

Tijdschrift van het Nederlands Radiogenootschap

DEEL 19 No. 6

NOVEMBER 1954

Secondary emission

by J. L. H. Jonker *)

Lecture delivered before the Nederlands Radiogenootschap on May 4th, 1954.

SUMMARY

In this paper the following principal properties of secondary emission are dealt with: the secondary emission of metals, the secondary emission of insulators, secondary emission as a function of the angle of incidence of the primary electrons, the energy distribution of the secondary electrons, and the angular distribution of the secondary electrons. Some properties can be qualitatively understood by means of a simple classical theory. At the end some conditions for practical application of the secondary emission of metals, insulators and semi-conductors are discussed.

Introduction.

The phenomenon of secondary electron emission was discovered by Campbell-Swinton in 1899. Notwithstanding the fact that many publications on the subject have appeared since — including a number of theories to explain the experimental observations —, there exists no theory that is fully explanatory. In this survey we will restrict ourselves to a discussion of some of the principal properties and we shall give a simple theory that explains these properties qualitatively.

The term secondary emission is used when electrons or ions having a certain velocity hit matter and release electrons from it. It is an interesting phenomenon from a physical point of view and an important one in electron-tube engineering. The secondary emission caused by ions, which plays an important part in gas discharges, will not be dealt with here; it is a phe-

*) Philips Research Laboratories, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven-Netherlands.

nomenon quite different from that caused by electrons. Further, we shall deal with the secondary emission from solids only, although secondary electrons can be released in liquids and gases too. These solids may be metals, insulators, semi-conductors or composite surfaces.

In all electron valves electrons will with some velocity impinge on an electrode or insulator, which as a result will emit secondary electrons. These secondaries will influence the original currents in the valve, and this will in many cases disturb its operation, as in triodes and tetrodes. It may be necessary then to take measures to reduce the harmful effect, and it was for this reason that a third grid, the so-called suppressor grid, was placed in the tetrode, which thus became a pentode. On the other hand, secondary emission can be utilized for many purposes, e.g. in multiplying valves. In both cases a good knowledge of the properties of the phenomenon is desired.

The term "secondary electrons" mostly includes three categories of electrons, viz.

- 1) electrons originating from the atoms of the bombarded substance,
- 2) a small quantity of primary electrons reflected elastically, i.e. without losing energy,
- 3) primary electrons reflected with loss of energy.

The electrons of the first group are the true secondaries. They received a sufficient amount of energy from the primary electrons to escape from the surface. Their energy can be much smaller than that of the primaries, so that more secondaries can be released than primaries are falling on the target. There is then a gain in the number of electrons; not, of course, in energy. The secondary-emission coefficient δ is defined as

$$\delta = \frac{\text{number of secondaries per sec coming from the target}}{\text{number of primaries per sec falling upon the target}} = \frac{\text{secondary current}}{\text{primary current}} = \frac{I_s}{I_p}.$$

This δ can thus be greater than 1. It is in most cases independent of the primary current I_p .

We will first concentrate on the secondary emission of metals, which is the best known.

The secondary emission of metals.

A primary beam falling upon a target can be characterized by three quantities:

- 1) the value I_p of the electron current,
- 2) the energy εV_p of the electrons in the beam,
- 3) the angle of incidence ν between the beam and the normal on the target (fig. 1).

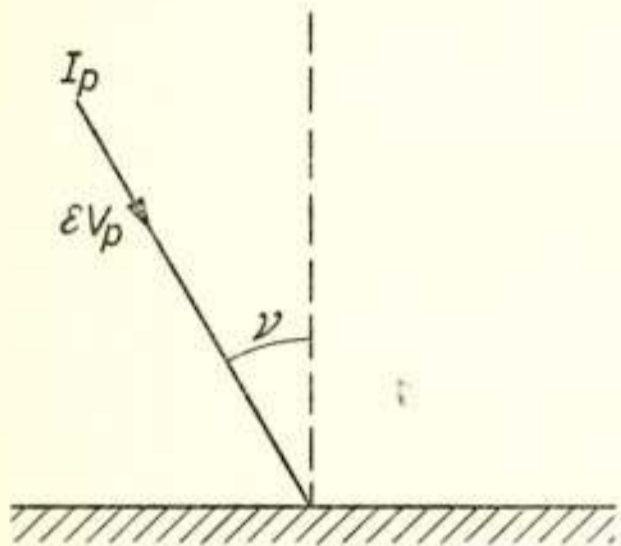


Fig. 1.

Beam of primary electrons falling upon a target. $I_p =$ strength of current, $\varepsilon V_p =$ energy of the electrons in the beam, $\nu =$ angle of incidence.

It is interesting to know how δ depends on these quantities, and to this aim a number of measuring-methods have been proposed. We will describe schematically one of the most employed, which is known as the central-field method.

With this method (fig. 2) a small plate P of the substance to be investigated is placed in the centre of a metal collector electrode C and struck by a thin electron beam coming from the electron gun G . The energy of the electrons in the beam is εV_p , if ε is the electronic charge and V_p the potential of the plate with respect to the cathode of the electron gun. The

secondary electrons from P will all be collected by C if the potential V_c of C is sufficiently higher than V_p . When keeping

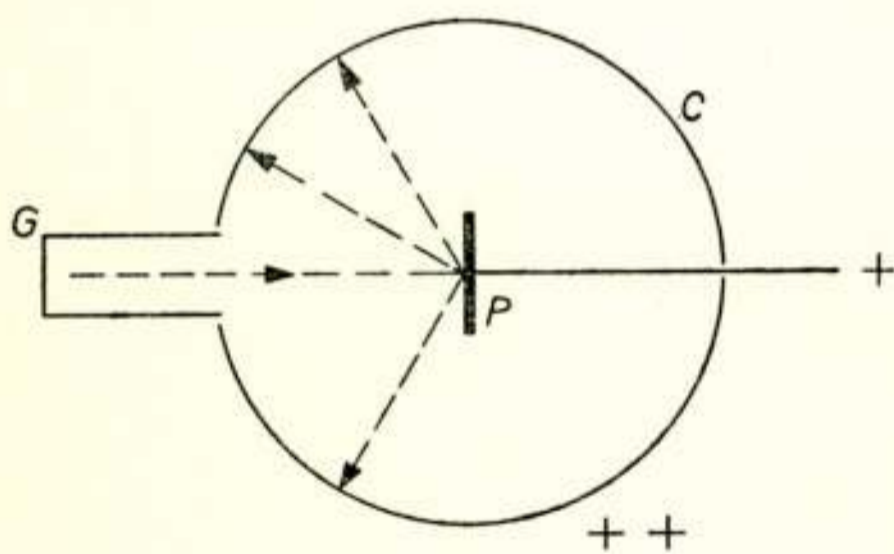


Fig. 2.

The central-field method of measuring secondary emission. G electron gun, P target, C spherical collector electrode.

the potentials V_p and V_c constant, maintaining the position of the target P with respect to the beam, i.e. keeping ν constant, and varying I_p , I_s appears to vary in the same ratio as I_p , which means that δ is independent of I_p . By varying V_p and keeping $V_c - V_p$ and ν constant, δ can be measured as a function of V_p . We will first consider $\delta = f(V_p)$ when $\nu = 0$.

This curve is depicted in fig. 3 and shows a maximum δ_m , which can be explained as follows. The penetration depth of the primary electrons will increase with increasing V_p . Now it follows from theory and experiments that the greater part of the secondaries is released at the end of the primaries' path

in the metal. At high values of V_p , therefore, the secondaries have to travel a longer way through matter before reaching the

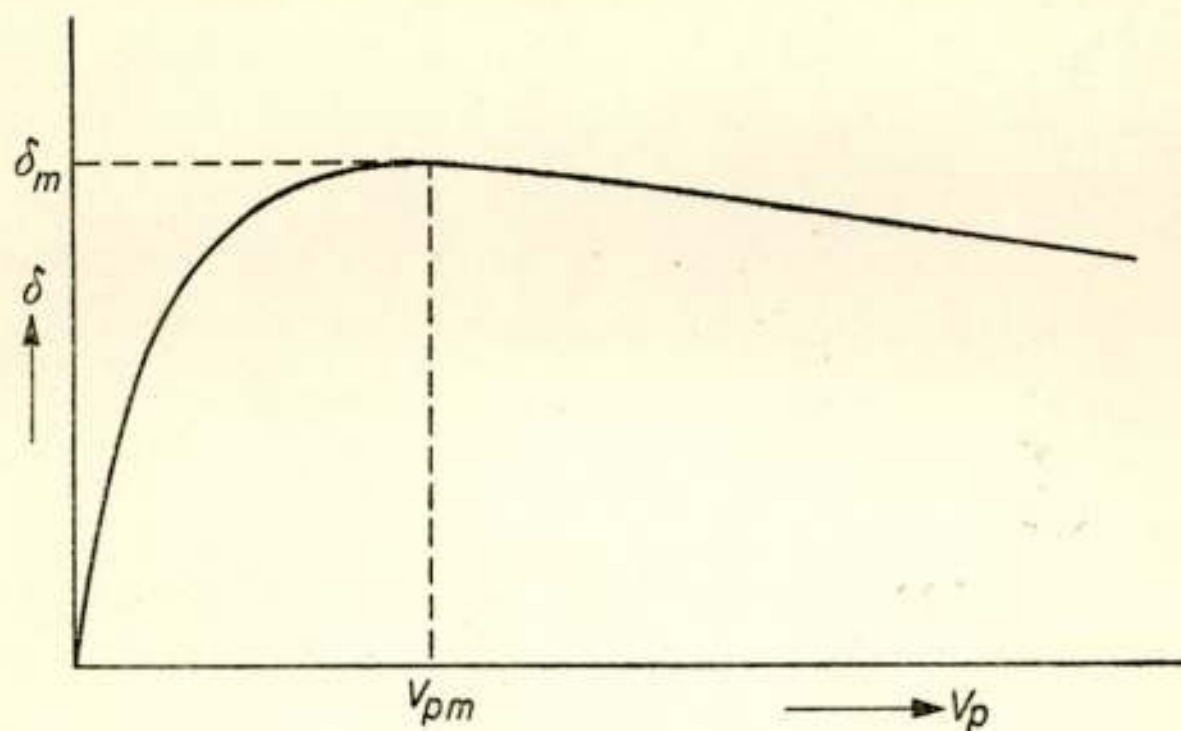


Fig. 5.

General shape of the curve $\delta = f(V_p)$ of metals when $\nu = 0$ ($\delta =$ ratio of secondary to primary current, $V_p =$ voltage by which the primary electrons have been accelerated). There is a maximum δ_m at $V_p = V_{pm}$.

surface, so that they have a greater chance of being absorbed. Apparently, the increase in absorption prevails over the increase in production beyond the value V_{pm} , so that δ decreases there.

From these considerations it will be clear that δ will be great if the absorption coefficient of the metal is small for the slow secondaries and if the energy loss is great for the rapid primaries. Experiments show: the greater the density of the metal, the greater δ , which gives an indication that the energy loss of the rapid primaries depends more on the density of the metal than the absorption of the slow secondaries does, for otherwise the δ of all materials would be the same.

The penetration depth of the primaries may, for instance, be of the order of 10 to 20 atom layers at $V_p = 500$ volts; it is evident that it will be greater for lithium than for lead, the latter having the greater density.

Theoretical considerations and many experiments have shown that a change in the work function, which in thermionic emission plays a great part, has little influence on secondary emission. By applying a monoatomic layer of sodium the work function of clean tungsten is decreased from 4.52 volts to about 2.2 volts; its secondary emission will then increase by only 60%, but the thermionic emission by a factor 10^6 . This can be under-

stood from the fact that for secondary electrons it is much easier to overcome the work function, their average energy (2–10 eV) being much greater than that of the thermionic electrons (≈ 0.1 eV). If the covering layer is thick, however, secondaries will also or exclusively be released in this layer, and then δ may change considerably.

In the same way it is comprehensible that different crystal faces show no considerable differences in δ . Further, no dependence of δ upon temperature has been observed, save for small jumps at the melting-point.

The secondary emission of insulators.

The δ - V_p characteristic of insulators has the same shape with a maximum as that of metals. It is, of course, not measured statically, but with a dynamic pulse technique which we shall not describe here. If δ_m is less than 1, more electrons will arrive on the insulating target P (fig. 2) than leave it, for every positive value of V_p . The surplus will accumulate on the insulator and reduce V_p until it has attained zero value, for which no primaries can reach the target any longer. So there is one stable potential of the target only, viz. $V_p = 0$, if $\delta_m < 1$.

There are more possibilities if δ_m is greater than 1. In that case $\delta = 1$ for two values of V_p , say V_{p1} and V_{p2} (fig. 4). If the initial value of V_p lies between 0 and V_{p1} , so that δ is < 1 , the excess of primaries over secondaries will reduce V_p to zero. If V_p lies initially between V_{p1} and V_{p2} ($\delta > 1$), more electrons

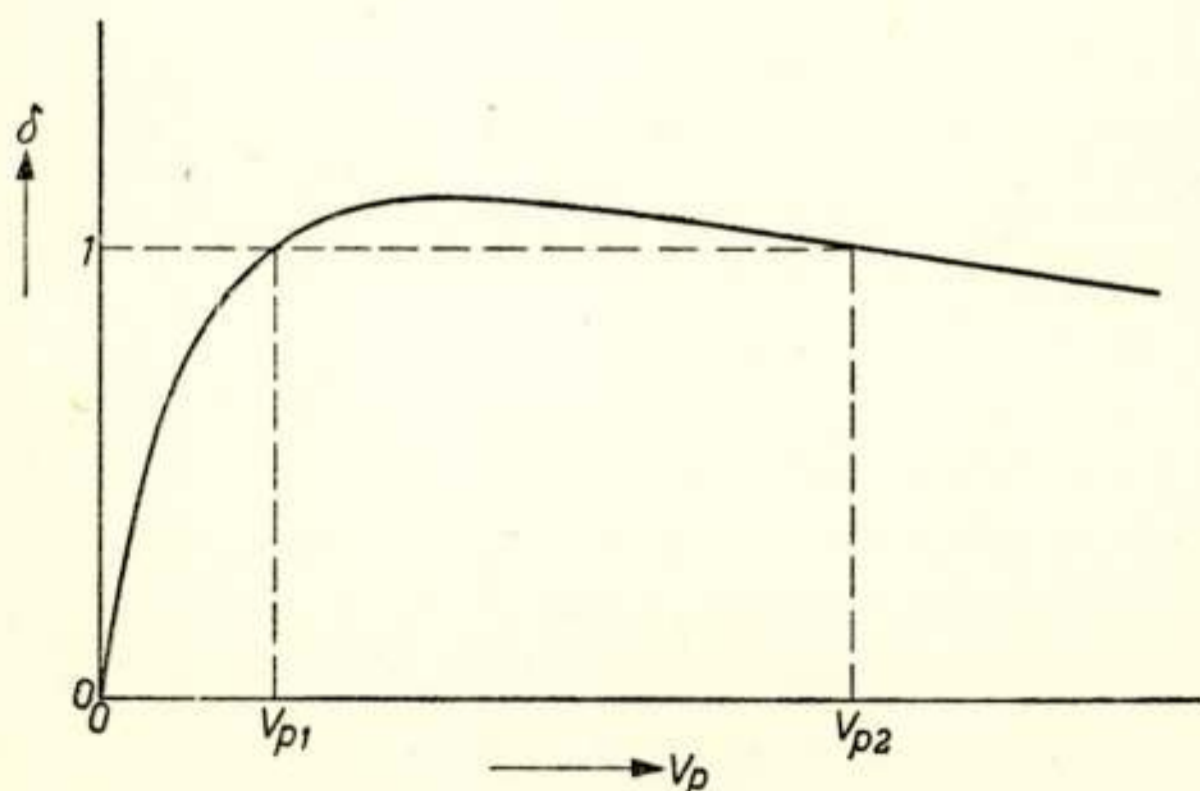


Fig. 4.

To the behaviour of an insulating secondary emitter.

will leave P than fall on it, and V_p will increase until it practically equals the potential V_c of the collector electrode. V_p thus adopts the value V_c , so that it can be adjusted by adjusting V_c . This is, however, possible for values of V_c up to $\approx V_{p2}$ only. For if V_p becomes $> V_{p2}$, δ drops below unity (fig. 4), so that an excess of primaries will reduce V_p until δ has become 1 again. The insulator cannot therefore maintain potentials greater than the maximum potential V_{p2} , and consequently the primaries cannot hit the target with an energy $> \epsilon V_{p2}$.

These phenomena in secondary emission of insulators are applied in cathode-ray tubes. To ensure a bright luminescence of the fluorescent screen, the electrons bombarding it must have a high energy ϵV_p , so that a high potential V_p of the screen is required. The fluorescent substance (called phosphor) being an insulator, its secondary emission is utilized to provide this

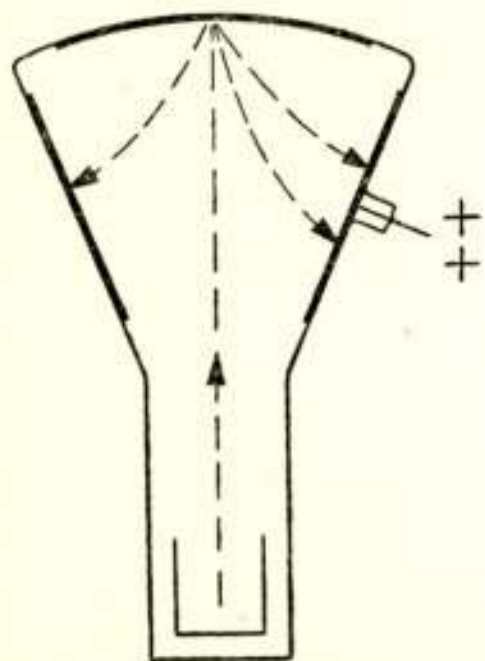


Fig. 5.

To the application of secondary emission in cathode-ray tubes.

high potential (fig. 5). To this aim the conic wall of the cathode-ray tube is made conducting and used as a collector electrode, to which a high potential V_c can be applied. The screen, as an insulator, will adopt this potential if its $\delta_m > 1$ and $V_{p1} < V_p < V_{p2}$, i.e. $V_{p1} < V_c < V_{p2}$. Care must be taken that V_c should not become $< V_{p1}$, for δ becomes < 1 then and V_p drops to zero, so that no primary electrons can reach the screen any more and the tube stops working.

For a bright luminescence of the screen, an energy $\epsilon V_p > \epsilon V_{p2}$ of the beam electrons may be required. As we have seen above, this will never be achieved by increasing V_c still further. In this case the use of secondary emission is avoided and the screen is covered with a thin metal film permeable to electrons, as a conducting layer to which any given potential can be applied ("metal backing"). The electrons lose some energy in the film, however.

To avoid the harmful effect of secondary emission in camera tubes for television, tubes have been developed where V_p of the scanning beam is kept below the value V_{p1} in the δ - V_p characteristic of the image screen, so that the image screen is stabilized at cathode potential by the scanning beam. A tube in which this principle has been realized is the orthicon.

Secondary emission as a function of the angle of incidence of the primary electrons.

