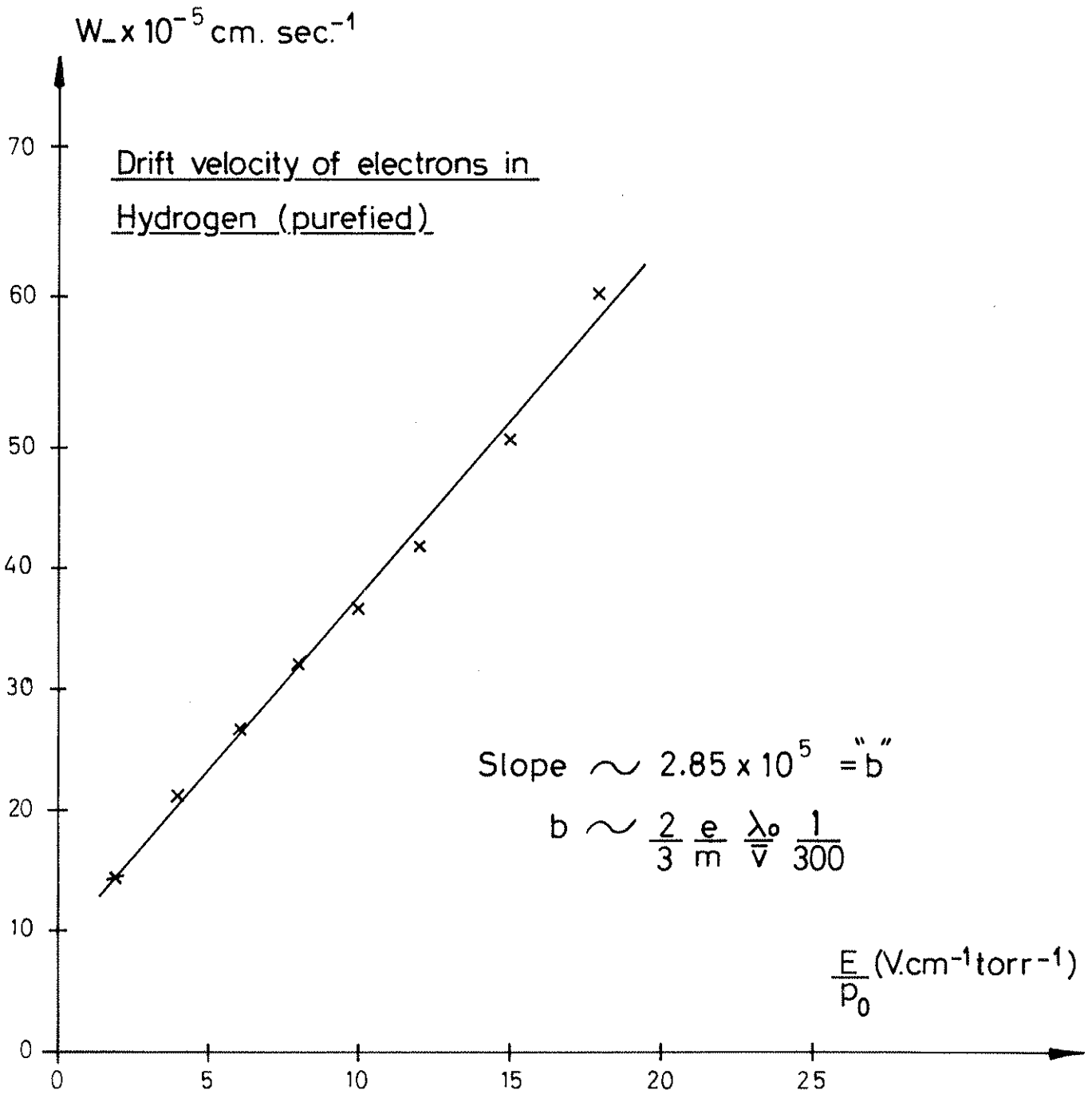


FIG. B.10

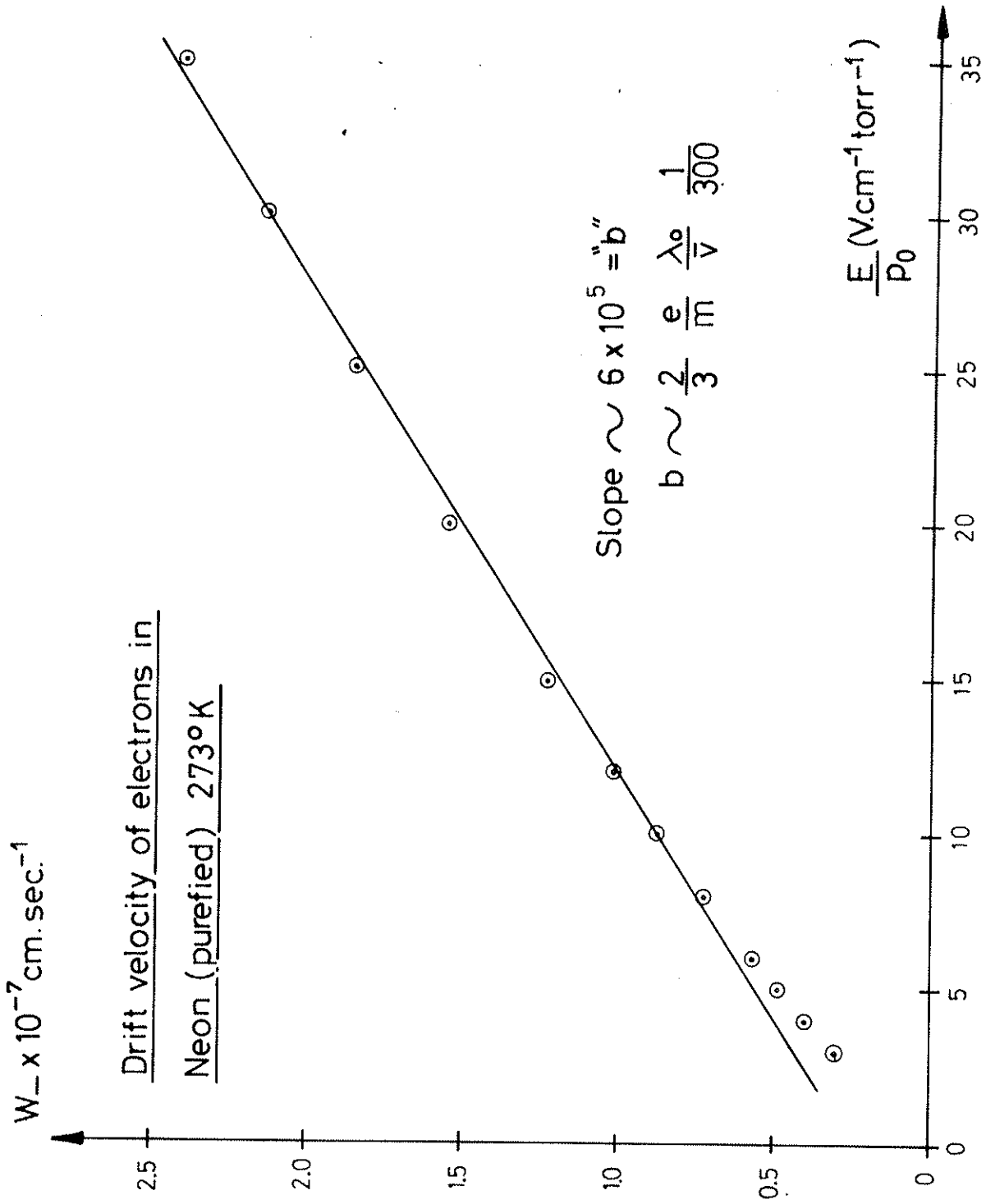


FIG. B.11

$W \times 10^{-7} \text{ cm. sec.}^{-1}$

Drift velocity of electrons in Helium (purified) 273°K

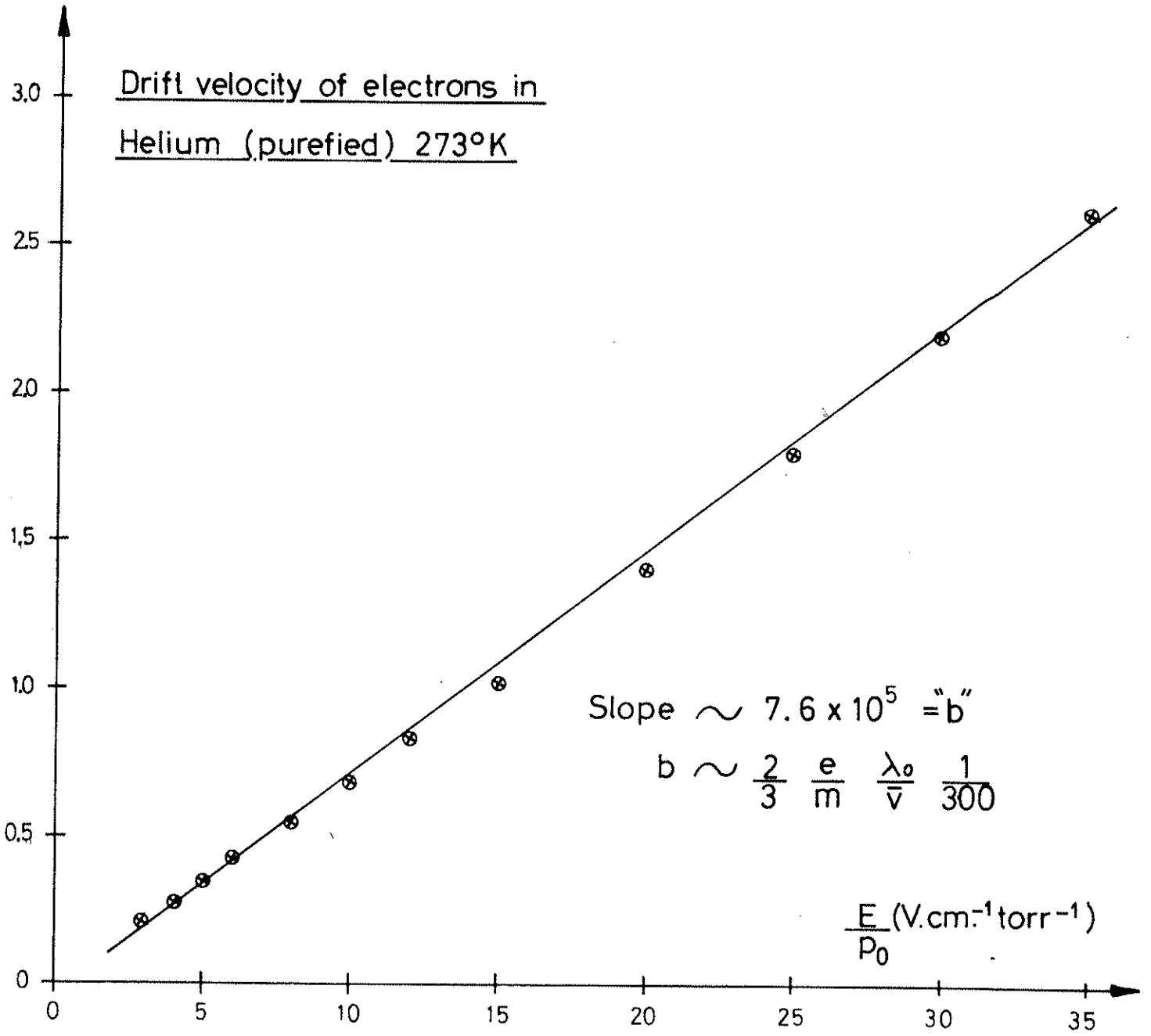


FIG. B.12



## APPENDICE C

### TENUE EN TENSION EN GEOMETRIE COAXIALE

La rigidité diélectrique d'un système très haute tension est fonction de nombreux paramètres tels que géométrie, diélectrique, état superficiel des matériaux soumis au champ électrique, durée et forme de la haute tension, etc., mais il faut insister sur l'importance des deux paramètres fondamentaux : intensité du champ et valeur de la tension. La majorité des données de rigidité diélectrique trouvées dans la littérature sont obtenues par des essais normalisés toujours effectués à l'aide de faibles valeurs de la tension (quelques kV).

#### 1. TENUE EN TENSION DANS LE VIDE

Des essais dans le vide et tension continue et en impulsions (durée de quelques  $\mu\text{sec}$  à quelques msec), dans le domaine de quelques dizaines de kilovolts jusqu'à l'ordre du mégavolt, permettent de tirer quelques conclusions générales.

- Dans le domaine de quelques centaines de kV, en prenant toutes les précautions on peut atteindre des champs de l'ordre de 100 kV/cm en tension continue et 200 kV/cm en tension pulsée (quelques  $\mu\text{sec}$ ).

- Les traversées ainsi que les supports des pièces soumises à la haute tension posent techniquement des problèmes délicats dès que l'on dépasse quelques centaines de kV.

- Les problèmes techniques liés à l'utilisation du vide diélectrique impliquent des précautions spéciales (polissage, nettoyage...) et du matériel spécialisé (pompes diverses, jauges, détecteur de fuite), qui est onéreux.