We shall now consider $\delta = f(\nu)$, with constant I_p and V_p . This function can be measured by turning the target around an axis

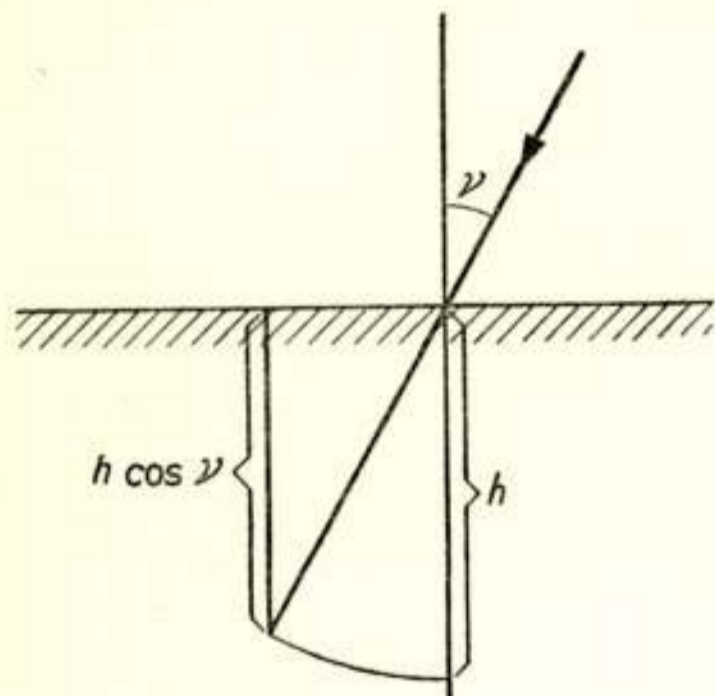


Fig. 6.

Oblique incidence of the primary beam.

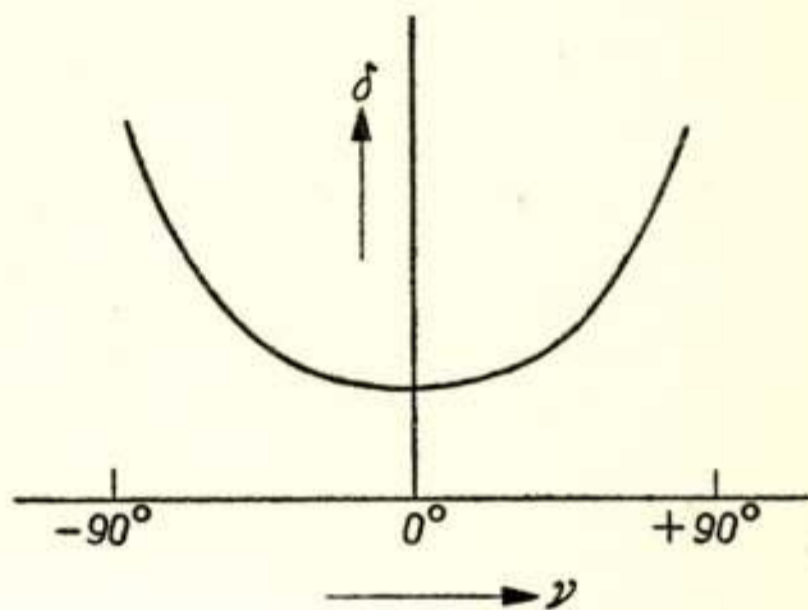


Fig. 7.

δ as a function of the angle of incidence ν of the primary beam.

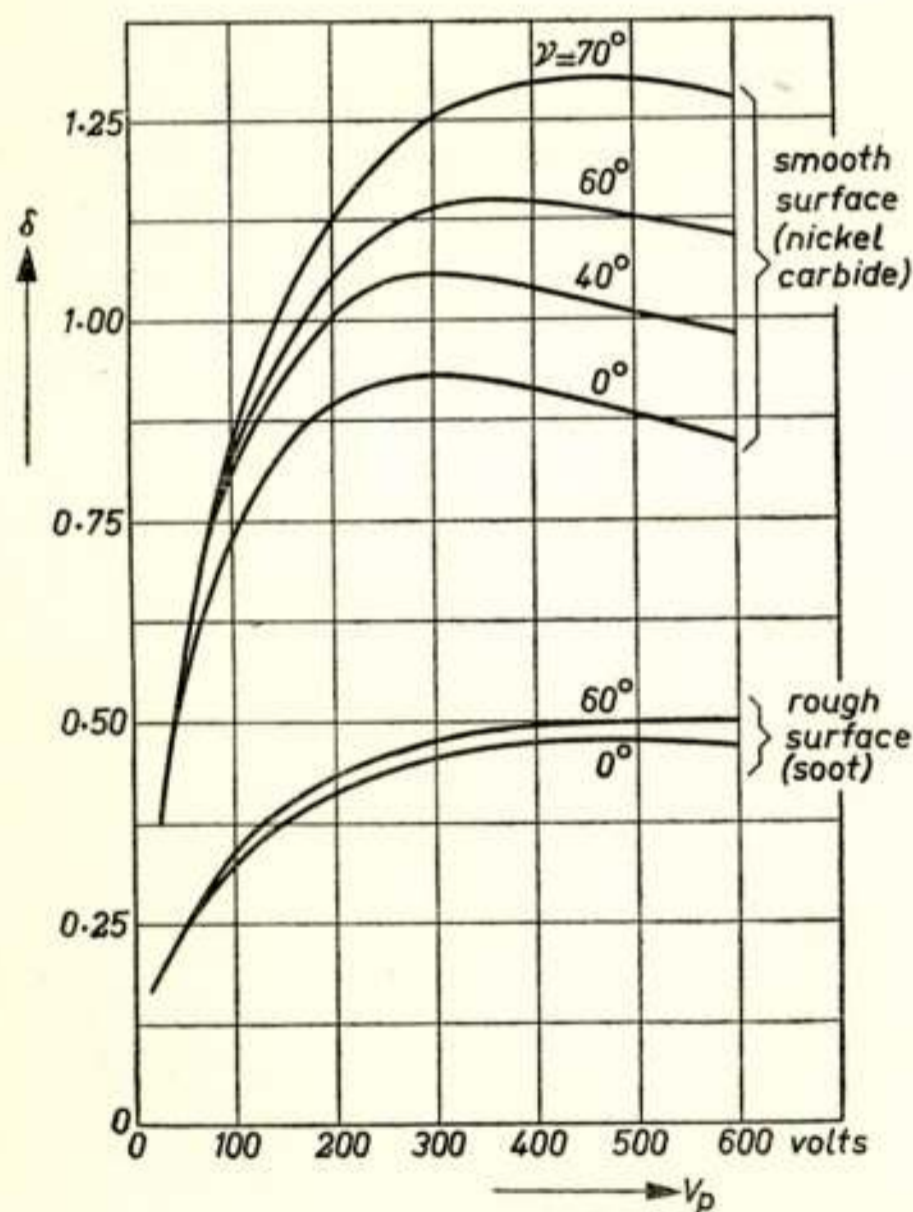


Fig. 8.

$\delta = f(V_p)$ for a smooth and for a rough surface, with ν as a parameter. For the smooth surface both δ_m and V_{pm} increase with increasing ν .

perpendicular to the primary electron beam. If the mean distance the secondaries have to travel through matter before reaching the surface is h at normal incidence ($\nu = 0$), it will be $h \cos \nu < h$ at oblique incidence (fig. 6), so that the absorption chance will then be smaller and, consequently, δ greater (fig. 7). With increasing ν , both δ_m and V_{pm} will increase (fig. 8*, upper curves). This holds, however, for a very smooth surface only. If the surface is not quite smooth, δ will be less dependent on ν (fig. 8, lower curves). A very rough

*) From H. Bruining, Physica 3, 1046—1052, 1936.

or porous surface, e.g. a surface covered with soot, can have a δ 4 times as small as the smooth surface. This occurs because such a rough surface has a labyrinthine structure. As the secondaries repeatedly collide against the walls of the labyrinth, the majority of them are recaptured. Moreover, there is practically no field strength in the labyrinth holes that can draw them out. This "labyrinth effect" is applied in electron valves to reduce harmful secondary emission by covering the electrodes with porous materials, such as soot.

The energy distribution of the secondary electrons.

The secondary electrons possess a certain energy εV_s , and a

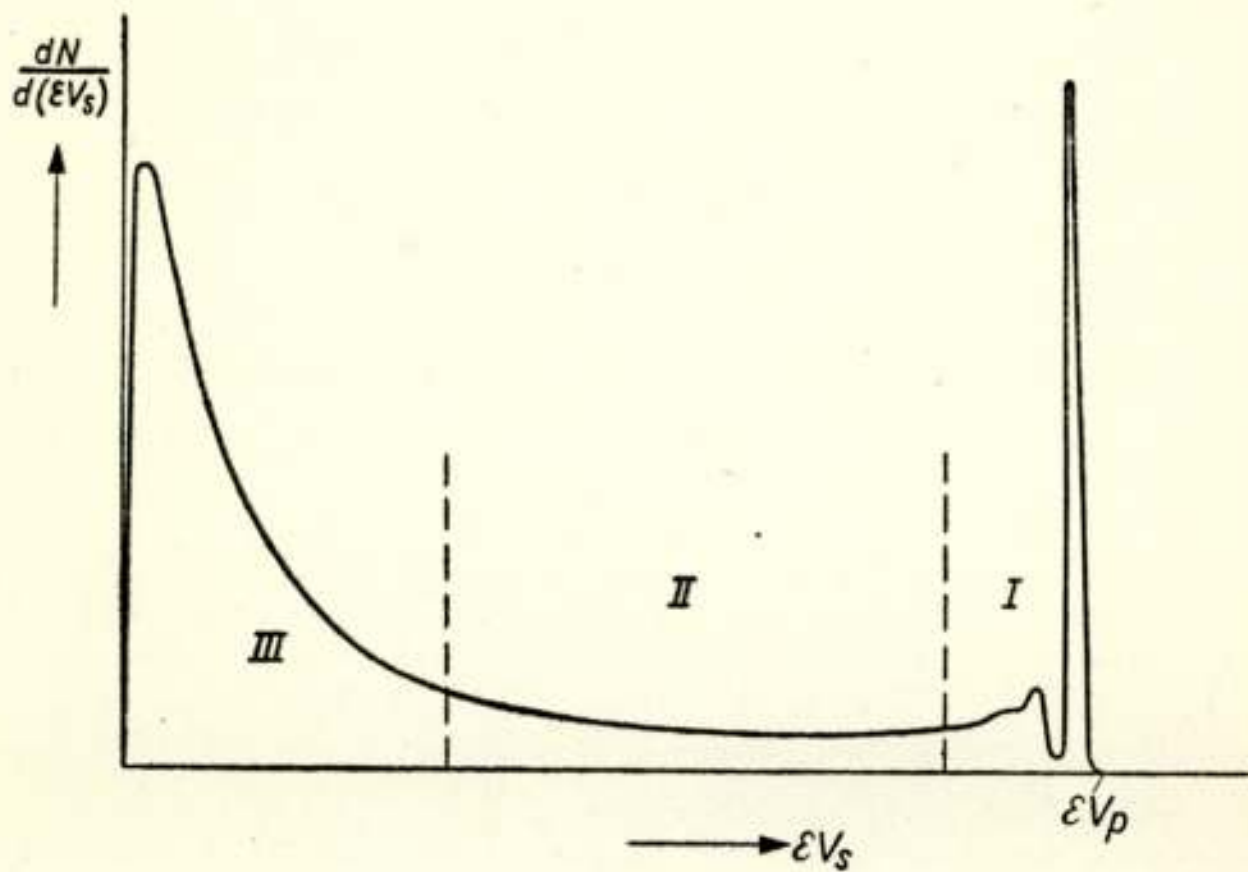


Fig. 9.

Energy distribution of the secondary electrons. There are three groups of "secondaries": *I* elastically reflected primary electrons, *II* primary electrons reflected with loss of energy, *III* slow true secondary electrons.

travelling-direction, which will be dealt with next. Measurements show the existence of 3 energy groups mentioned in the introduction and depicted in fig. 9. Among the total number N of "secondary" electrons there are

- 1) a number N_I of primary electrons reflected without losing energy, the so-called elastically reflected electrons, *I* in fig. 9,
- 2) a number N_{II} of primary electrons reflected with loss of energy, *II* in fig. 9,

- 3) a number N_{III} of slow true secondary electrons, III in fig. 9.

$N = N_I + N_{II} + N_{III}$. The energy distribution of group III is not unlike a Maxwellian distribution.

The shape of the curve in fig. 9 is not the same for different values of εV_p . With increasing εV_p , N_I initially decreases and N_{III} increases. At very high values of εV_p , 50 keV or so, N_{II} increases and N_{III} decreases with increasing εV_p . At very low values of εV_p , e.g. < 25 eV, there are almost exclusively electrons of group I . The most probable energy of the true secondaries depends on the material bombarded and amounts to 2–10 eV, that is much more than that of thermionic emission (oxide-coated cathode: 0.1 eV).

The number R of rapid reflected electrons having an energy between $0.8 \varepsilon V_p$ and εV_p often shows a maximum ($0.2 N$ to $0.3 N$) for metals at very low εV_p (≈ 7 eV) and decreases for higher values of εV_p (fig. 10). The disturbances that these rapid reflected electrons can cause in electron valves are being still further investigated at present. Having an energy of the same order as the primary electrons, they can penetrate wherever the primaries can.

In group I there are electrons with discrete energies (peaks).

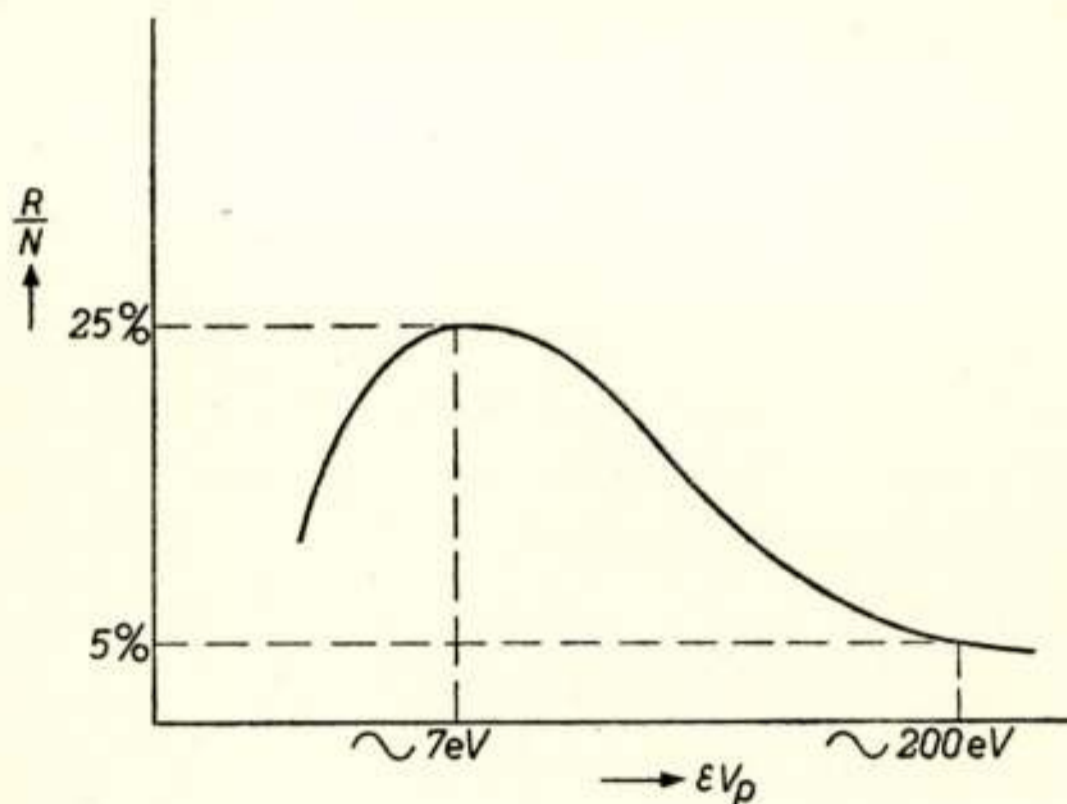


Fig. 10.

If $N =$ total number of "secondary" electrons and $R =$ number of rapid reflected electrons having an energy between $0.8 \varepsilon V_p$ and εV_p , then the ratio R/N as a function of εV_p often shows a maximum for metals at very low εV_p and decreases for higher values of εV_p .

This is due to the fact that there are reflected primary electrons that have lost one or more quanta (fig. 9).

The angular distribution of the secondary electrons.

We measured the angular distribution of the secondary electrons with the aid of a tube in which a cage as a probe can

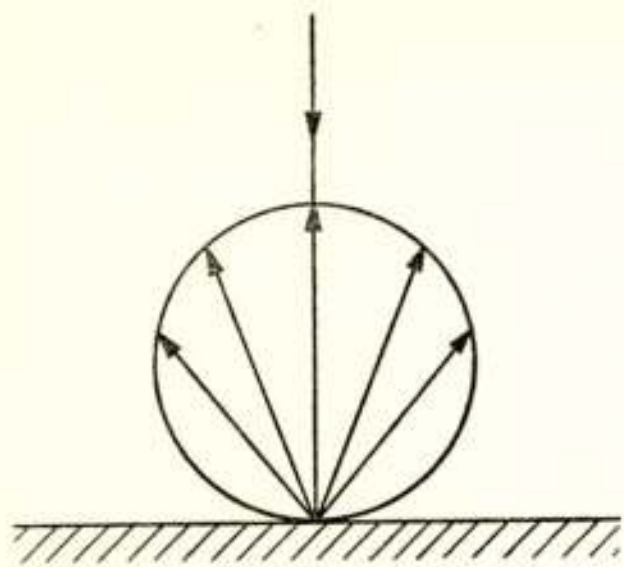


Fig. 11.

The angular distribution of the secondary electrons of the groups *II* and *III* of fig. 9 for metals resembles the cosine distribution of Lambert, for all directions of the primary beam.

be moved along a slit in the spherical collector *C* in fig. 2, i.e. with its axis under different angles to the target *P*. We found that with a smooth surface (1) the distribution of the secondaries belonging to groups *II* and *III* practically satisfies Lambert's cosine law (fig. 11), and that is *independent* of the direction of the primary beam. It is evident that there is little secondary emission in the directions at small angles to the surface, as in these directions the secondaries must travel long paths in matter to reach the surface and therefore are very liable to absorption.

For a rough soot-covered surface we found deviations from the cosine law (2).

Theory of secondary emission.

To get an insight into the properties of secondary emission dealt with in the above sections, we proposed a simple theory (3), starting from the following suppositions.

- 1) The energy loss of the primary electrons will be given by Whiddington's law, theoretically calculated and experimentally verified for high values of $\epsilon V_p (\gg \epsilon V_s)$:

$$(\epsilon V_x)^2 = (\epsilon V_p)^2 - ax,$$

where ϵV_x is the energy of the primary electrons when they have covered a distance x in matter, and a is a constant. From this law follows the maximum penetration depth x_m of the primaries by putting $\epsilon V_x = 0$.

- 2) The production of secondary electrons di_s over a distance dx in matter is proportional to the energy loss of the primary electrons over dx :

$$di_s = - K I_p d(\epsilon V_x) = - K I_p \frac{d(\epsilon V_x)}{dx} dx$$

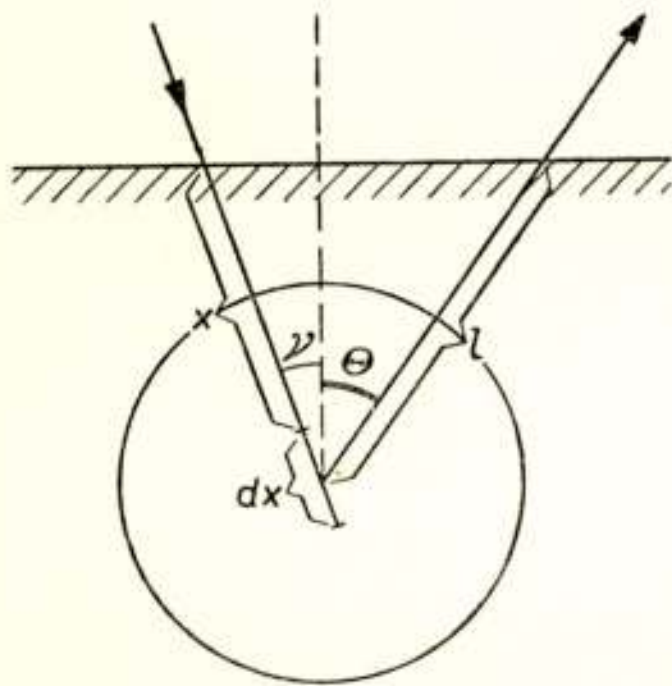
(I_p = primary current, K is a constant).

- 3) All secondary electrons are released with the same initial velocity and with an isotropic initial distribution.
- 4) The secondary electrons are not liable to energy loss; they are subject to an absorption law

$$i_s = i_0 e^{-\alpha l}$$

only, indicating that a secondary current in matter will decrease from i_0 to i_s when the secondaries travel a distance l in it; α (alpha) is a constant.

Combining these suppositions we find, if Θ is the angle between the normal on the target and the direction of emission of a secondary electron (fig. 12), by first integrating with respect to Θ between the limits 0 and



$\pi/2$ over a hemisphere (see fig. 12) and then with respect to x between the limits 0 and x_m , a *universal function*

$$\frac{\delta}{A} = f\left(\frac{\epsilon V_p}{B}\right), \quad (*)$$

in which $A = \frac{1}{C_1 \sqrt{\cos \nu}}$ and

$$B = \frac{1}{C_2 \sqrt{\cos \nu}}$$

depending on the material. This means that, theoretically, the δ - ϵV_p curves of all materials and for all

angles ν of incidence of the primary beam can be made to coincide as *one* universal curve by dividing the abscissae and ordinates by the right factors B and A . The shape of this calculated *universal curve* is as given by curve *I* in fig. 13.

We have shown (4), by comparing the shapes of a number of δ - V_p curves of different materials measured by various authors, that many materials indeed satisfy a universal curve.

This *experimental universal curve*, however, has the shape of curve *II* in fig. 13, i.e. with a maximum that is less pronounced than that of the theoretical curve *I*. This can be understood from the fact that we supposed ϵV_s to be a constant (suppo-

sition 3), which quantity actually will spread and thus broaden the maximum (C_1 and C_2 not independent of εV_s).

A number of curves published in literature did not fit the experimental universal curve. These deviations may be ascribed to the difficult measuring technique, as, e.g., maintaining a clean target surface. A contaminated or composite surface will yield a δ - V_p curve being the sum of two or more shifted universal curves (4).

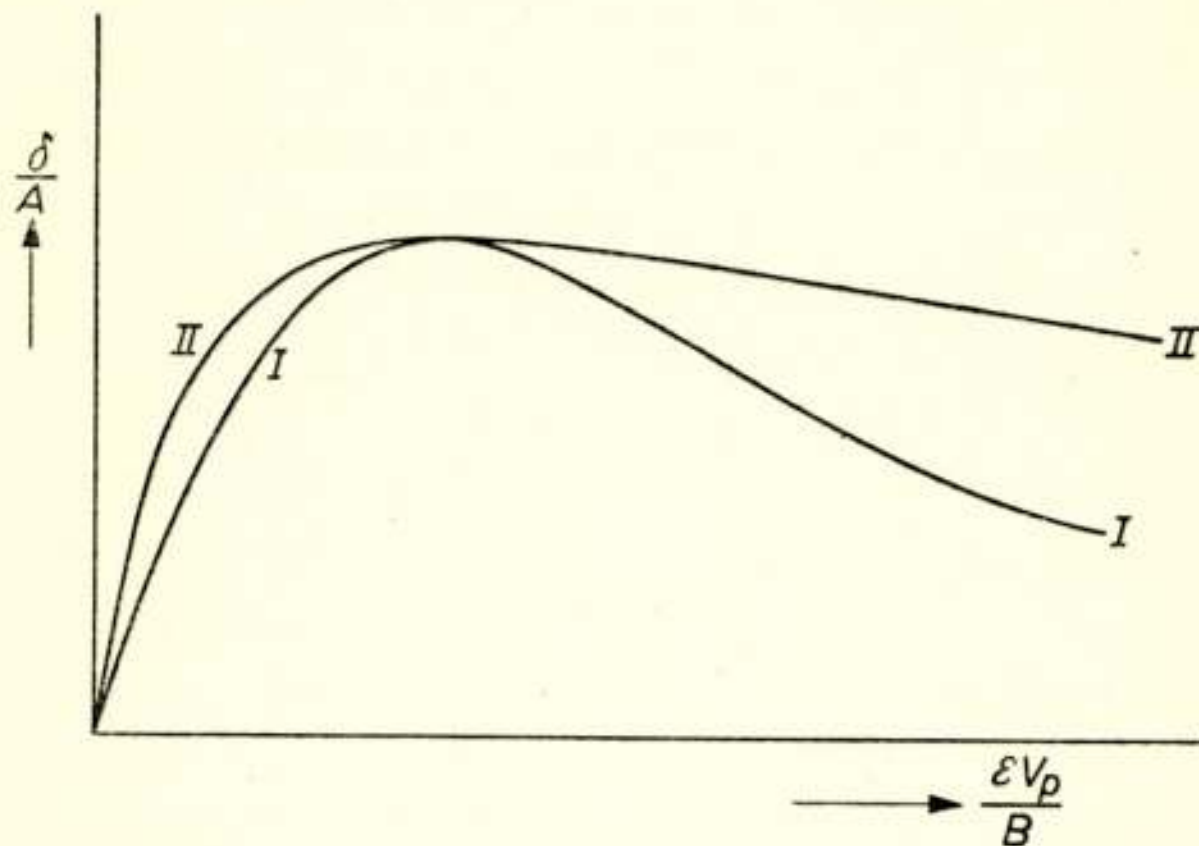


Fig. 13.

Theoretically and experimentally the existence of one universal function $\frac{\delta}{A} = f\left(\frac{\varepsilon V_p}{B}\right)$ was found, in which $A = \frac{1}{C_1 \sqrt{\cos \nu}}$ and $B = \frac{1}{C_2 \sqrt{\cos \nu}}$, with C_1 and C_2 depending on the target material. *I* calculated universal curve, *II* experimental universal curve.

Starting from the above assumptions, the angular distribution of the secondaries could also be calculated, and it appeared to be in good accordance with the experiments (3).

The classical empirical theory given here does not explain the releasing-mechanism of secondary electrons. If the conduction electrons in a solid could be considered as a free-electron gas and the interaction of the secondary electrons with the other conduction electrons could be neglected, very few secondaries would be able to move in the opposite direction of the primaries. This is possible only because the lattice electrons

are to some extent bound to the lattice ions. Many observations have been made showing the influence of the atomic structure of matter and the quantum nature of the energy transfer upon the phenomenon of secondary emission. The quantum nature of the decrease of primary energy, for instance, was shown by Hilsch (5) (*I*, fig. 9).

The classical experiments of Davisson and Germer (6) concerning the angular distribution of the reflected electrons reveal the influence of the atomic structure of the crystal by showing interference of electrons reflected by different crystal faces. The same holds for the fine structure in curves giving the relation between the number of reflected or secondary electrons and the primary energy. Sternglass (7) has shown a relation between δ_m , i.e. indirectly the yield of secondary electron production, and the atomic shell structure.

All these observations point to the fact that, for a good comprehension of the mechanism of secondary emission, quantum mechanics are needed. Fröhlich, Wooldridge and others made efforts to this aim. Wooldridge (8) used Bloch's atom model. His acceptable result is that at rather low εV_p the valence electrons are exclusively responsible for the production of the secondaries, and that the electrons in the inner shells contribute but very little to it. Mathematical difficulties and insufficient physical data, however, are the reason why theories based on quantum mechanics, as well as the above classical theory, can explain some properties qualitatively only. Our knowledge of the interaction of rapid electrons with matter is too incomplete and will at first have to be extended.

For practical applications of secondary emission the following should be remembered.

- 1) Metals possess a rather low δ_m , varying inversely with density from $\delta_m = 0.5$ at $V_p = 85$ volts for lithium to $\delta_m = 1.46$ at $V_p = 800$ volts for gold. To obtain very low values of δ , the metals can be covered with a conducting porous layer of, e.g., soot or platinum black, which can reduce δ to about $\frac{1}{4}$ of its original value. By the labyrinth effect, the majority of the slow electrons can then no longer reach the surface.
- 2) For insulators δ_m varies from 1.5 to 10, with sometimes very high values of V_{p2} : 10–20 kV. An insulator frequently

used for screens in cathode-ray tubes is the fluorescent material willemite (Zn_2SiO_4).

- 3) For metals covered with thin semi-conducting layers (oxides, salts), δ_m can also have high values (1–10). It is probable that, as a result of the thermal treatment and the electron bombardment, free metal atoms are formed, which improve the conductivity (semi-conductors). These surfaces are applied where a high δ is required, as in multipliers (MgO on Ag , Cs_2O on Ag). When bombarded, however, they are to some extent sensitive to the electron-beam density, so that instabilities can arise and δ decrease. Probably the passage of electrons changes the structure of the layer.

If the covering layer has a high resistance due to, e.g., a woolly structure, the surface will get a great positive charge when $\delta > 1$. This charge causes over the thin layer a high field strength, so that cold emission from the underlying metallic layer is generated. By this so-called Malter effect extremely high δ 's can be obtained, e.g. $\delta = 100$ for a $0.2 \mu Al_2O_3$ layer. It may be doubted, however, whether this phenomenon may still be classified under secondary emission. Contrary to ordinary secondary emission, it presents inertia (time delay of ordinary sec.em. $< 10^{-11}$ sec).

As we have seen, some of the principal properties of secondary emission can be understood from a simple theory. Still, however, there are many unexplained phenomena, notwithstanding the abundance of experimental results obtained during the last thirty years.

BOOKS AND ARTICLES ON SECONDARY EMISSION:

- R. Kollath, *Phys. Zeits.* **38**, 202—224, 1937.
H. Bruining, *Die Sekundär-Elektronen-Emission fester Körper*, Springer, Berlin, 1942.
K. G. McKay, *Advances in Electronics I*, 65—130, 1948.
D. A. Wright, *Semi-conductors*, Methuen, London; Wiley, New York; 1950.
H. Bruining, *Physics and applications of secondary electron emission*, Pergamon Press Ltd, London, 1954.
-

REFERENCES

- 1) J. L. H. Jonker, *Philips Res. Rep.* **6**, 372—387, 1951.
 - 2) J. L. H. Jonker, *Philips Res. Rep.* **8**, 434—440, 1953.
 - 3) J. L. H. Jonker, *Philips Res. Rep.* **7**, 1—20, 1952.
 - 4) J. L. H. Jonker, *Philips Res. Rep.* **9**, 391—400, 1954.
 - 5) R. Hilsch, *Zeits. f. Physik* **77**, 427—436, 1932.
 - 6) C. Davisson and L. H. Germer, *Phys. Rev.* **30**, 705—740, 1927.
 - 7) E. J. Sternglass, *Phys. Rev.* **80**, 925—926, 1950.
 - 8) D. E. Wooldridge, *Phys. Rev.* **56**, 562—578, 1939.
-



Thermische emissie

door A. Venema *)

Voordracht gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap op 4 Mei 1954

SUMMARY

The introduction deals with the principles of thermionic emission. The calculation of the work function given by Schottky is explained and the influence of adsorbed layers on the work function is discussed. The Richardson formula is given and the principles of the measurement of the work function by means of this equation are mentioned.

A short survey of the technically used emitters is given with figures about the current density in dependence upon the temperature. Also the thermal efficiency of the different emitters is discussed.

Then the problem of the long life tubes is treated mentioning e.g. the work of Metson on gas influence and of Eisenstein on interface.

A criticism on the oxyde cathode for special tubes follows which results in explaining the advantages of a metal cathode. However the clean metals which can be used have a high work function, an improvement is achieved by using tungsten covered with barium and some oxygen.

In conclusion the Philips Dispenser Cathodes working along this principle are discussed. The oldest one is the L-cathode. Newer types are the impregnated cathode and the pressed cathode. Large currents can be drawn from these cathodes and they show a very good resistance against poisoning. In addition there are other advantages which all metal cathodes have: a good resistance against high energy ions, against strong electrical fields and a well defined surface.

1. De thermische emissie is een onderwerp, waarover de laatste tientallen jaren een groot aantal publicaties zijn verschenen, die daarmee getuigenis afleggen van het vele werk, dat op dit gebied werd gedaan. Dit werk is gedeeltelijk uitgevoerd in de laboratoria van grote concerns, welke direct praktisch belang hadden bij dit onderzoek, omdat immers de technische toepassing van de thermische electronenemissie van enorme betekenis is. Uiteraard heeft deze toepassing in een aantal gevallen de richting van het onderzoek bepaald, maar omdat fundamentele kennis een voorwaarde is voor het in de hand hebben van het productieproces, is aan het fundamentele onderzoek steeds een

*) Natuurkundig Laboratorium N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, Nederland.

plaats ingeruimd geweest. Het is echter niet alleen op de laboratoria der direct praktisch belanghebbenden, dat onderzoeken op dit gebied zijn gedaan, ook enkele universiteitslaboratoria hebben zich grondig met deze stof bezig gehouden. Het zal geen verwondering wekken te zien, dat hier het fundamentele onderzoek vooraan staat. Men kan daarbij vooral denken aan enkele Amerikaanse universiteiten, zoals de University of Missouri, de Cornell University en ook het Massachusetts Institute of Technology.

Het gebied, dat door het onderzoek over thermische emissie in de laatste jaren is bestreken, is nogal omvangrijk. Er kan dan ook geen sprake van zijn, in deze voordracht een min of meer volledig overzicht daarover te geven. Daarom is er de voorkeur aan gegeven, om na een algemene inleiding over het wezen der thermische emissie twee bijzondere kanten wat uitvoeriger te behandelen.

Dat bij de keus van deze kanten de aard van het gezelschap, waarvoor deze voordracht gehouden werd, van invloed is geweest, spreekt vanzelf. Het verhaal zal aldus opgebouwd zijn:

- a. algemene beschouwingen
- b. levensduurproblemen bij oxydekathoden
- c. dispenser-kathoden.

2. *Algemene beschouwingen*

2.1 De thermische electronenemissie komt tot stand, doordat een deel van de electronen welke zich in een metaal of halfgeleider bevinden een zo grote energie heeft, dat ze de geleider of halfgeleider kunnen verlaten. Bij de berekening van de grootte van de emissie krijgt men blijkbaar te maken met twee problemen, geformuleerd in deze vragen:

- a. hoe groot moet de energie van het electron zijn om de emitterende stof te kunnen verlaten;
- b. als deze energie bekend is, hoe groot is dan het aantal electronen, dat deze of een grotere energie bezit.

De beantwoording van de tweede vraag is aanzienlijk gemakkelijker dan die van de eerste. Men kan zeggen, dat de tweede vraag quantitatief te beantwoorden is, de eerste a priori slechts kwalitatief. Dank zij het goed te berekenen verband tussen het aantal geëmitteerde electronen en de benodigde energie is echter met behulp van het experiment een goede bepaling van de vereiste energie mogelijk.

2.2. De grootte van de vereiste energie wordt altijd aangegeven met behulp van de potentiaalsprong, die het electron te nemen krijgt bij het verlaten van het metaal. Deze potentiaalsprong wordt de uittreepotentiaal genoemd en meestal aangegeven met φ . De energie, die het electron minstens moet hebben om het metaal te verlaten, is dus $\varepsilon\varphi$. (ε = lading van het electron).

2.3. De uittreepotentiaal wordt bepaald door de eigenschappen van het metaalrooster. Maar aangezien het in het bijzonder te doen is om te zien wat er gebeurt aan het oppervlak (vaste stof)-damp, of wat vrijwel op hetzelfde neerkomt (vaste stof)-vacuum, moet men er rekening mee houden, dat de toestand der ionen daar wel een andere kan zijn dan in het inwendige. Er kunnen polarisatieeffecten optreden, welke aanleiding geven tot de vorming van een dipool laag, die natuurlijk de uittreepotentiaal beïnvloedt. Niet alleen door deze effecten kunnen dipool lagen aan het oppervlak aanwezig zijn, dit kan ook gemakkelijk gebeuren door adsorptie van vreemde ionen, atomen of moleculen. De geadsorbeerde lagen oefenen een zeer sterke invloed uit op de uittreepotentiaal. Hij kan er door vergroot worden, wat b.v. het geval is als negatieve ionen zijn geadsorbeerd, hij zal verkleind worden in het geval dat men met positieve ionen te maken heeft. De dipool laag die ontstaat wordt gevormd door het ion en zijn door inductie verkregen spiegelbeeld, een verschijnsel dat voor het electron nog nader zal worden toegelicht.

Nu kan de aard van de dipool laag van geval tot geval zeer verschillend zijn en voor het vaststellen van de invloed er van op de φ moet men daarom ieder geval afzonderlijk bezien. Over de invloed van het metaalrooster, zoals het in het inwendige bestaat, kan men nog wel iets meer algemeen zeggen.

2.4. Verschillende onderzoekers hebben golfmechanische berekeningen uitgevoerd, waarvan de resultaten een vrij goede overeenstemming vertonen met de experimenteel gevonden resultaten [1]. Er zal hier een eenvoudige afleiding gegeven worden, die van Schottky [2] afkomstig is en die een betrekkelijk duidelijk beeld geeft van wat er aan het oppervlak met het uittredende electron gebeurt.

Zoals bekend is, oefent een geleider, die op enige afstand van een elektrische lading is opgesteld, op deze lading een

kracht uit. Is de geleider begrensd door een plat vlak en verder oneindig ver uitgestrekt, dan kan men laten zien, dat de kracht die de genoemde lading van die geleider ondervindt, dezelfde is als wanneer er een geïnduceerde lading van dezelfde grootte en het tegengestelde teken op een bepaalde plaats aanwezig was. Deze plaats ligt op de loodlijn, welke men kan neerlaten van het punt waar de lading zich bevindt op het grensvlak, op een afstand achter dit vlak, die gelijk is aan die, welke de lading er voor ligt. Men spreekt dan ook wel van de beeldkracht die de lading ondervindt. Denkt men zich dus een electron, dat zich op een afstand x van een metaal bevindt, dan ondervindt dit electron een aantrekkende kracht, die gegeven wordt door

$$K = - \frac{\varepsilon^2}{(2x)^2} \quad (1)$$

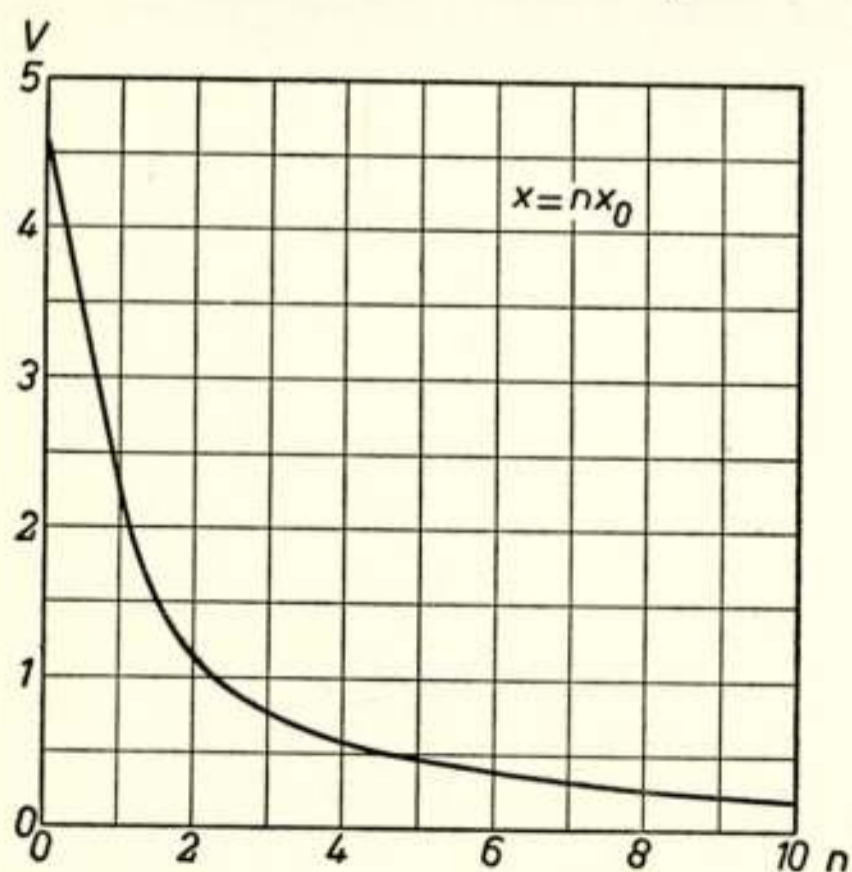
De veldsterkte, tengevolge van de beeldkracht is dus

$$E = - \frac{\varepsilon}{4x^2} \quad (2)$$

De beeldkrachtpotentiaal bedraagt dan

$$V = + \frac{\varepsilon}{4x} \quad (3)$$

Voor $x = 0$ zou de potentiaal oneindig groot worden, maar dan gaat het gegeven beeld niet meer op. Voor zeer kleine afstanden mag men immers het metaal niet meer als een homogene geleider beschouwen. Schottky laat nu van een zekere afstand x_0



af de potentiaal met afnemende x lineair toenemen, en wel volgens de raaklijn in x_0 aan de potentiaalkromme (3). Men berekent dan voor de potentiaal tussen $x = 0$ en $x = x_0$:

$$V = + \frac{\varepsilon}{2x_0} - \frac{\varepsilon}{4x_0^2} x \quad (4)$$

zodat men ziet dat op de plaats $x = 0$ de potentiaal wordt

$$V = + \frac{\varepsilon}{2x_0} \quad (5)$$

Fig. 1.
Beeldkrachtpotentiaal volgens Schottky

In fig. 1 is het verloop van de beeldkrachtpotentiaal- volgens (3) en (4) voorgesteld. Als waarde van $V_{x=0}$ is gekozen 4,5 V.