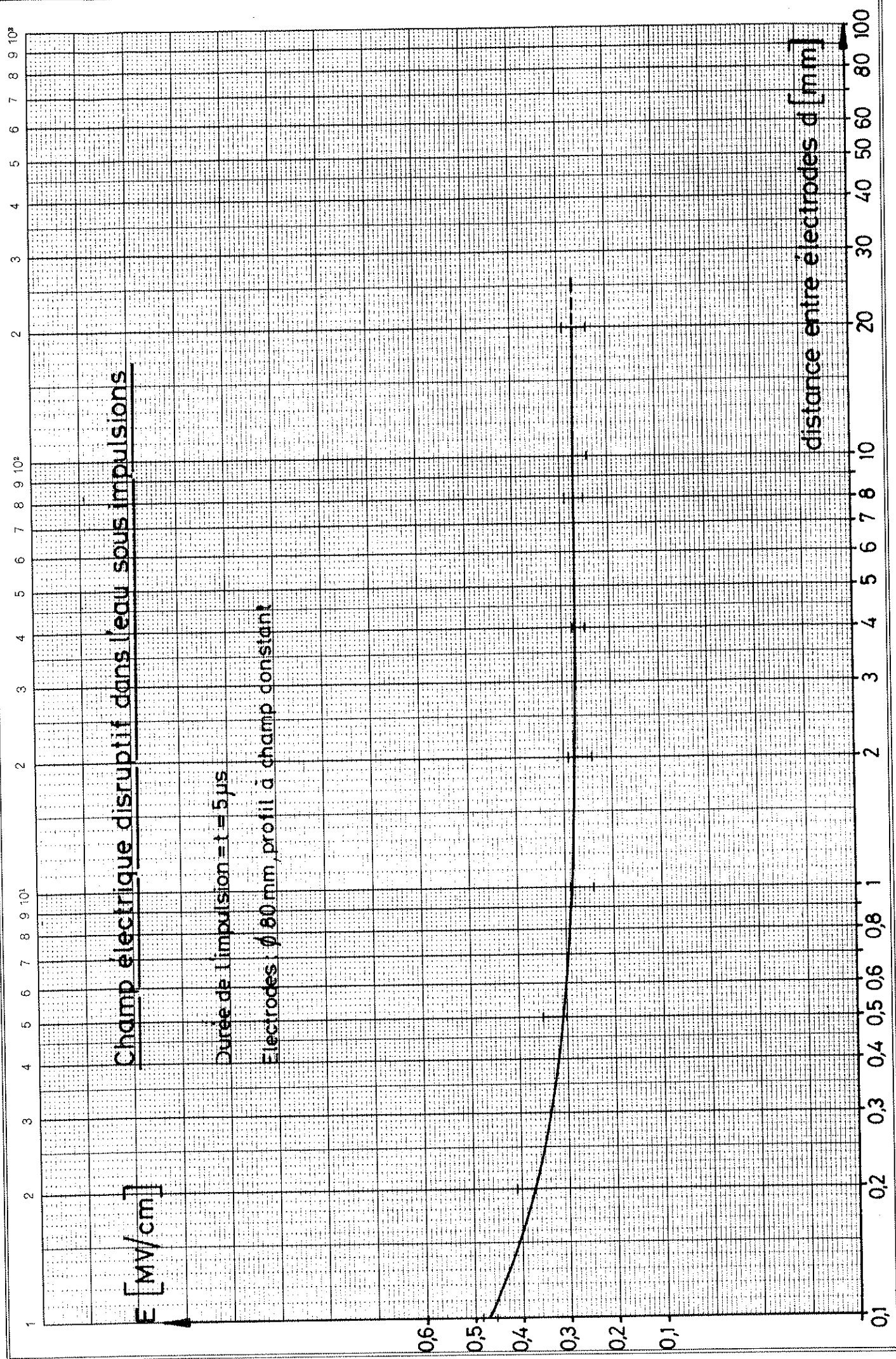


FIG. C.2

mettant une comparaison avec nos propres essais. Les valeurs de rigidité sont : pour le SF<sub>6</sub> d'environ 80 kV/cm par kg/cm<sup>2</sup> de pression et pour le N<sub>2</sub> et le CO<sub>2</sub> de 40 à 50 kV/cm par kg/cm<sup>2</sup>. Nos essais ont donc porté sur l'influence d'électrodes cylindriques et d'un support en araldite nécessaire à la fixation du système. Pour cela nous avons utilisé un générateur négatif continu de 600 kV, de type SAMES, et une enceinte de 350 mm de diamètre permettant de travailler jusqu'à 16 kg/cm<sup>2</sup> en pression. Avant chaque essai, une pompe à palettes à deux étages avec un piège à azote liquide nous permet d'obtenir un vide de l'ordre de 10<sup>-1</sup> Torr avant le remplissage avec le gaz choisi.

Dans le cas de la ligne de Blumlein le rapport des rayons des cylindres doit être de  $\sqrt{e}$  pour obtenir le champ électrique minimum au niveau du cylindre intérieur (cf. chapitre III, section 3.3). Dans un système coaxial, la valeur du champ est donnée par la formule (voir chapitre III, section 2.2) :

$$E = \frac{V}{r_i \log \frac{r_e}{r_i}}$$

où  $r_e$  = rayon extérieur, et  $r_i$  = rayon intérieur. Avec le rapport  $r_e/r_i = \sqrt{e}$ , le calcul devient  $E = 2V/r_i$ .

Une étude préliminaire a été faite sur des supports en araldite chargée de silice, de forme cylindrique, droits ou avec jupes. Les meilleurs résultats sont obtenus avec les jupes, comme le montre la figure C.3. Pour cet essai, les résultats sont de 100 kV/cm à 5 kg/cm<sup>2</sup> absolus de 90% N<sub>2</sub> + 10% SF<sub>6</sub>, ou 100 kV/cm à 10 kg/cm<sup>2</sup> absolus de CO<sub>2</sub>. Tension appliquée de 600 kV. Partant de ce résultat sur les supports à jupes, un essai de ligne tricoaxiale a été réalisé. Le dessin C.4 nous montre le montage et le dessin C.5 les courbes de tenue en tension dans le SF<sub>6</sub>, le mélange 10% SF<sub>6</sub> + 90% N<sub>2</sub>, et le CO<sub>2</sub>. Sur la figure C.6, les mêmes résultats sont portés sur un graphique bi-logarithmique et ils apparaissent sur des droites (la cassure concernant le CO<sub>2</sub> proveint