Als dipoolmomenten niet een sterke invloed hebben, moet men voor de uitreepotentiaal iets verwachten dat overeenkomt met (5). Hierin zal x_0 van de orde moeten zijn van de atoomafstand. Men zou dan de conclusie moeten trekken dat metalen, waarin de atoomafstand klein is een grotere uitreepotentiaal laten zien dan die waar deze afstand groter is. Dit blijkt inderdaad het geval te zijn.

Uit (5) volgt:

$$\varphi = \frac{7 \cdot 15 \cdot 10^{-8}}{x_0} \text{ Volt} \quad (6)$$

Daar x_0 enige malen 10^{-8} cm is, verwacht men voor de uitreepotentiaal dus enkele volts.

Langs experimentele weg heeft men voor de metalen de uitreepotentiaal bepaald. Zo heeft men b.v. voor W gevonden 4,54 V, voor Pt 5,36 V, voor Ta 4,13 V, voor Mo 4,24 V, voor Ba 2,52 V en voor Cs 1,93 V.

Het ligt voor de hand te veronderstellen, dat de uitreepotentiaal niet voor alle kristalvlakken dezelfde zal zijn. Voor W en Ag zijn hierover meetresultaten, die inderdaad laten zien dat er soms vrij grote verschillen in φ -waarden kunnen voorkomen [3].

2.5 Vervolgens is het de moeite waard te zien, hoe geadsorbeerde lagen, dank zij hun dipoolwerking de uitreepotentiaal beïnvloeden. Dit is technisch van groot belang, zoals straks duidelijk zal worden. Begonnen zal worden met de bespreking van enige voorbeelden waarbij positieve ionen worden geadsorbeerd, daarna zal nog de adsorptie van een negatief ion worden beschouwd.

2.5.1. Adsorptie van Cs aan W. Cs-metaal heeft bij kamertemperatuur een dampdruk van $5 \cdot 10^{-6}$ mm. Meet men nu de emissie van een W draad, die in een buis met Cs-metaal is opgesteld, dan vindt men een waarde, die wijst op een uitreepotentiaal van 1,4 V, welke dus veel kleiner is dan die van W zelf (4,5 V). Langmuir en Kingdon [4] hebben dit probleem het eerst uitvoerig bestudeerd en een aantal belangwekkende verschijnselen gevonden. Het blijkt b.v. dat bij voldoende hoge temperatuur de emissie weer beantwoordt aan een uitreepo-

tentiaal van 4,5 V, zodat men daar blijkbaar met een schone W-draad werkt. De Cs-ionen, die bij lage temperatuur aan het W-oppervlak geadsorbeerd worden en daarvan de uittreepotentiaal verlagen, verdampen bij stijgende temperatuur in mindere of meerdere mate, zodat men tenslotte alle Cs ionen weer kwijt is. Becker [5] heeft dit onderzoek voortgezet en bepaald, hoe de verandering van de uittreepotentiaal met de bezettingsgraad van het oppervlak varieert.

2.5.2. Adsorptie van Ba aan W. Het is vooral Becker [6] geweest, die deze adsorptie heeft onderzocht. De dampdruk van Ba is bij kamertemperatuur veel kleiner dan die van Cs, zodat de bedekking van de W-draad moest gebeuren door van een Ba-bron het metaal bij hogere temperatuur naar de draad te verdampen. De verschijnselen, die gevonden werden, vertoonden veel overeenkomst met die, welke de adsorptie van Cs te zien gaf. De uittreepotentiaal daalt bij toenemende bedekking van 4,5 V tot 2,1 V.

2.5.3. Adsorptie van Th aan W. Aan het W, dat voor de draden van gloeilampen wordt gebruikt, wordt ThO_2 toegevoegd om betere rekristallisatie-eigenschappen te krijgen. Het bleek Langmuir [7] nu, dat hij als deze draden gegloeid werden bij een temperatuur, die boven 2600°K lag, W kon krijgen, dat een lagere uittreepotentiaal had dan 4,5 V. Het ThO_2 wordt bij die temperaturen door het W gereduceerd en het Th diffundeert naar het oppervlak.

Het blijkt echter dat bij temperaturen tussen 2300°K en 2600°K de verdampingssnelheid van het Th zo groot is, dat het oppervlak niet voldoende bedekt blijft. Bij temperaturen tussen 2000°K en 2300°K is de verdamping nog niet hinderlijk en de diffusie van Th uit het inwendige naar het oppervlak groot genoeg. In dit gebied kan men de draad dus activeren. Men past de gethorieerde wolframdraad vaak toe bij nog lagere temperaturen, omdat daar met de verkregen uittreepotentiaal van 2,7 V al een zeer goede electronenemissie mogelijk is.

2.5.4. Adsorptie van O aan W. Als voorbeeld van de adsorptie van negatieve ionen kan dienen de adsorptie van O aan W. Gloeit men een W draad in O_2 van lage druk ($\sim 10^{-6}$ mm) bij niet te hoge temperatuur ($\sim 1400^\circ\text{K}$), dan neemt men een sterke stijging van de uittreepotentiaal waar. Deze kan gemak-

kelijk enige Volts bedragen en het resultaat is wat de richting van de verandering betreft in overeenstemming met de verwachting. Echter ook de absolute grootte blijkt goed overeen te komen met wat de beschouwing over de dipoolwerking doet verwachten [8].

2.6 Wij komen nu tot de beantwoording van de vraag, hoe groot het aantal electronen is, dat uitgezonden wordt, als de uittreepotentiaal bekend is.

Het verband tussen de stroom, die een electronen emitterende stof levert, en de uittreepotentiaal wordt gegeven door de formule van Richardson:

$$I = A_0 O T^2 e^{-\frac{\varepsilon \varphi}{kT}} \quad (7)$$

met $A_0 = G \cdot \frac{2 \pi \varepsilon m k^2}{h^3}$

O = oppervlak van het emitterend metaal

ε = lading van het electron

φ = uittreepotentiaal

k = constante van Boltzmann

T = absolute temperatuur

G = bezettingsgraad, voor de meeste toegepaste metalen = 2

m = massa van het electron

h = constante van Planck.

Een afleiding van deze uitdrukking zal hier niet worden gegeven, men kan deze vinden in verschillende handboeken.

Zoals men ziet is de invloed van de temperatuur zeer sterk, in hoofdzaak door de exponentiële factor. Als voorbeeld zijn in tabel I de bij elkaar behorende waarden van φ en T gegeven voor het verkrijgen van een stroomdichtheid van $0,1 \text{ A/cm}^2$, met $A_0 = 120 \text{ A/cm}^2 \text{ graad}^2$.

Tabel I

φ (V)	T (°K)
1,2	690
1,4	795
1,7	950
2,1	1150
2,7	1450
4,5	2310

Bij halfgeleiders krijgt men een verband tussen I en T , dat gegeven wordt door dezelfde uitdrukking (7), maar de φ heeft daar een wat andere betekenis. Daar in deze voordracht niet op het emissie- en geleidingsmechanisme van de oxyde kathode zal worden ingegaan, zal hier over deze andere betekenis van φ niets worden gezegd.

2.7. Op de verschillende wijzen, welke ons ter beschikking staan om de uitreepotentiaal te meten, zal niet ver worden ingegaan. De meest voor de hand liggende is blijkbaar de meting van de emissie in afhankelijkheid van de temperatuur, dus met behulp van de formule van Richardson. Zet men $\log \frac{I}{T^2}$ uit tegen $\frac{1}{T}$ dan geeft de helling van de verkregen rechte direct de waarde van φ . Hoe eenvoudig deze meting in principe ook is, praktisch zijn er nog al wat voetangels en klemmen. De belangrijkste is wel de invloed, welke de meetopstelling, dus het geheel van anode en andere onderdelen, op de emissie kan hebben. Het electronenbombardement van de anode veroorzaakt, indien deze electrode niet uiterst zorgvuldig is ontgast, productie van meestal de kathode vergiftigende bestanddelen, zodat dus de emissie wordt verkleind. Daarnaast is het betrekkelijk kleine temperatuurgebied, dat kan worden benut, een ernstige handicap voor het bereiken van de gewenste nauwkeurigheid. Verder krijgt men nog een moeilijkheid als de φ afhankelijk is van de temperatuur. In eerste benadering zal men dan stellen:

$$\varphi = \varphi_0 + a T$$

en men ziet nu gemakkelijk, dat wat uit de helling van de rechte $\log \frac{I}{T^2}$ tegen $\frac{1}{T}$ verkregen wordt, de waarde is van φ_0 . Hoe groot de waarde van φ dan is bij een bepaalde temperatuur blijft, wanneer men geen waarde kiest voor A_0 en niet het gebruikte oppervlak bepaald is, onbekend.

3. *In de techniek toegepaste emitterende stoffen*

Aansluitend op deze inleiding over het wezen van de electronenemissie en vóór de bijzondere onderwerpen nader zullen worden besproken, zullen als overgang de in de practijk toegepaste emitterende stoffen kort behandeld worden.

3.1. Aardalkalioxyden. Deze vormen de bestanddelen van de oxyde kathoden. Meestal gebruikt men een equimolair mengsel van BaO en SrO, ook vindt nog al eens toevoeging van wat CaO plaats. Bij de productie van deze kathoden gaat men uit van de carbonaten, die meestal door een spuitproces als een laag van 25—75 μ dikte op een nikkelen buisje worden aangebracht. Dit nikkel moet wat de zuiverheid betreft, aan bepaalde voorwaarden voldoen. Door verhitting worden de carbonaten tot oxyden ontleed, waarna de kathode nog niet als emitterend element geschikt is. Er volgt nu een activeringsproces, dat bestaat uit het verhogen van de temperatuur tot ongeveer 1250 °K, terwijl tegelijk een elektrische spanning tussen de kathode en een andere electrode wordt aangelegd om tot stroomdoorgang door de kathode te komen. Men neemt nu waar, dat de emissie langzaam toeneemt en dan na enige tijd constant wordt. Vergiftigingsverschijnselen door gasafgifte van onderdelen in de buis treden hier ook bij op. De temperatuur kan tenslotte weer worden verlaagd en de kathode is, eventueel na nog enig naactiveren voor het gebruik gereed. De werkteemperatuur van de kathoden is ongeveer 1000 °K. De uittreepotentiaal bedraagt bij deze temperatuur ongeveer 1,5 V en de stroom, die men bij de werkteemperatuur continu zou kunnen trekken, als geen storende effecten optraden, zou zijn 3—4 A/cm². Het blijkt echter dat men zo hoog nooit kan komen. Dit is toe te schrijven aan te sterke verwarming van de oxydelaag bij deze stroom, tengevolge van zijn inwendige weerstand, waardoor oververhitting en vonken optreden en de laag vernield wordt. De grootste stroomdichtheid, die men in de praktijk continu mag toelaten, stelt men meestal op 0,5 A/cm². Vindt de belasting niet continu, maar pulserend plaats, zodat maar een klein deel van de totale tijd stroom getrokken wordt, dan kan de stroomdichtheid tot enige tientallen A/cm² worden opgevoerd. Maar dan loopt men ook onder die omstandigheden vast.

Onder invloed van verschillende gassen, waaronder zuurstof en waterdamp, kan de emissie sterk dalen. De vergiftigbaarheid van de oxydekathode is groot. In buizen, die veel metaal bevatten en slecht ontgast kunnen worden, geven oxydekathoden gauw moeilijkheden, vooral wanneer hoge spanningen worden toegepast. Een ander bezwaar is nog dat de verdampingsproducten van de kathode roosters en anode tot goede emitterende electroden kunnen maken, hetgeen vooral in zendbuizen zeer ongewenst is. Tenslotte is de oxydelaag ook niet goed bestand tegen sterke electrostatische velden.

3.2. Wolfraam met Ba en O bedekking. Men vat de kathoden die hiervan gebruik maken wel samen onder de naam „dispenser” kathoden [9]. Deze zullen onder 6 uitvoerig besproken worden. Ze zijn gekenmerkt door een hogere uittreepotentiaal, waardoor hogere temperaturen vereist zijn. Het voordeel van deze kathoden is, dat zij metallisch zijn. De blijvende vergiftigbaarheid is gering. Een voorbeeld van een „dispenser” kathode is de Lkathode, beschreven door Lemmens, Jansen en Loosjes [10].

3.3. Wolfraam met Th bedekking. In 2.5.3. is het principe van deze emitterende stof al behandeld. De uittreepotentiaal ligt weer hoger dan van de vorige groep en de werkt temperatuur is dus ook hoger. Er kunnen, dank zij de metallische eigenschappen grote stroomdichtheden worden geleverd. De vergiftigbaarheid is weer vrij groot, maar de kathode kan opnieuw door een geschikte warmtebehandeling geactiveerd worden. In zendbuizen, waar vrij grote stromen lopen, en hoge spanningen optreden, worden deze gethorieerde wolfraamkathoden veel toegepast.

3.4. Wolfraam. Hier is de uittreepotentiaal nog weer hoger, dus ook de werkt temperatuur. De stromen, die geleverd kunnen worden zijn groot, de vergiftigbaarheid is gering en de wolfraamdraad is goed bestand tegen hoge veldsterkten. Ionen met grote snelheid, die bij de gethorieerde draad het thorium kunnen wegslaan, hebben hier geen invloed. In zend- en röntgenbuizen vindt daarom de wolfraamkathode toepassing.

3.5. In fig. 2 zijn weergegeven de emissie-eigenschappen van de hier genoemde kathoden. De figuur is ontleend aan het onder [10] aangehaalde artikel. Met de stippellijnen zijn aangegeven de hoogste temperaturen, die men mag toelaten om een levensduur van enige honderden uren te krijgen. Bij de oxydekathode kan de bij deze temperatuur behorende stroom alleen bij pulsemissie getrokken worden. Bij continu belasting mag, zoals reeds gezegd is, hoogstens ongeveer $0,5 \text{ A/cm}^2$ getrokken worden.

Voor een aantal toepassingen kan het thermische rendement van de kathode van belang zijn. Men verstaat hieronder de maximaal te emitteren stroom in ampères per watt gloeistroomvermogen. Omdat het deel van het gloeistroomvermogen dat

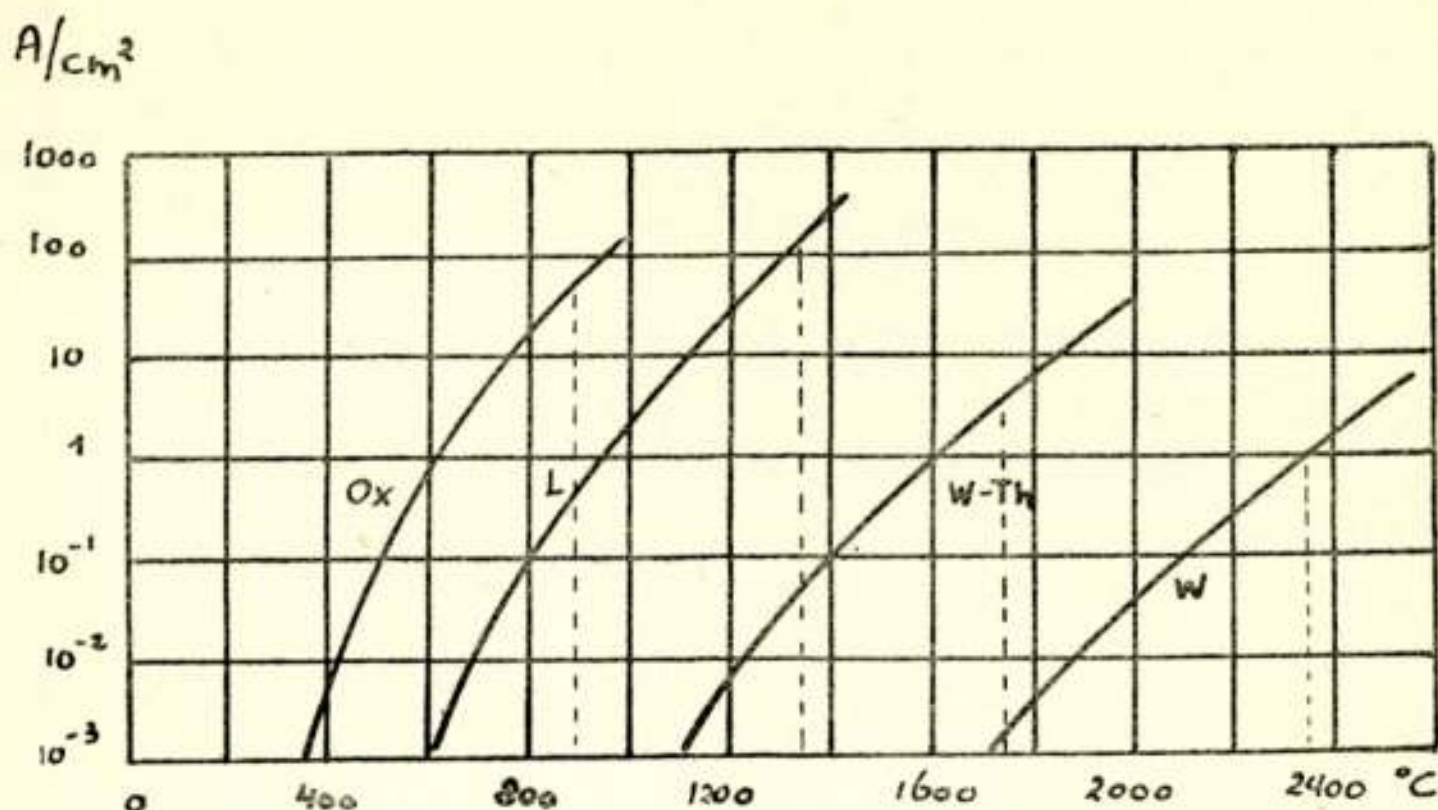


Fig. 2.

Verzadigingsemissie als functie van de temperatuur voor vier kathodetypen

door geleiding door de steundraden verloren gaat sterk van de buisconstructie zal afhangen, vergelijkt men de kathoden wel met verwaarlozing van de warmteafvoer. Men kan dan spreken van het theoretische thermische rendement. Hierin spelen dan alleen de emissie- en stralingseigenschappen van de kathoden een rol. In fig. 3 is dit theoretische thermische rendement in afhankelijkheid van de stroomdichtheid voor dezelfde vier typen

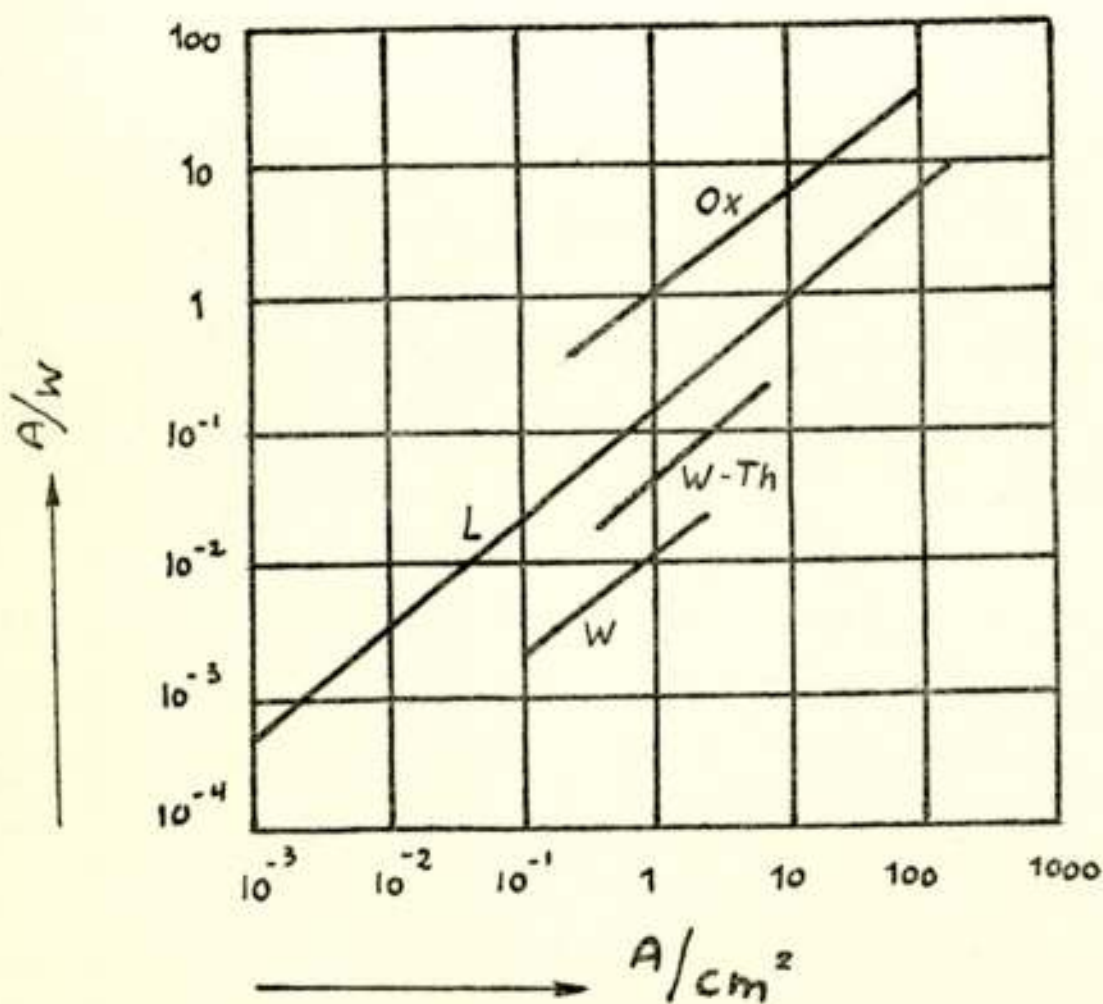


Fig. 3

Theoretisch thermisch rendement als functie van de verzadigingsemissie voor vier kathodetypen

kathoden weergegeven. Ook deze figuur is ontleend aan het onder [10] aangehaalde artikel. Men ziet dat de oxydekathode bovenaan staat en voor kleine stroomdichtheden is deze dus te verkiezen. Bij grote stroomdichtheden wordt de toestand ingewikkelder, doordat verwarming in de oxydelaag en afkoeling tengevolge van de emissie op-

treedt. Een volledige discussie zou hier te ver voeren, zodat zij verwezen naar het artikel [10].

4. *Levensduurproblemen bij oxydekathoden*

Voor kleine stromen, die in radioontvangbuizen voorkomen, is de oxydekathode het meest aangewezen. Eén van de problemen, die de laatste jaren de aandacht gevraagd hebben, is de levensduur van deze kathode. In versterkers, die met de kabel op de zeebodem worden gelegd, wenst men toch wel een levensduur van de buizen van enige tientallen jaren. Wanneer men afziet van de uitval door gebrekkige montage, dan bepaalt de kathode de levensduur van de buis. Het onderzoek, dat de laatste jaren door Metson en medewerkers [11] op het laboratorium van het Britse Post Office is gedaan, heeft ons veel geleerd over enige der factoren, welke de levensduur bepalen. Dat dit onderzoek niet zo gemakkelijk was, spreekt wel haast vanzelf. Dat daarbij soms eigenaardige ervaringen werden opgedaan, moge blijken uit het volgende: Een bepaald type h.f. pentode werd door drie verschillende fabrieken gemaakt. Een proef toonde aan, dat van de eerste fabriek alle onderzochte buizen 4000 uur leefden. Er was natuurlijk enige spreiding, maar deze was gering. Van de tweede fabriek begaven zich de buizen na tijden, die varieerden van 1000 tot 10.000 uur. Van de derde fabriek tenslotte leefden alle buizen 40.000 uur. De rol, welke het productie-proces speelt, blijkt hieruit wel duidelijk. Maar het werd nog moeilijker toen bleek, dat van dezelfde leverancier een bepaalde charge een levensduur had van 20.000 uur, terwijl van een andere, twee jaar later gemaakt, de buizen het reeds na 3000 uur hadden opgegeven.

Het is het beste de factoren welke van invloed zijn op de levensduur achtereenvolgens te bespreken.

4.1. Verdamping van BaO.

Van de oxyden, die aanwezig zijn in de kathode is, wat de grootte der verdamping betreft, BaO het belangrijkste. Volgens de metingen van Claassen en Veenemans [12] bedraagt bij 1000 °K de verdamping 10^{-9} g/cm² h. Op de kathode is aanwezig een hoeveelheid die meestal ligt tussen $2 \cdot 10^{-3}$ g/cm² en $6 \cdot 10^{-3}$ g/cm². Nu is 25 jaar $2,2 \cdot 10^6$ uur, zodat men ziet dat men bij de temperatuur van 1000 °K op ongeveer 25 jaar kan rekenen, voor het BaO verdampt zou zijn.

4.2. Verdamping van Ni.

Deze bedraagt bij 1000 °K ongeveer $5 \cdot 10^{-8}$ g/cm²h. Zij is aanzienlijk meer dan die van BaO, waar tegenover staat dat de aanwezige hoeveelheid Ni zonder ernstige bezwaren kan worden aangepast.

4.3. Verdamping van Ba.

Zoals al in 3.1 werd vermeld moet het Ni, waarop de oxyden worden aangebracht, aan bepaalde voorwaarden voldoen. Deze hebben betrekking op de hoeveelheid en de aard van de verontreinigingen die aanwezig zijn. Voor de emissie- en geleidingseigenschappen van de oxydelaag is de aanwezigheid van een hoeveelheid vrij barium in het kristalrooster zeer belangrijk. Om nu snel de hoeveelheid barium te verkrijgen kan men reducerende bestanddelen aan het nikkel toevoegen. Men kan hierbij denken aan Mg, Al, Si, Ti, W. Is deze hoeveelheid echter te groot, dan krijgt men, nog afgezien van mogelijke andere storende effecten, een te grote hoeveelheid Ba gevormd, die door verdamping verdwijnt. Uit de hoeveelheid reducerende bestanddelen in het normaal gebruikte nikkel kan men besluiten, dat men 10—20 % van de hoeveelheid beschikbaar Ba en Sr op deze wijze kan verliezen [11e]. Zoals nog zal blijken, is ook om andere redenen een te grote hoeveelheid reducerende elementen ongewenst.

4.4. Invloed van gas.

Het zijn vooral Metson en medewerkers geweest, die hieraan aandacht hebben gewijd [11]. Zoals men weet, kan men in een radiobuis wel altijd een electrode op negatieve potentiaal t.o.v. de kathode zetten en andere electroden positief, om op deze wijze positieve gasionen, die door stroomdoorgang ontstaan te vangen en hun aantal te meten. Deze ionenstroom kan als een maat voor de gasdruk beschouwd worden en het is dus mogelijk de druk in de buis gedurende zijn leven te vervolgen. Men neemt dan meestal waar, dat de druk, die in het begin nog niet zo erg laag is, in de loop van de tijd vermindert. De tijdsintegraal van de druk geeft een indruk van de hoeveelheid gas die door de werking van de gasbinder en door andere oorzaken is verdwenen.

Het bleek nu, dat er een zeer goede correlatie was tussen de levensduur en de totale hoeveelheid gas, die in de buis bij het begin aanwezig was geweest.

Zorgvuldig pompen, goed ontgassen van het glas en van de onderdelen en het goed opstellen van de gasbinder zijn noodzakelijke voorwaarden voor het verkrijgen van buizen, die gedurende lange tijd goede emissie vertonen.

4.5. Invloed van de anodespanning.

In zekere zin houdt dit nauw verband met het in punt 4.4. besprokene. Het bleek [13, 11a] dat van twee charges buizen de ene een levensduur had van meer dan 40.000 uur, terwijl de tweede al na 3000 uur slechte resultaten vertoonde. De drukmetingen hadden aangetoond, dat de hoeveelheid gas in de tweede charge groter was dan in de eerste. De buizen hadden gewerkt met een anode-spanning van 200 V. Bij de tweede charge werd nu de anodespanning verlaagd tot 2 V, waarna in de volgende 6000 uur geen verslechtering meer optrad. Men moet dit toeschrijven aan producten, die door het electronenbombardement van de anode worden vrijgemaakt en de kathode vergiftigen. Dat de anodespanning daarop van invloed is, behoeft niet te verbazen, als men bedenkt dat het hierbij gaat om ontledingsproducten.

4.6. Electrolyse van de oxydelaag.

De geleiding door de oxydelaag komt voor een klein deel op rekening van ionen. Er treedt daardoor een electrolyse op en deze doet de laag desintegreren, daar de gevormde producten barium en zuurstof door min of meer sterke verdamping verdwijnen. Het is erg moeilijk betrouwbare getallen voor de invloed van dit effect te geven. Hermann en Wagener [14] berekenen met behulp van de verhouding van ionen- tot electronengeleidingsvermogen welke door Isensee is bepaald, dat bij een stroomdoorgang van 10 mA/cm^2 een laag van $50 \mu \text{ BaO}$ geheel zou zijn verbruikt in 10^5 uur. Voor gemengde oxyden zal deze tijd waarschijnlijk nog langer zijn.

4.7. Sinteren van de laag.

Men moet verwachten, dat dit wel op zal treden, waarmee waarschijnlijk een vermindering van de emissie gepaard zal gaan. Gegevens hierover zijn echter niet beschikbaar.

4.8. Invloed van de tussenlaag (interface).

Zoals reeds in 4.3. is beschreven, worden aan het nikkel van de onderlaag reducerende elementen toegevoegd om de

vorming van vrij barium te bevorderen. Het is nu gebleken, dat deze elementen in enkele gevallen onaangename reacties kunnen geven. Het meest bekend en het best onderzocht is het Ba_2SiO_4 dat door reactie van BaO en SiO_2 gevormd wordt [15]. Deze verbinding ontstaat aan de grenslaag van het nikkel en het oxyde en blijkt een aanzienlijke weerstand voor de stroom te kunnen leveren. In dioden is deze weerstand in de kathodeketen niet zo belangrijk, maar in trioden en meer-roosterbuizen beïnvloedt hij direct de steilheid. De versterking kan daardoor ernstig achteruit gaan. Het is gebleken dat de aangroeiing van de tussenlaag-weerstand groter is als geen stroom door de buis loopt. Blijkbaar vindt er dank zij de electrolyse enige activering plaats. De weerstand kan vrij gemakkelijk enige tientallen ohms per cm^2 worden. In het algemeen neemt hij toe met de levensduur, maar dit behoeft niet evenredig te gaan.

Het Mg vormt geen duidelijke tussenlaag-weerstand. Eveneens minder ernstig dan het Ba_2SiO_4 is het BaAl_2O_4 en dit geldt ook voor het Ba_2TiO_4 en het Ba_3WO_6 .

Het is duidelijk, dat dit effect er toe leidt de hoeveelheid reducerende bestanddelen zoveel mogelijk te drukken. Men gaat dus van de z.g. actieve nikkels, waarin b.v. 0,15—0,25 % Si voorkomt naar de passieve nikkels, waarbij het Si gehalte tot minder dan 0,05 % is teruggebracht. Het blijkt dan dat de activering wat moeilijker wordt, zoals te verwachten was. Toch geeft dit geen overwegende bezwaren.

Algemeen is men van mening dat voor buizen, die een lange levensduur moeten hebben, het verschijnsel van de tussenlaag tot de belangrijkste beperkende factoren behoort. Het onderzoek hieraan zal dan ook in de komende jaren nog wel voortgang vinden.

4.9. Concluderend moet men zeggen, dat het voor het verkrijgen van een lang leven voor een buis uiterst belangrijk is, dat zij zorgvuldig wordt ontgast en gepompt en dat gebruik gemaakt wordt van nikkel, dat een minimum aan reducerende bestanddelen bevat. Bovendien kiest men de temperatuur zo laag mogelijk.

5. *Bezwaren van de oxydekathoden*

Niet alleen voor buizen waarvan een lang leven geeist wordt, ook in buizen, waar grote stromen optreden kan de tussenlaag

weerstand zeer hinderlijk zijn. Men moet in dit geval denken aan magnetrons, waar stromen van enkele tientallen ampères per cm^2 voorkomen, wel is waar gedurende korte tijd, zodat de verwarming niet te ernstig wordt, maar deze hoge stroomsterkten geven in de tussenlaag aanzienlijke potentiaalverschillen, die gemakkelijk tot vonkverschijnselen aanleiding kunnen geven. Het is Coomes [16] geweest, die gewezen heeft op het verband tussen de zuiverheid van het nikkel en de neiging tot vonken.

Maar niet alleen aan de onderzijde van de oxydelaag kan een extra potentiaalverval optreden. Het is uit metingen van Loosjes en Vink [17] en Loosjes en Jansen [18] duidelijk geworden, dat dit ook het geval kan zijn aan de bovenzijde van de oxydelaag, dus aan de grens met het vacuum. Men moet dit toeschrijven aan het wegtrekken van de uitgezonden electronen door het elektrische veld uit de poriën van de oxydelaag. Aangezien het geleidingsvermogen van de laag bij de gebruikte temperatuur voor een groot deel is toe te schrijven aan geleiding van het electronengas in de poriën [19], ontstaat aan de oppervlakte een laag met een veel slechter geleidingsvermogen, wat de potentiaalsprong tot gevolg heeft. Door toevoegen van nikkel aan de oxydelaag kan men wel een betere geleiding verkrijgen, maar er blijven toch nog inhomogeniteiten bestaan.

Zoals reeds in 3.1. is vermeld, is de weerstand die normaal al in de oxydelaag aanwezig is, de oorzaak dat grotere stromen dan ong. $0,5 \text{ A/cm}^2$ niet continu mogen worden getrokken.

Het is direct duidelijk dat metaal-oppervlakken vrij zullen zijn van de hier genoemde onaangename eigenschappen. Er is geen tussenlaag, er is geen potentiaalsprong aan de oppervlakte en de gehele weerstand van de kathode is klein. Bovendien heeft de metalen kathode nog het voordeel, dat zij veel beter bestand is tegen bombardement van ionen en dat zij mooie gladde oppervlakken kan hebben. Het enige bezwaar is, dat de uittreepotentiaal van de in aanmerking komende metalen zo hoog is, waardoor hoge temperaturen vereist zijn.

Het is enige jaren geleden op het Natuurkundig Laboratorium in Eindhoven gelukt een metalen kathode te maken, die een vrij lage uittreepotentiaal heeft en die gebruikt kan worden bij temperaturen die een $200\text{--}300^\circ\text{C}$ hoger liggen dan de werkt temperatuur van de oxydekathode. Deze kathode is genoemd L kathode [10]. Sindsdien zijn onderzoekingen over dit type kathode ook in het Philips Laboratorium in Irvington (U.S.A.)

uitgevoerd, hetgeen tot gevolg heeft gehad, dat er twee andere uitvoeringen aan de bestaande L kathode zijn toegevoegd. De verzamelnaam van deze kathoden is Philips „dispenser” kathode.

6. Dispenserkathoden

Op het ogenblik kent men van deze drie typen:

- a. de L kathode
- b. de geïmpregneerde kathode
- c. de geperste kathode

6.1. De L kathode.

Deze kathode is uitvoerig beschreven in het onder [10] aangehaalde artikel. Aan de hand van fig. 4, welke een schematisch

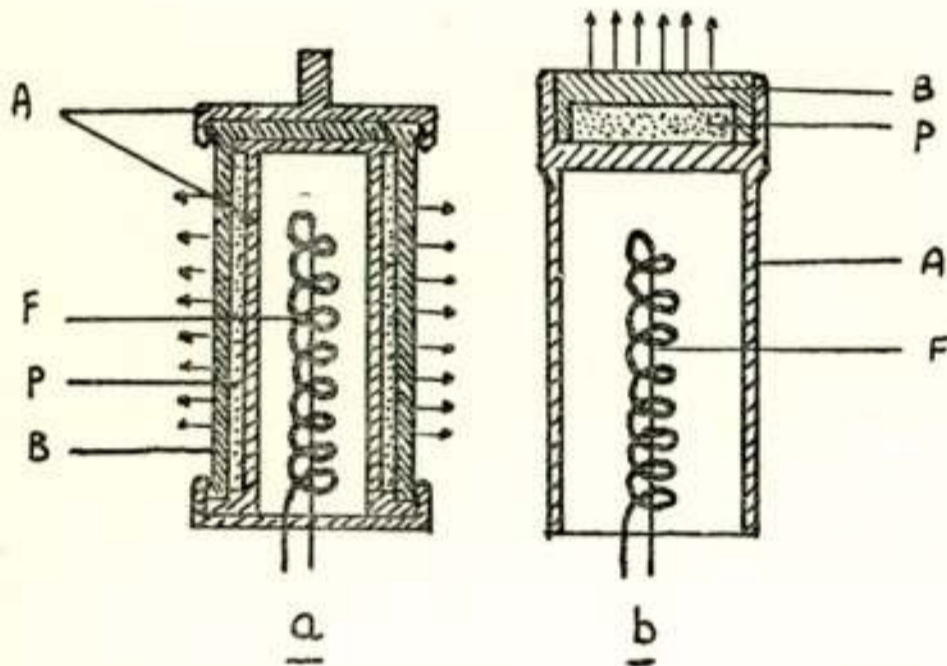


Fig. 4.

Doorsnede van twee grondvormen van de L kathode:

- a. met cilindrisch emitterend oppervlak
- b. met vlak, cirkelrond emitterend oppervlak

van de kathode door verhitting ontleed wordt en dan $(\text{BaSr})\text{O}$ geeft.