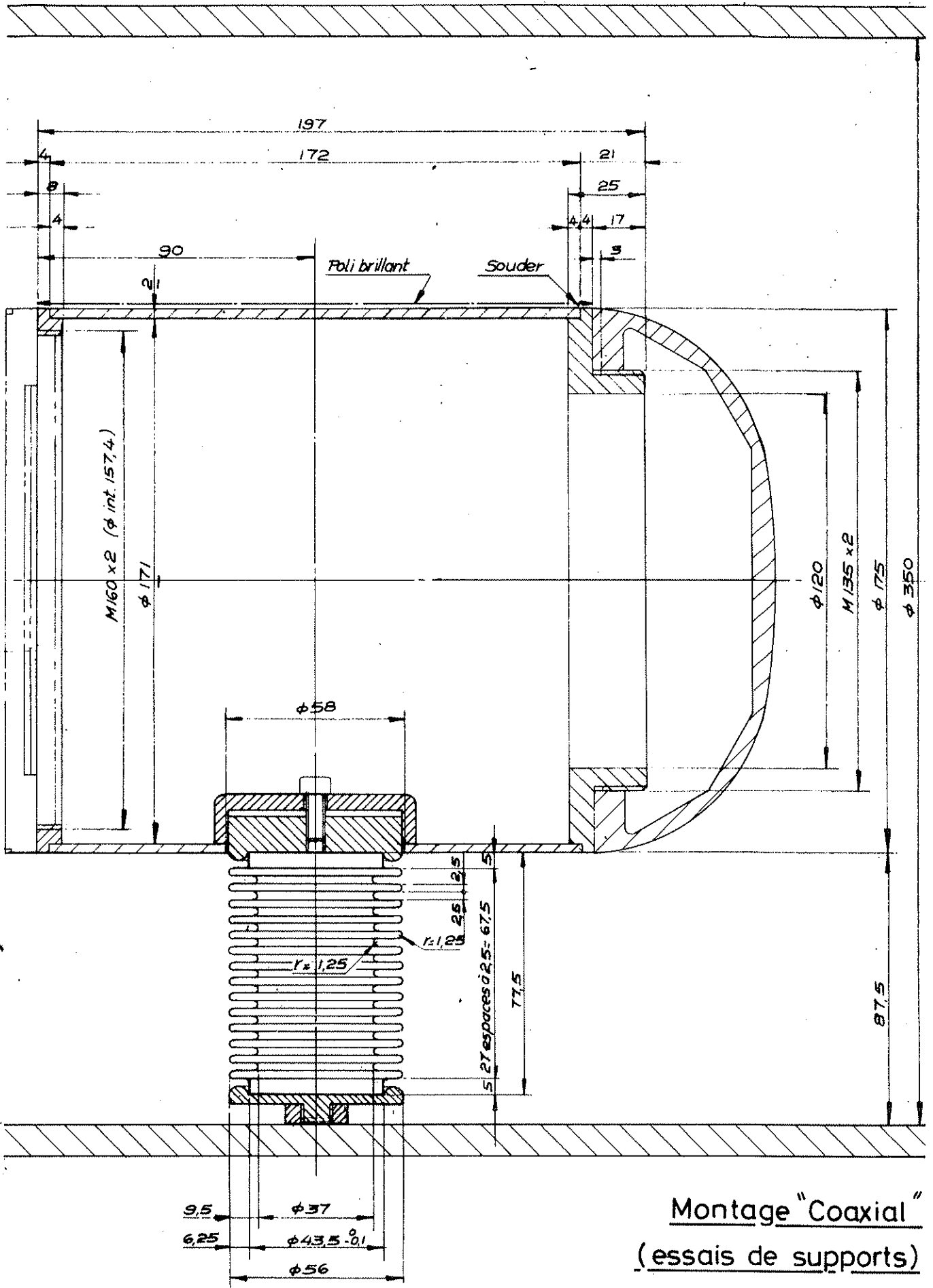
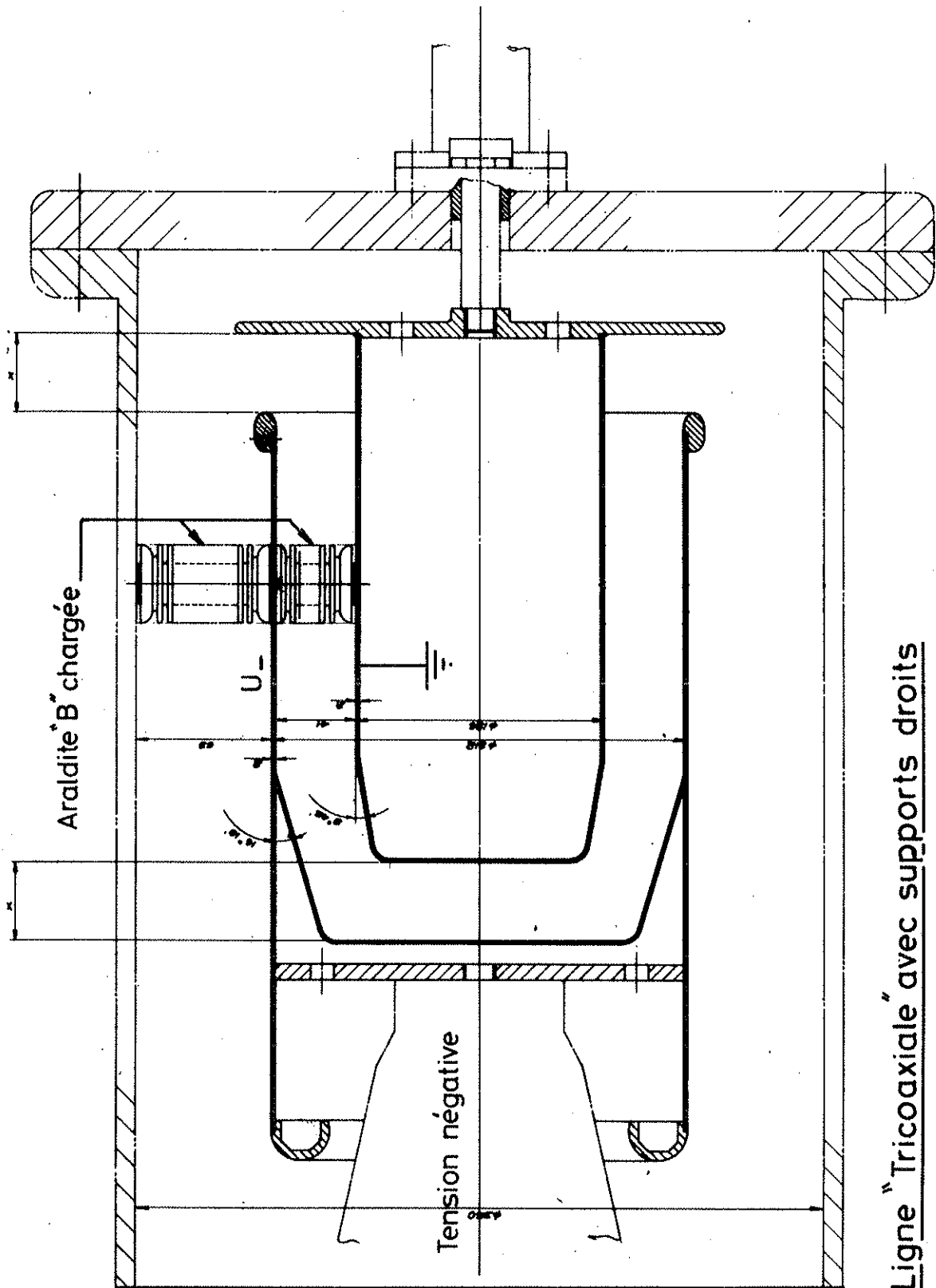