Door de onderzoeken van Rittner en medewerkers [20] is veel over het mechanisme van de L kathode bekend geworden. Het is gebleken dat het W het BaO reduceert, waarbij er een geringe dampdruk van Ba ontstaat. De bariumdamp stroomt door de poriën van *B* naar buiten. Aangezien dit hele proces zich bij lage druk afspeelt, wordt de stroming van de bariumatomen alleen beïnvloed door de botsingen met de poriën-wanden. De gemiddelde weglengte van de bariumatomen is veel

beeld geeft en uit dit artikel is overgenomen, zal de werking van deze kathode worden toegelicht.

De delen *B* bestaan uit poreus wolfraam en fungeren als emitterend oppervlak. Zij zijn verbonden met de lichamen *A* van molybdeen, zodanig dat er tussen *A* en *B* een ruimte *P* aanwezig is, waarin zich barium-strontiumoxyde bevindt. Bij de fabricage van de kathode wordt er $(\text{BaSr})\text{CO}_3$ ingebracht, dat vóór het in bedrijf stellen

groter dan de poriëndiameter. Het is nu gebleken, dat een Ba-atoom, dat de wand treft, daarop gemiddeld een zekere tijd blijft zitten, de gemiddelde verblijftijd. Gedurende die tijd zit het niet vast aan een bepaalde plaats gebonden, maar het kan zich over het oppervlak bewegen, migreren. Er bestaat dus ook een zekere migratieafstand. Deze gemiddelde afstand blijkt te zijn enkele tiende millimeters; hij is natuurlijk afhankelijk van de temperatuur. Ba atomen die in een porie vlak bij het oppervlak tegen de wand botsen, kunnen dus nog over enkele tiende millimeters over het oppervlak lopen voor zij verdampen. Het zijn deze Ba atomen die voor de verlaging van de uittreepotentiaal zorgen. Aangezien de afstanden tussen de poriënopeningen zeker kleiner zijn dan de gemiddelde migratieafstand is de bedekking van het wolfram oppervlak volledig.

Bij het onderzoek over de gemiddelde verblijftijd is het ook duidelijk geworden, dat het barium niet direct aan het wolfram zit geadsorbeerd. Er moeten nog zuurstofatomen aanwezig zijn, die de binding sterker maken.

Voor de uittreepotentiaal van de L kathode vindt men waarden, die spreiden van 1,9 tot 2,2 V. Het zal vermoedelijk wel zo zijn, dat het zuurstofgehalte van invloed is en men mag verwachten, dat dit niet steeds hetzelfde zal zijn.

Zoals te verwachten is, kunnen grote stroomdichtheden aan de kathode worden onttrokken, zonder dat beschadiging optreedt. Zij is bijzonder goed bestand tegen kortstondige vergiftigingen, daar er een voortdurende toevoer van barium is.

Er mag hier wel gewezen worden op een zekere moeilijkheid bij de ontleding van het carbonaat. Zoals door Hughes, Coppola en Evans [21] is aangetoond, kunnen tussen $BaCO_3$, BaO en W verscheidene reacties optreden die tot gevolg kunnen hebben, dat een deel van de aanwezige hoeveelheid barium wordt verbruikt zonder dat men er voor de kathodewerking enig profijt van heeft. Het is gebleken, dat een voorzichtige ontleding van het carbonaat noodzakelijk is.

Een bezwaar van de L kathode is, dat hij vergeleken met de oxydekathode vrij veel verdampingsproducten, in hoofdzaak BaO en Ba geeft. In sommige toepassingen is dit geen bezwaar, in andere kan het tot verschijnselen aanleiding geven, die zo hinderlijk worden, dat deze de levensduur gaan bepalen.

Over de levensduur van de kathode zelf kan men zeggen, dat hij bepaald wordt door de hoeveelheid barium die men in de kamer ter beschikking heeft. Deze dampst er tijdens het le-

ven uit en dit gaat sneller, naarmate de temperatuur hoger is. Enige duizenden uren zijn normale waarden, waarbij stromen van enkele ampères per cm^2 kunnen worden geleverd.

6.2. De geïmpregneerde kathode.

Deze is beschreven door Levi [22]. Hij onderscheidt zich van de L kathode door de afwezigheid van de voorraadskamer. In plaats daarvan worden de poriën zelf als voorraadsruimte gebruikt door deze te vullen met een geschikte bariumverbinding. Men gebruikt daarvoor een mengsel van BaO en Al_2O_3 . Hiermee bereikt men een geschikte productie van Ba, dat ook hier door reductie verkregen wordt. Het mengsel wordt bij hoge temperatuur tot smelten gebracht, waarna men het in het poruze wolfraam laat opzuigen.

Het is duidelijk, dat men bij deze kathode door de afwezigheid van de kamer in principe minder beperkt is in de afmetingen. Het is gemakkelijker kleine kathoden te maken. Bovendien kan men met behulp van een door Levi ontwikkelde techniek voor het bewerken van W een grote verscheidenheid van kathodevormen maken [23].

6.3. De geperste kathode [24].

Deze kathode wordt verkregen door een geschikt mengsel van wolfraam poeder en barium-aluminaat poeder te persen. Het blijkt mogelijk op deze eenvoudige manier goed werkende kathodes te maken. Daar deze kathode nog in sterke mate in ontwikkeling is en ook nog niet aan verbruikers wordt geleverd, zal hierover niet worden uitgeweid.

6.4. Hoewel de drie dispenser kathoden volgens hetzelfde principe werken, zijn er toch verschillen en dit zal zich in de toepassingsmogelijkheid kunnen uiten. Het is nog te vroeg hierover een goed oordeel te geven. Er zijn al een aantal inlichtingen over deze toepassingen, maar het zal nog wel enige tijd duren voor men precies weet in welke situatie men aan de ene uitvoering en in welke men aan een andere uitvoering de voorkeur moet geven.

6.5. Resumerende kan gezegd worden dat men in de dispenser kathode een electronenbron heeft, die gekenmerkt is door een hoge stroomdichtheid, bij redelijke temperatuur, zowel bij continu als bij pulsbelasting, door een zowel in mecha-

nisch als electrisch opzicht goed gedefinieerd emitterend oppervlak en door een goede resistentie tegen vergiftiging en tegen snelle ionen.

BOEKEN

- A. L. Reiman : Thermionic Emission, London 1934.
 J. H. de Boer : Elektronenemission und Adsorbtiionserscheinungen, Leipzig 1937.
 G. Hermann en S. Wagener : Die Oxydkathode, Leipzig 1950, The Oxide-Coated Cathode, London 1951.

LITERATUUR

- 1) I. Tam en D. Blochinzew : Z. Phys. 77, 774, 1932.
 E. Wigner en D. Bardeen : Phys. Rev. 48, 84, 1936.
 D. Bardeen : Phys. Rev. 49, 653, 1936.
 E. H. B. Bartelink : Phÿsica, 3, 193, 1936.
- 2) W. Schottky : Physik Z. 15, 872, 1914. Z. Phys. 14, 63, 1923.
- 3) M. H. Nichols : Phys. Rev. 57, 297, 1946 (W).
 H. E. Farnsworth en L. L. Blackner, Phys. Rev. 77, 826, 1950 (Ag).
- 4) I. Langmuir en K. H. Kingdom : Science, 57, 58, 1923. Phys. Rev. 23, 112, 1924.
- 5) J. A. Becker : Phÿs. Rev. 28, 341, 1926.
- 6) J. A. Becker : Trans. Electrochem. Soc. 55, 153, 1929. Trans. Faraday Soc. 28, 151, 1932.
- 7) I. Langmuir : Phÿs. Rev. 22, 357, 1923.
- 8) J. H. de Boer : Elektronenemission und Adsorbtiionserscheinungen, blz. 103.
- 9) O. S. Duffendack : Nat. Conf. on Tube Techn. New York, Oct. 1953.
- 10) H. J. Lemmens, M. J. Jansen en R. Loosjes : Philips Techn. T. 11, 349, 1949.
- 11) a. G. H. Metson en M. F. Holmes : Nature, 163, 61, 1949.
 b. G. H. Metson : Nature, 164, 540, 1949.
 c. G. H. Metson : Proc. Phys. Soc. 62 B 589, 1949.
 d. G. H. Metson : Br. J. Appl. Phys. 6, 73, 1950.
 e. G. H. Metson : S. Wagener, M. F. Holmes, M. R. Child : Proc. IEE, 99 III, 69, 1952.
- 12) A. Claassen en C. F. Veenemans : Z. Phys. 80, 342, 1933.
- 13) G. Hermann en S. Wagener : Die Oxydkathode, blz. 264-265.
- 14) G. Hermann en S. Wagener : Die Oxydkathode, blz. 264.
- 15) A. Eisenstein : J. Appl. Phys. 20, 776, 1949.
- 16) E. A. Coomes : J. Appl. Phÿs. 17, 647, 1946.
- 17) R. Loosjes en H. J. Vink : Le Vide, 731, 1950.
- 18) R. Loosjes en C. G. J. Jansen : Le Vide, 1131, 1952.
- 19) R. Loosjes en H. J. Vink : Philips Res. Rep. 4, 449, 1949.

- 20) E. S. Rittner en R. H. Ahlert.
W. C. Rutledge en E. S. Rittner: Nat. Conf. on Tube Techn. New York, Oct. 1953.
 - 21) R. C. Hughes, P. P. Coppola en H. T. Evans: J. Appl. Phys. 23, 635, 1952.
 - 22) R. Levi: J. Appl. Phys. 24, 233, 1953. Nat. Conv. I.R.E. 1953.
 - 23) R. Levi: Nat. Conv. I.R.E. 1954. U.S. Patent 2669008, 1954.
 - 24) O. S. Duffendack: Nat. Conf. on Tube Techn. New York, Oct. 1953.
R. C. Hughes, P. P. Coppola: J. Appl. Phys. 23, 1261, 1952.
-

Modern ionosphere sounding equipment of the Netherlands PTT (pt II)

by P. L. M. van Berkel *)

SUMMARY

A high-power slow-sweep ionosonde is described. The main difference from conventional recorders is the tuning mechanism, consisting of a set of simultaneously continuous varying coils and condensers, thus covering a sweep from 1.3—16 Mc/s in one range. The sweep time is 100 sec. The pulse output power is approximately 10 kW; the pulse repetition frequency usually being 50c/s. A special camera with continuous film transport is constructed. The receiver and indicator part can be used without the transmitter for the reception of pulse transmissions from distant transmitters. In this case the indicator can be synchronised with the local standard frequency. Although the recorder is suitable for all routine measurements, it is used mainly for investigating special topics.

Introduction.

The recorder described in this article was developed before the panoramic type, which is discussed in a previous article (1). Because the transmitter power level is not limited by the output of a mixer, as in the mentioned type, the transmitter frequency can be generated at a higher level and with a lower harmonic content. So it is also easier to obtain a high output power without introducing too much distortion.

Contrary to the behaviour with respect to c.w. a slightly mistuned circuit in a pulse transmitter or receiver will result in an appreciable pulse distortion. Therefore the transmitter output stage and the receiver pre-mixer stages are aperiodic.

The transmitter oscillator controls the tuning of the complete

*) Central Laboratory, Netherlands Postal and Telecommunications Services Leidschendam-Holland.

1) P. L. M. van Berkel, Modern Ionosphere Sounding Equipment of the Netherlands PTT. Pt I. Tijdschrift N.R.G. Vol XVIII pp 149—165.

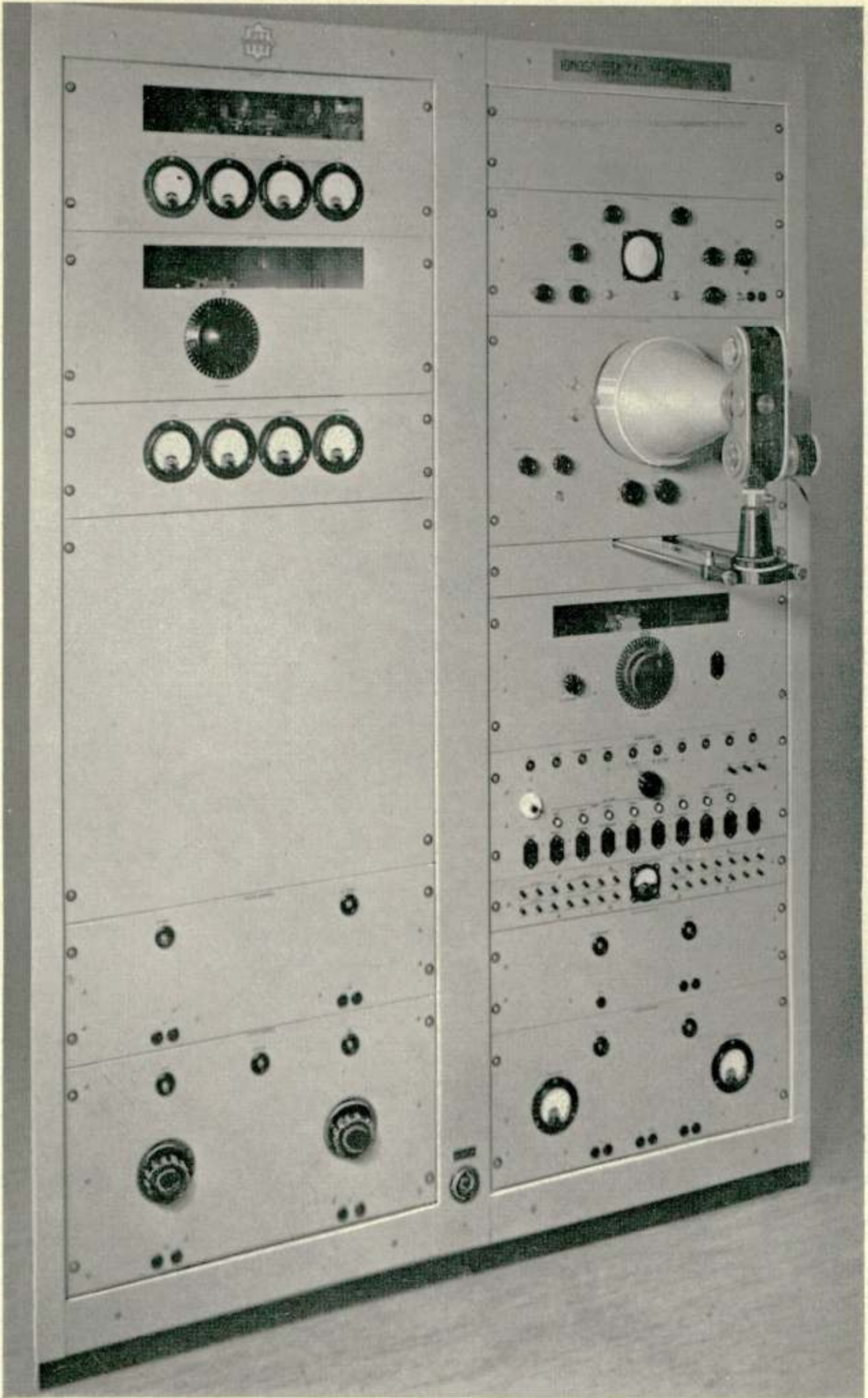


Fig. 1.
Front view of the recorder

recorder. By means of a servo-mechanism the spacing between the transmitter and the receiver local oscillator frequencies is kept at 500 kc/s; the receiver oscillator frequency being the higher one and the receiver i.f. being 500 kc/s. Although a similar procedure is commonly used in this type of recorders, the advantages of covering the whole frequency range in one sweep are obvious: first the mechanical shocks are avoided which occur when switching five or more sets of tuning coils subsequently in the right position; secondly all difficulties in connecting the coils in succession with the tuning circuits are removed; thirdly when placing these coils into the tuned circuits the adjustments of the circuits have to be so stable and accurate that in the beginning of each frequency range the receiver and transmitter tuning differ no more than the discriminator bandwidth of the servo. This is not difficult to realise at the lowest range, but increasing difficulties are involved in every subsequent higher range. In the present recorder this adjustment is only required at the lower frequency end of the range where alignment gives the fewest difficulties. A fourth advantage is the increase of the sweep speed that proves to be possible in this configuration. Most "mechanical" recorders need a sweep time of some five or more minutes, whereas the present construction allows a sweep time of less than two minutes.

The received pulse is after detection applied to a c.r.t. display. Both deflection and grid modulation of the c.r.t. system are possible, the former being used for visual observation, the latter for photographic recording. For this purpose negative modulation proved most efficient. Height markers are provided at multiples of 100 km during the complete frequency sweep. Frequency markers appear as short dashes at multiples of 200kc/s and as long dashes at multiples of 1 Mc/s (fig. 2).

The tuning mechanism.

The construction of the tuning unit is shown in detail in fig. 3. The horizontal axis carrying a 500 div. scale-knob (10) is driven via two worms and a slip-coupling by an E & V FC 31 W two-phase servomotor (9). The application of worms in a servo is generally not advisable; the present system however, is in comparison with commonly used position follow-up servos a very slow one and therefore no difficulties are experienced. The mentioned axis makes 10 rotations during a complete fre-

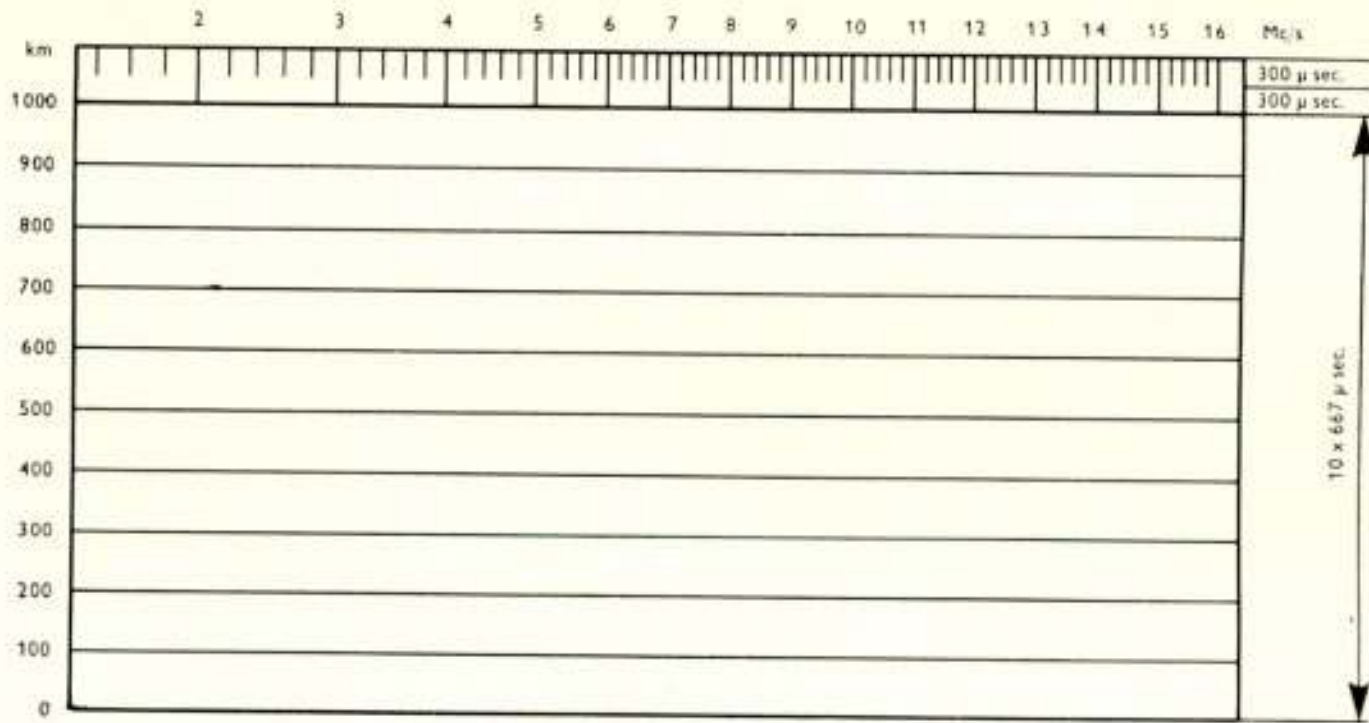


Fig. 2.
The pattern of height- and frequency-markers.

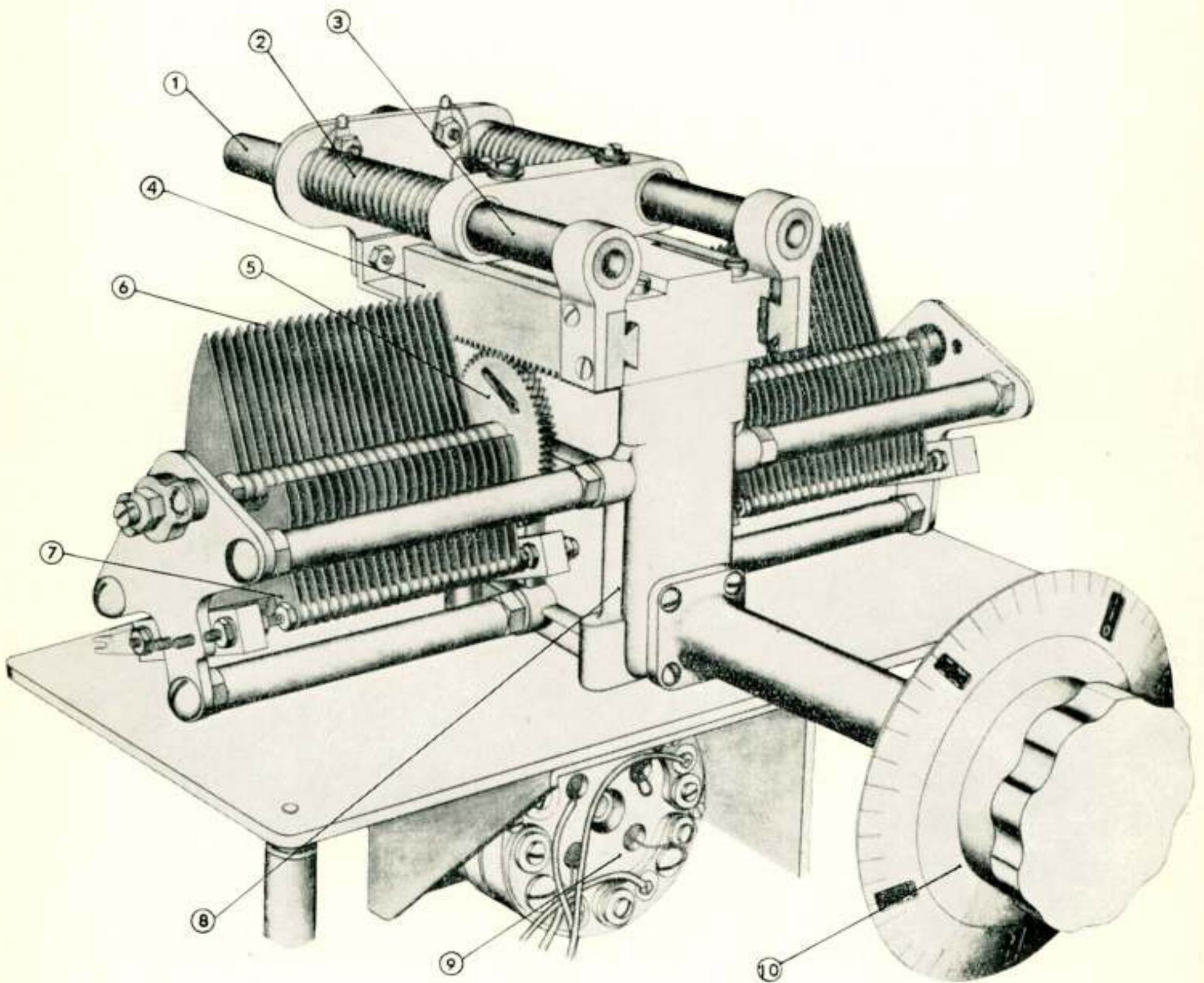


Fig. 3.
The tuning mechanism. The indices (1-10) are explained in the text.

quency sweep. This movement is backlash-free geared down in a ratio 20:1 to the condenser axis, carrying a double 500 pf tuning condenser. On the condenser axis double wheels (5) are mounted converting the rotation into a translation for shifting a pair of ferrite rods (3) into tuning coils (2). The ferrite in use here is the Ferroxcube IV B giving the best compromise between permeability and losses for the considered frequency range.

The receiver oscillator varies from 1.8 — 16.5 Mc/s, so in a ratio 1:9.2. The transmitter frequency has consequently to vary from 1.3—16 Mc/s, which gives a ratio 1:12.3. In order to permit this large frequency variation at the transmitter merely shifting a ferrite core in out of the tuning coil is not sufficient: at the high frequency end therefore a copper rod (1) fills a part of the coil.

The largest mechanical difficulties in this system are associated with the construction of half a dozen worm-wormwheel combinations with longterm friction constancy, while the largest electrical difficulties arise in connection with the transmitter and the receiver oscillator output to be constant along the whole frequency range. The output constancy of the transmitter oscillator is fairly well reached by the suitable choice of successive coil-fillings (ferrite, polystyrene, copper), whereas in the receiver oscillator a feedback system for stabilizing of the output level is applied.

The servo-system (Fig. 4).

The system in use with a receiver following the transmitter has been applied in other recorders before (2). The transmitter pulse is mixed with the receiver local oscillator. If the tuning is correct the beat frequency is 500 kc/s which equals the receiver i.f. The beat frequency is applied to a discriminator that gives zero voltage at 500 kc/s. When the oscillator frequency is too high or too low, the discriminator output will be a positive or negative pulse, the polarisation depending on the direction of such mistuning. The amplitude of the error signal is proportional with the amount of mistuning. This pulse, having a 50 c/s repetition frequency, is applied to a 50 c/s tuned amplifier, thus

2) R. Naismith and R. Bailey, An automatic ionosphere recorder for the frequency range 0.55—17 Mc/s. Proc. IEE pt III, 98 (1951) pp 11—18.

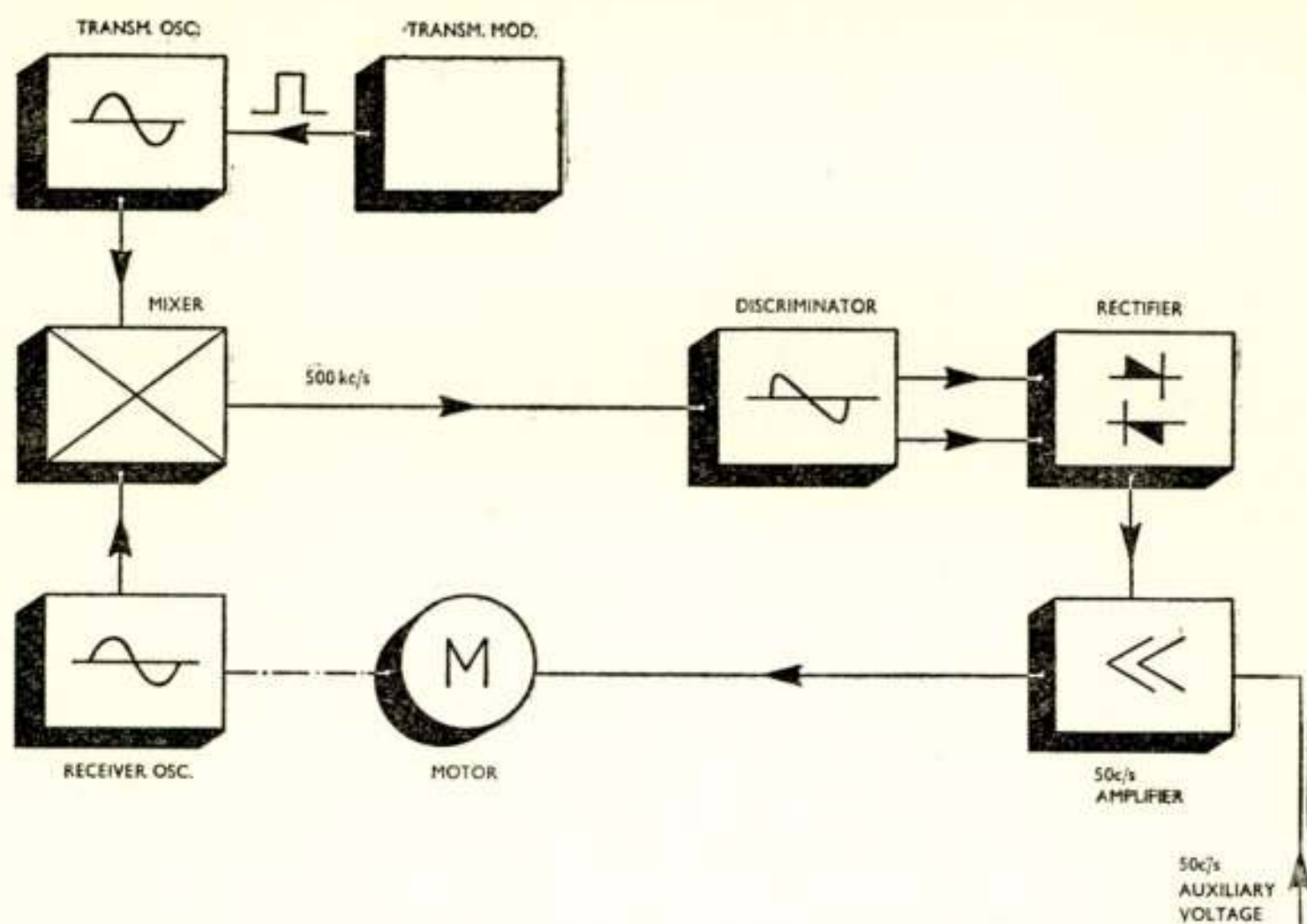


Fig. 4.
Block-diagram of the servo-system.

delivering a sine-wave with amplitude and polarisation corresponding to the error. An auxiliary voltage is added to the error voltage, taking care that even without the latter, the receiver is fairly following the transmitter. The total amplifier power energizes one of the two windings of a two phase servo motor, the other phase being fed with a fixed 50 c/s voltage of suitable phase.

The transmitter.

The transmitter oscillator is a balance oscillator and consists of a double tetrode 829 *B*, accompanied by a pulsemodulator *PL* 81, the pulse itself being supplied from the receiver. A pulse transformer is used for matching the pulsemodulator to the transmitter oscillator. Such a transformer can be constructed from 2×3 *E*-shaped cores of Ferroxcube *IIIB* 2 with some 1300 turns for both primary and secondary windings corresponding with a pulse length of 100μ sec. A 100μ sec pulse can be passed without much distortion at an impedance level of 3,000 ohms. This type of transformer is used throughout the whole equipment on various points where a pulse has to be converted to a different d.c. level or has to be inverted. Moreover this transformer can have more than one secondary winding, if neces-

sary each consisting of a different number of turns, thus providing pulses of different height and polarisation at various points of the recorder, all by using just one modulator tube.

The transmitter oscillator as well as the transmitter final stage are grid modulated.

The transmitter output stage contains two tubes 715 C in push-pull class B, the coupling with the antenna being aperiodic. *H.T.* is provided via two r.f. chokes of $300 \mu\text{H}$ and selfresonant at a frequency over 20 Mc/s. As a core for these chokes Ferrocube IV B rods were used, thus allowing a sufficient impedance along the whole frequency range.

As only one antenna is available for both transmitting and receiving a spark gap and two resistors are provided for short-circuiting the receiver during the transmitter pulse. Although this system is fairly satisfactory, other systems giving a higher switching efficiency are being studied.

The antenna (fig. 5).

As is the case with regard to many ionospheric observatories, the antenna is placed in a field, intended for cattle. Therefore the antenna choice is limited to a vertical rhombic type, the delta-antenna requiring horizontal wires close along the ground (3). The vertical rhombic in use is a three wire rhombic and has its foot point at 12.5 m above the ground and the top at 52.5 m, the width being 100 m. For the present part of the solar cycle this antenna is sufficient for the whole interesting part of the frequency range. When critical frequencies are increasing, a special provision will be made for the higher part of the range. An experimental shortwave rhombic inside the long-wave rhombic showed to be screened by the long-wave rhombic to such a degree that only at certain discrete frequencies reception with this antenna was possible.

The pulse-receiver (fig. 6).

As is common practice superheterodyne reception is used at the receiver side. The i.f. is taken at 500 kc/s on account of certain advantages in connection with the frequency marker unit design. The receiver contains two aperiodic r.f. stages, a two tube oscillator, a mixer and two i.f. stages.

3) R. Bailey, Aperiodic Aerials, Wireless Eng. 1951 Vol 28 p. 208.

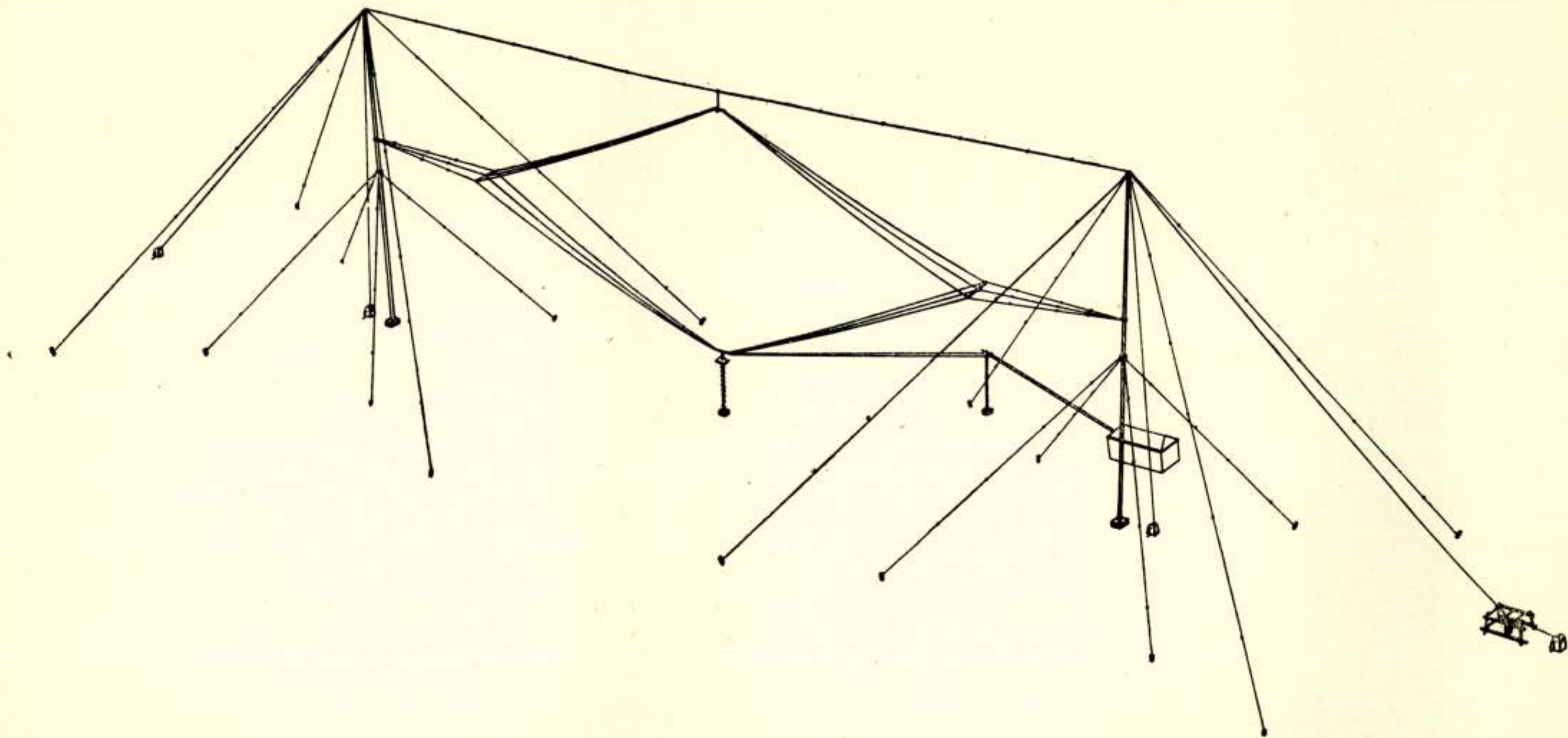


Fig. 5.
Schematic layout of the antenna.

The two tube oscillator is composed of two triodes, one being the triode part of the mixer (*ECH* 81), the other an *EC* 81. The circuit oscillates by mutual couplings between the anode of each tube with the grid of the other. When the output voltage of the tuned circuit surpasses a value predetermined by a bleeder, rectifying takes place, providing increased bias for both oscillator tubes. A special outlet (not shown in the schematic diagram) is provided for distributing the oscillator frequency to the servo-system and the frequency marker unit. 3 Single circuits act as coupling elements between the i.f. stages allowing for a good amplitude and phase characteristic (4).

After detection the received signal is applied to a cathode-follower and to the indicator panel. Both a positive and a negative output are available. The negative going signal is used for automatic volume control. The *AVC* voltage is applied to the control grid of the last i.f. tube. Special care is taken for obtaining short timeconstants in the *AVC* circuits. Timeconstants of the order 20 μ sec can be reached.

In the receiver unit the generation of the transmitter pulse envelope takes place. The pulse is formed by a 100 μ sec flip-flop initiated at the beginning of the time base sweep. The pulse is applied to a modulator with a pulse transformer in its anode. From the secondary windings of the transformer the pulse is distributed to the transmitter oscillator and the transmitter power stage.

Studies are still in progress for obtaining pulse transformers able to transport long pulses in case there would arise a need to vary the transmitter pulse length, e.g. for absorption measurements. With simple means a pulse transformer for pulses up to 700 μ sec and a secondary amplitude of 1 kV in 10,000 ohms can be constructed (5).

The indicator.

The indicator contains all circuits for time base, height- and frequency marking and for audio amplification. A blockdiagram is shown in fig. 7.

Because the tuning control of the receiver is a result of a

4) L. Huber und K. Rawer, Zur Frage des besten Impulsempfängers. A.E.U. 4 (1950) 475—484, 523—526.

5) in course of preparation.