FIG. C.3



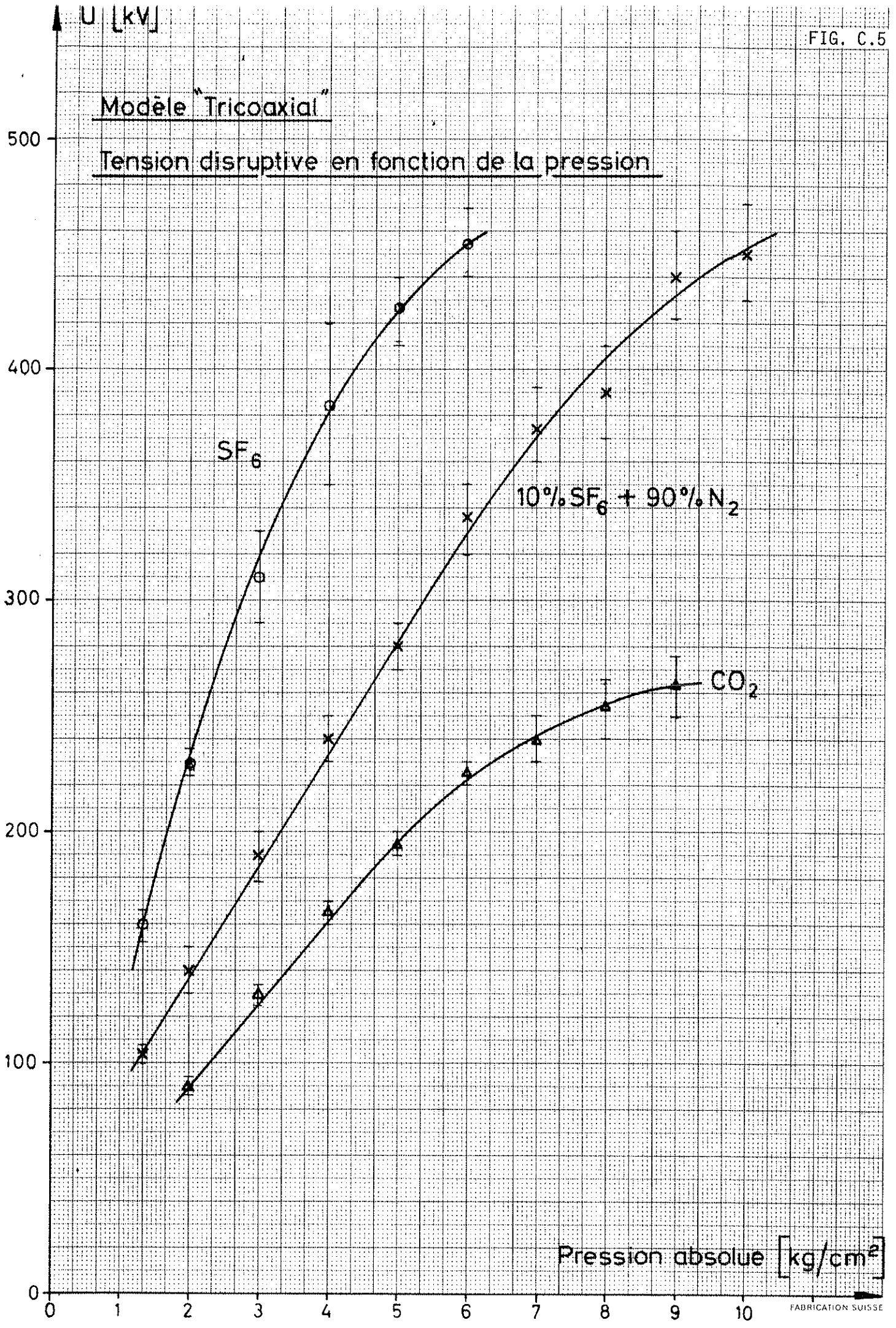


Ligne "Triaxiale" avec supports droits

FIG. C.4

Modèle "Tricoaxial"

Tension disruptive en fonction de la pression



Pression absolue [ $\text{kg/cm}^2$ ]

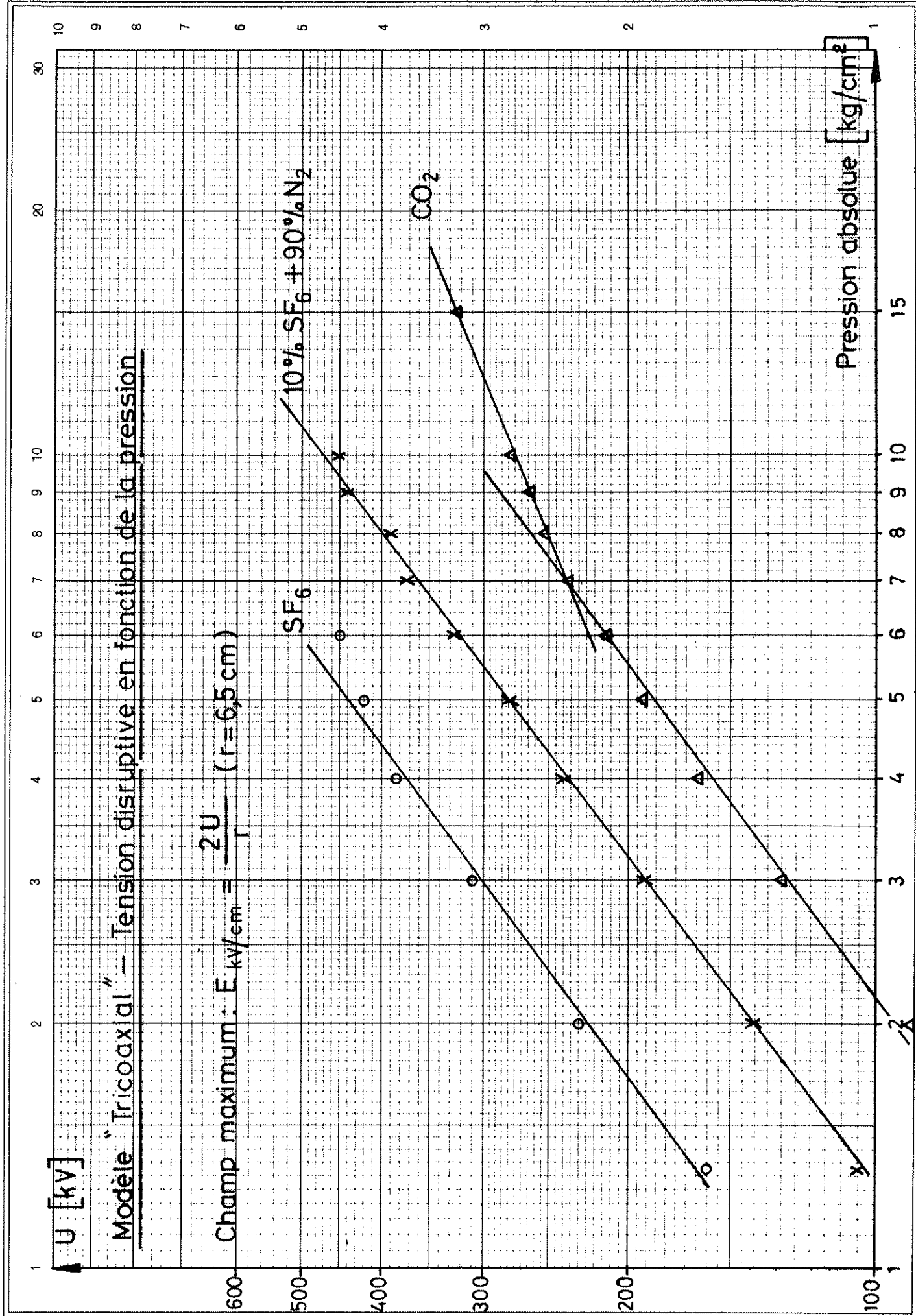


FIG. C.6

Teilung } 1-10 1-30 Einheit } 166,6 mm  
 Logar. Division } 1-10 1-30 Unité }

FIG. C.7



APPENDICE D

TEST DES CONDENSATEURS COGECO 100 kV - 10 nF

1. Caractéristiques électriques

Voir chapitre III, paragraphe 4.3.2.

2. Tests électriques

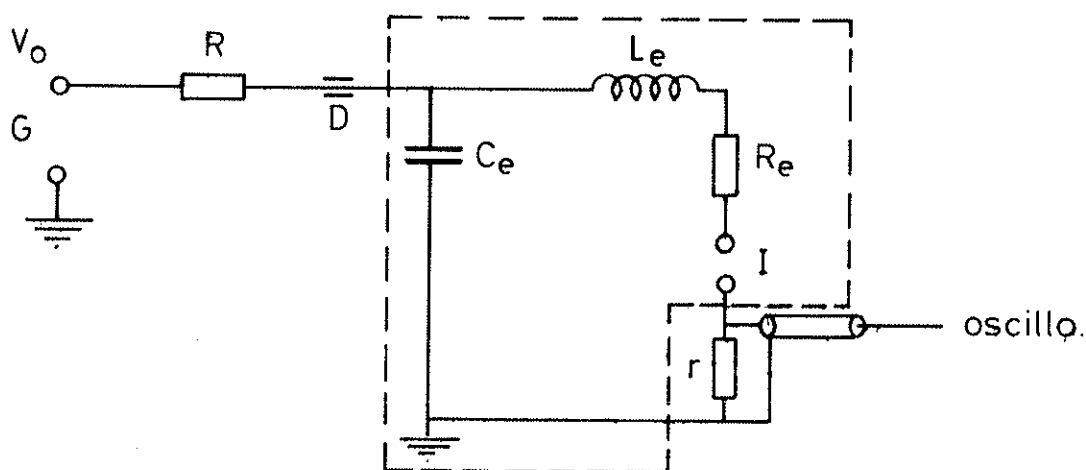


FIG. D.1

L'ensemble du montage est blindé

I : éclateur à sphère  $\varnothing$  60 mm, sous pression  $\text{CO}_2$ , gap 9 mm réglé à 100 kV;

$R_e$  : résistance d'amortissement;

r : shunt coaxial 54 m $\Omega$  ;

D : diviseur capacitif;

G : générateur Sames 300 kV, 1 mA;

R : résistance de charge 100 M $\Omega$ ;

$L_e$  : self de l'ensemble.

On travaille à tension fixe  $V_0$ ; R et  $V_0$  donnent la cadence de claquages.

On a testé à la flexion le système de connexion et le boîtier, ce qui donne, dans les sections dangereuses :

Connexion : 280 m kg → léger décollement;

boîtier : 1130 m kg → sans destruction

REFERENCES

- 1) F. Llewellyn-Jones, Ionization and breakdown in gases (Methuen, London, 1957).
- 2) C. Grey-Morgan, Fundamentals of electrical discharges in gases, Handbook of Vacuum Physics (Edited by A.H. Beck) (Pergamon Press, Oxford, 1965), Vol. II, Part 1.
- 3) W.T. Williams and C. Grey-Morgan, Proc. Phys. Soc. 85, 443 (1965).
- 4) W.D. Powell, M.H. Davies and C. Grey-Morgan, Brit. J. Appl. Phys. 18, 1599 (1967).
- 5) C. Grey-Morgan, F. Llewellyn-Jones and D.K. Davies, Proc. Phys. Soc. 86, 403 (1965).
- 6) B.A. Willis and C. Grey-Morgan, Brit. J. Appl. Phys. 2, 1567 (1969).
- 7) F. Llewellyn-Jones and E. Jones, Proc. Phys. Soc. 72, 363 (1958).
- 8) W.D. Powell, W.T. Williams and C. Grey-Morgan, Brit. J. Appl. Phys. 18, 939 (1967).
- 9) D.K. Davies, F. Llewellyn-Jones and C. Grey-Morgan, Proc. Phys. Soc. 80, 898 (1962).
- 10) B.A. Willis and C. Grey-Morgan, Brit. J. Appl. Phys. 1, 1219 (1968).
- 11) P.M. Davidson, Proc. Phys. Soc. 80, 143 (1962).
- 12) M. Steenbeck, Wiss Veroff. Siemens-Konz 9, 42 (1930).
- 13) H.L. Gugelberg, Helv. Phys. Acta 20, 250 and 307 (1947).
- 14) W. Bartholomeyczuk, Z. Phys. 116, 235 (1940).
- 15) A.J. Davies, C.J. Evans and F. Llewellyn-Jones, Proc. Roy. Soc. A, 280, 164 (1964).
- 16) C. Grey-Morgan, A.J. Davies, C.J. Evans and W.T. Williams, Brit. J. Appl. Phys. 16, 1797 (1965).
- 17) C.J. Evans, CERN internal memorandum PS/FES Int. 68-1 (1968).
- 18) C.J. Evans, Nuclear Instrum. Methods 69, 61 (1969).
- 19) A.J. Davies, private communication (1970).

- 20) K.H. Wagner, Z. Phys. 189, 465 (1966).
- 21) H. Raether, Electron avalanches and breakdown in gases (Butterworths, London, 1964).
- 22) M.H. Hughes, Ph. D. Thesis, University of Wales (1967).
- 23) S.J.B. Corrigan and A. von Engel, Proc. Roy. Soc. A245, 335 (1958).
- 24) E. Gygi and F. Schneider, CERN 64-46 (1964).
- 25) C. Germain and F. Rohrbach, Vacuum 18, 371 (1968).
- 26) V.I. Komarov and O.V. Savchenko, Nuclear Instrum. Methods 34, 289 (1965).
- 27) F. Bulos, A. Odian, F. Villa and D. Yount, SLAC Rpt. No. 74 (1967).
- 28) J. Wiesinger, Stosstromionisierte Funkenstrecken, thesis, Technische Hochschule, Munich (1966).
- 29) M. Toepler, Arch. Electrotechn. 16, 305 (1925); *ibid.* 18, 549 (1925).
- 30) F. Rohrbach, CERN Int. Rpt. NPA/Int. 68-10 (1968).
- 31) T. Goldlove, J. Appl. Phys. 32, 1589 (1961).
- 32) F. Rohrbach, CERN 64-50 (1964); CERN Int. Rpt. NPA/Int. 68-28 (1968).
- 33) L.L. Alston (Editor), High-voltage technology, Harwell Post-Graduate Series (University Press, Oxford, 1968).
- 34) Technique de l'Ingénieur, D230-13, D230-14 (1968).
- 35) A. Loidl, Studien zu einem Höchstspannungs, thesis, University of Vienna, November 1964.