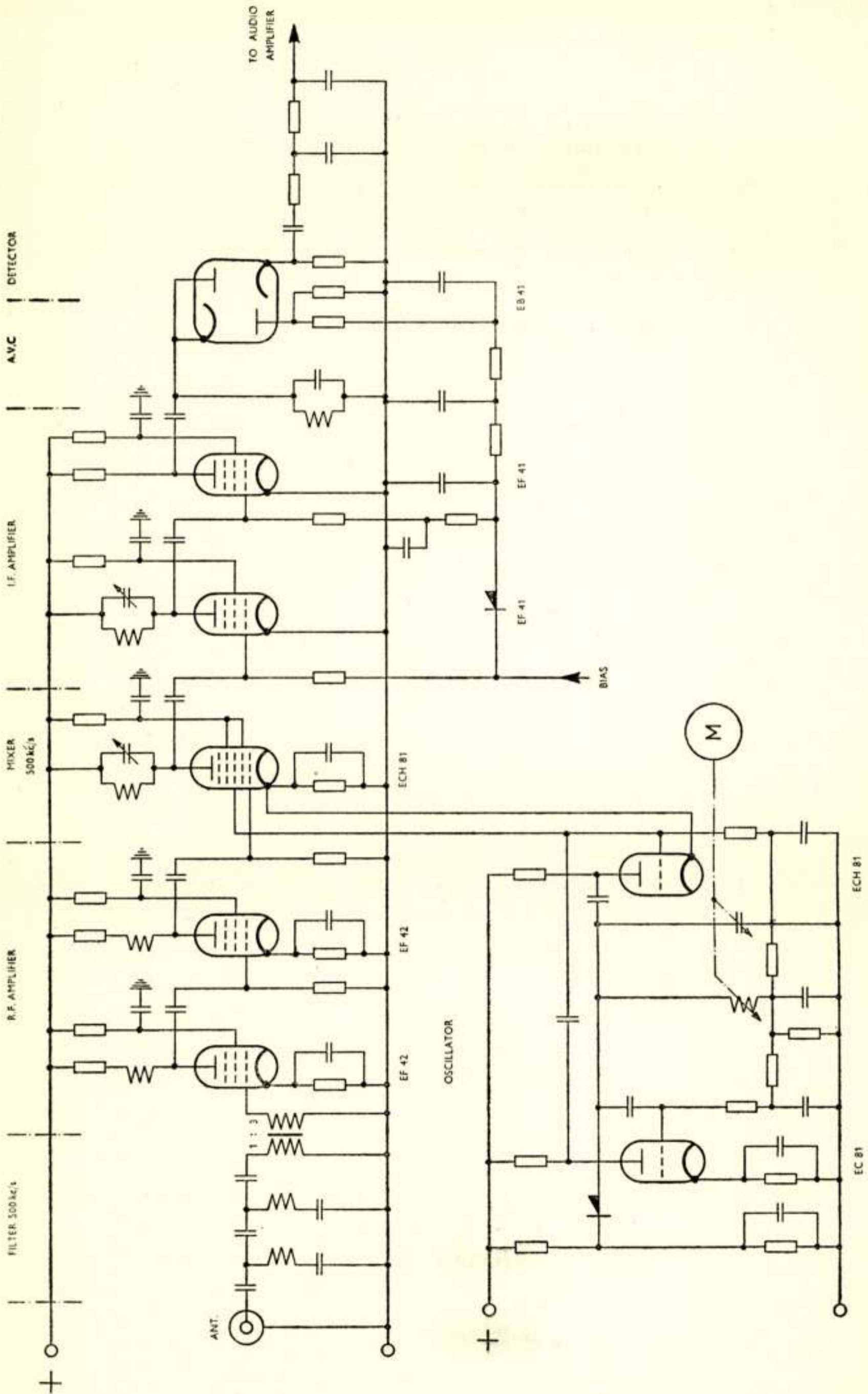


Fig. 6.
Schematic of the pulse-receiver.

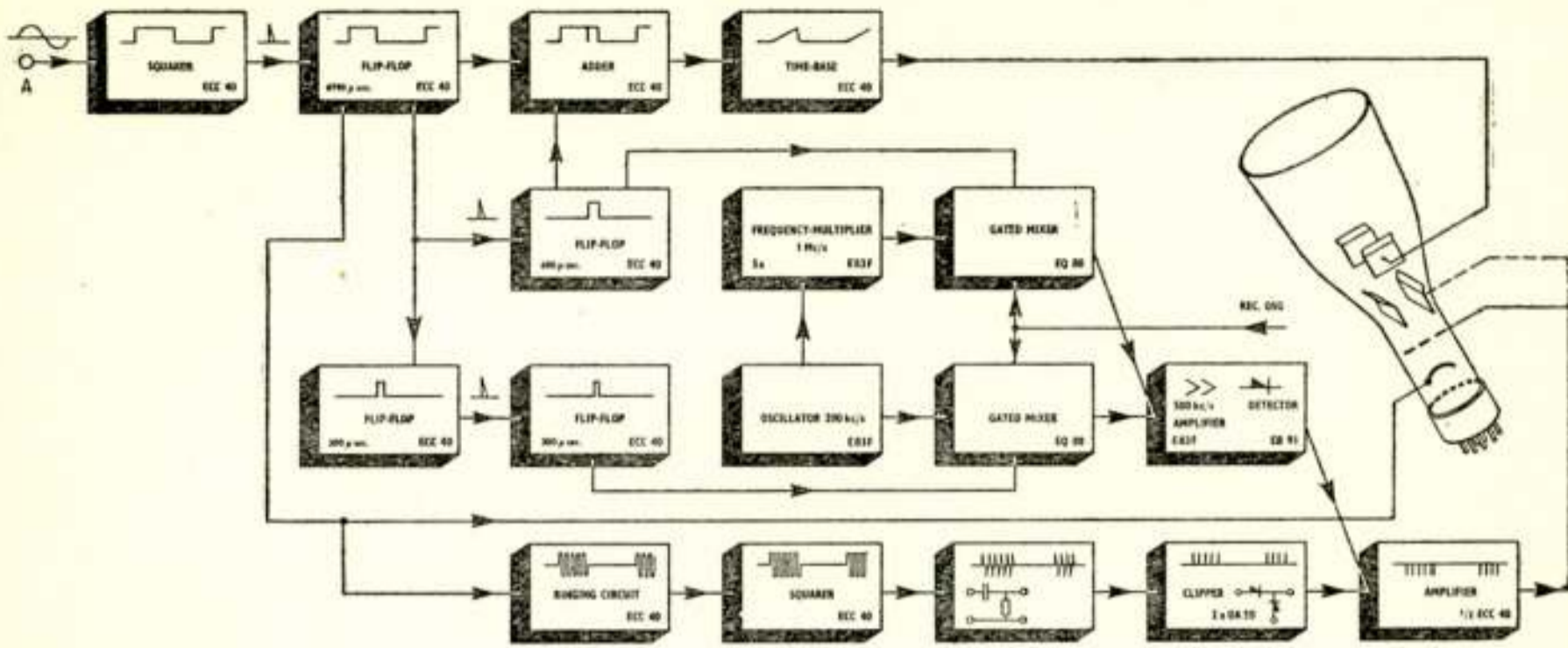


Fig. 7.

Block-diagram of the indicator.

phase comparison in the servo-motor between a fixed a.c. and a voltage derived from the transmitter pulse, it is no use to make the pulse repetition frequency variable. However, for the reception of fixed frequency pulse transmissions at oblique incidence the time base and the indicator part have sometimes to be controlled by another frequency than the power line frequency. The desired frequency is applied at point *A* in the block diagram and is subsequently squared and differentiated. So at the grid of the 6,700 μsec flip-flop in fig. 7 short pulses arrive resulting from the differentiation. The 6,700 μsec flip-flop produces a block signal that shocks a ringing circuit, tuned at 1500 c/s. The resulting sinusoidal wave-trains are squared, differentiated and down-side clipped and are used in order to provide height markers. The wave form is now a train of sharp pulses, present during the 6,700 μsec of the block. The length of each pulse is about 30 μsec . The interval between the pulses is the inverse of 1500 c/s i.e. 667 μsec , this being the time that a transmitted pulse needs for travelling with light velocity to a point 100 km away and back. So every height mark stands for 100 km and the 6,700 μsec block covers the time of 10 height marks plus the duration of the last height mark itself, thus putting the height range to 1,000 km.

Somewhat more unconventional is the frequency marker generation. The principle underlying this unit is applied before (6), but the different use that is made here asks for a more ex-

6) P. L. M. van Berkel, A simple circuit for comparing a high frequency with a high harmonic of a far lower frequency. Mededeling nr 35 RL of the Central Laboratory, The Hague, Holland. Av on Req.

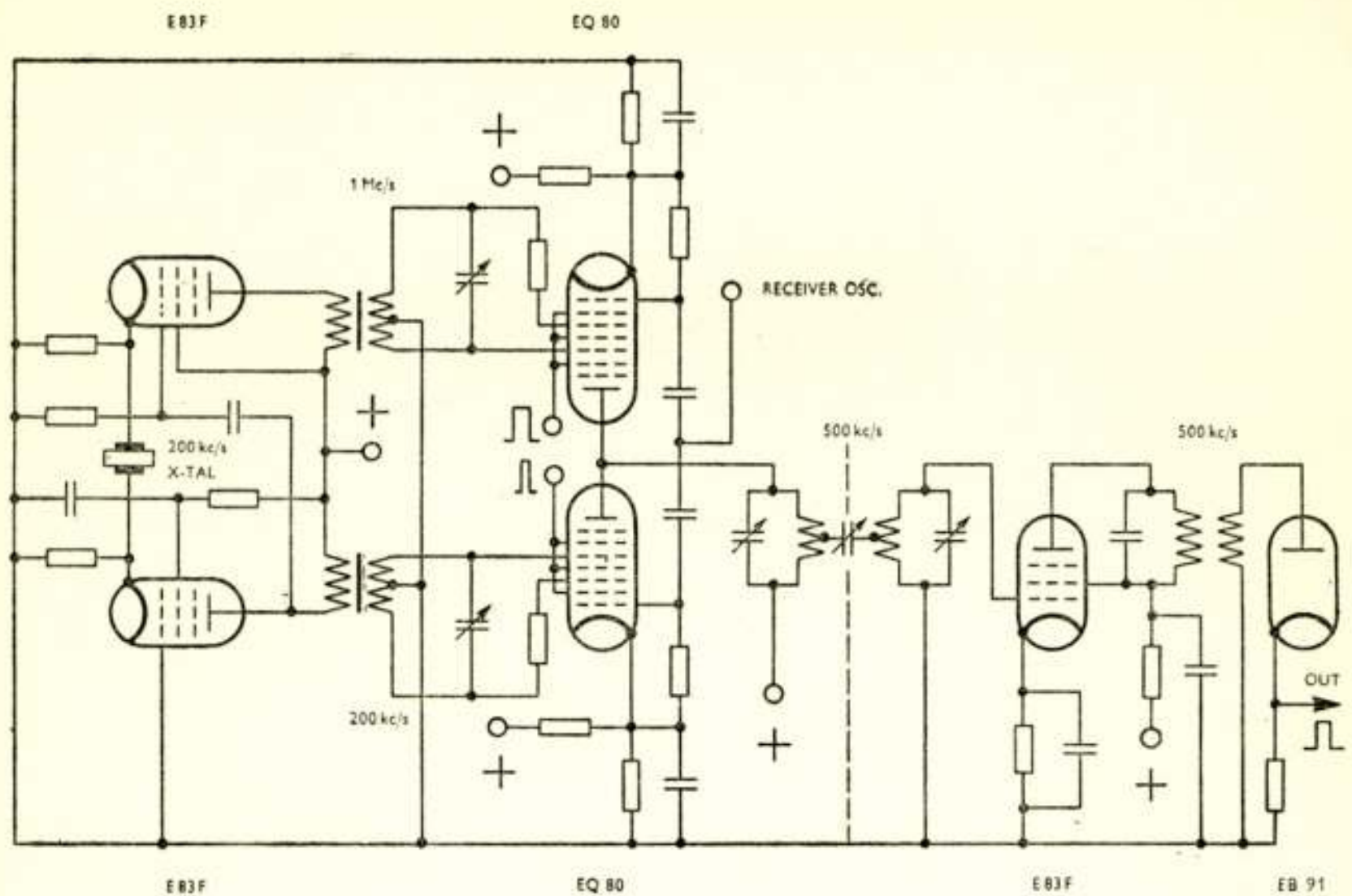


Fig. 8.

Schematic of the frequency-marker unit.

tended description. A schematic diagram is therefore given in fig. 8. Because the transmitter frequency is present during the transmitter pulse only, this frequency is not easily applicable to produce some mark on a different point on the time sweep. Therefore the receiver oscillator frequency that is available throughout the sweep time is obvious for the purpose. This frequency is always 500 kc/s higher than the transmitter frequency and the criterion for the production of a frequency-mark e.g. at multiples of 1 Mc/s is the tuning of the receiver oscillator at odd multiples of 500 kc/s. Similarly a frequency mark at multiples of 200 kc/s has to appear at odd multiples of 100 kc/s of the receiver oscillator. This can be obtained by mixing the receiver oscillator frequency with multiples of a fixed frequency (200 kc/s or 1 Mc/s) and tuning the mixers anode circuit (2EQ80) at an odd multiple of 100 kc/s, or 500 kc/s, respectively. A tuning to 500 kc/s is fitting for both. This is the actual reason for putting the receiver i.f. at 500 kc/s. The choice of 200 kc/s as distance between the frequency markers is an essential property of the system. An oscillator at 100 kc/s would produce an output in the 500 kc/s tuned load of the mixer all the time and not only at multiples of the fundamental as the 200 kc/s does.

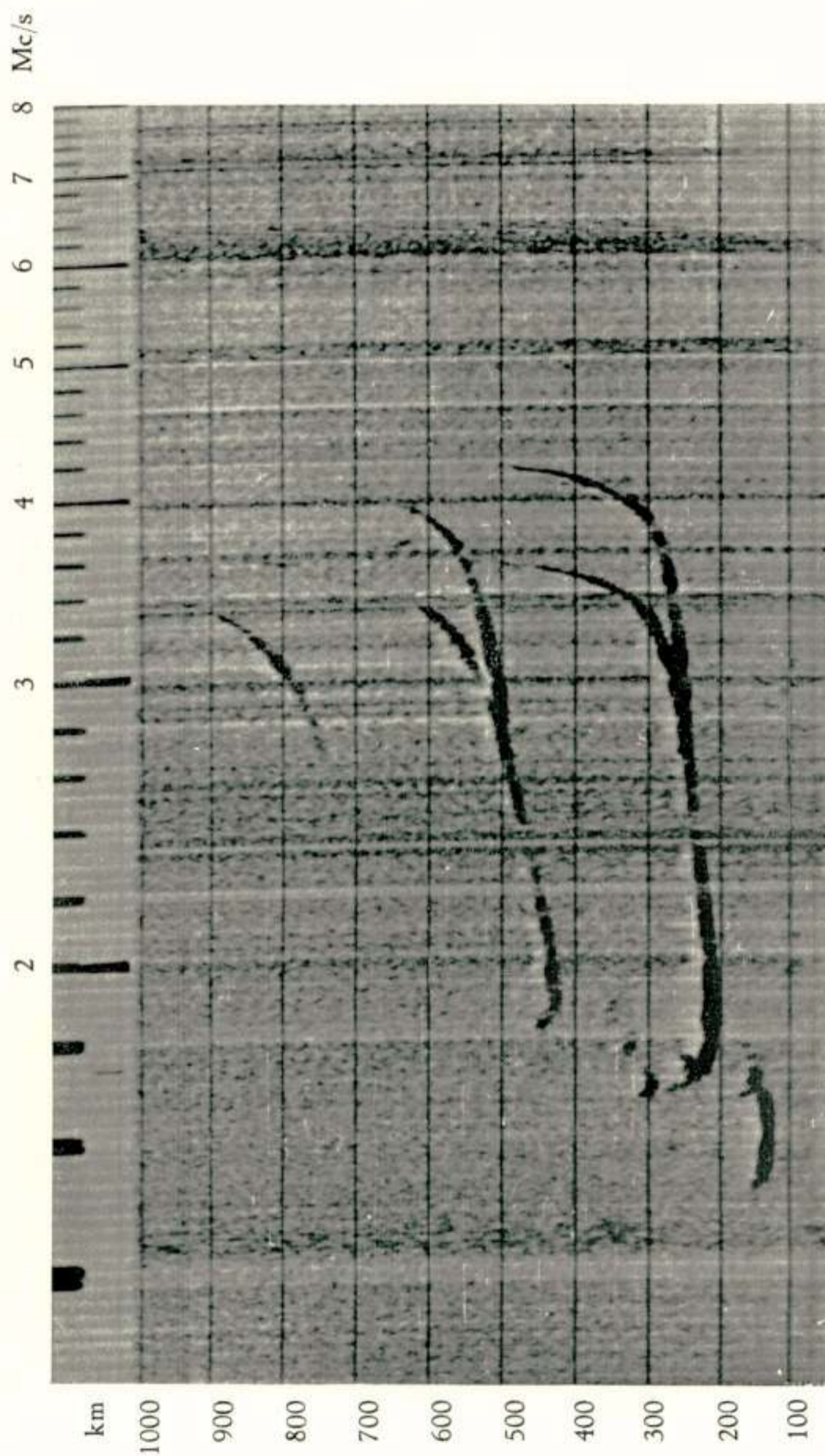


Fig. 9
Ionogram for June 6, 1954, 0400 U.T.

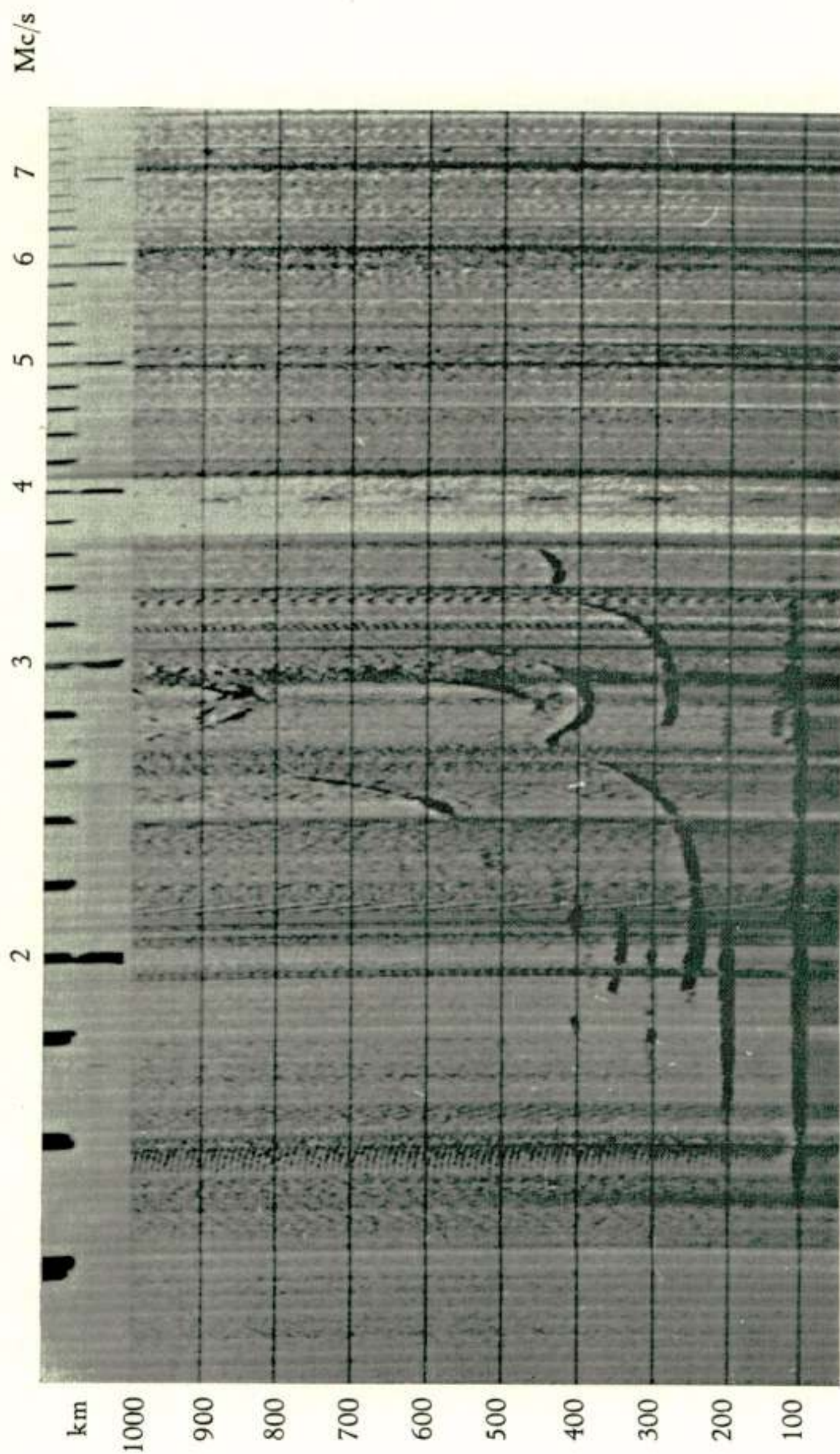


Fig. 10.
Ionogram for July 22, 1954, 0430 U.T.

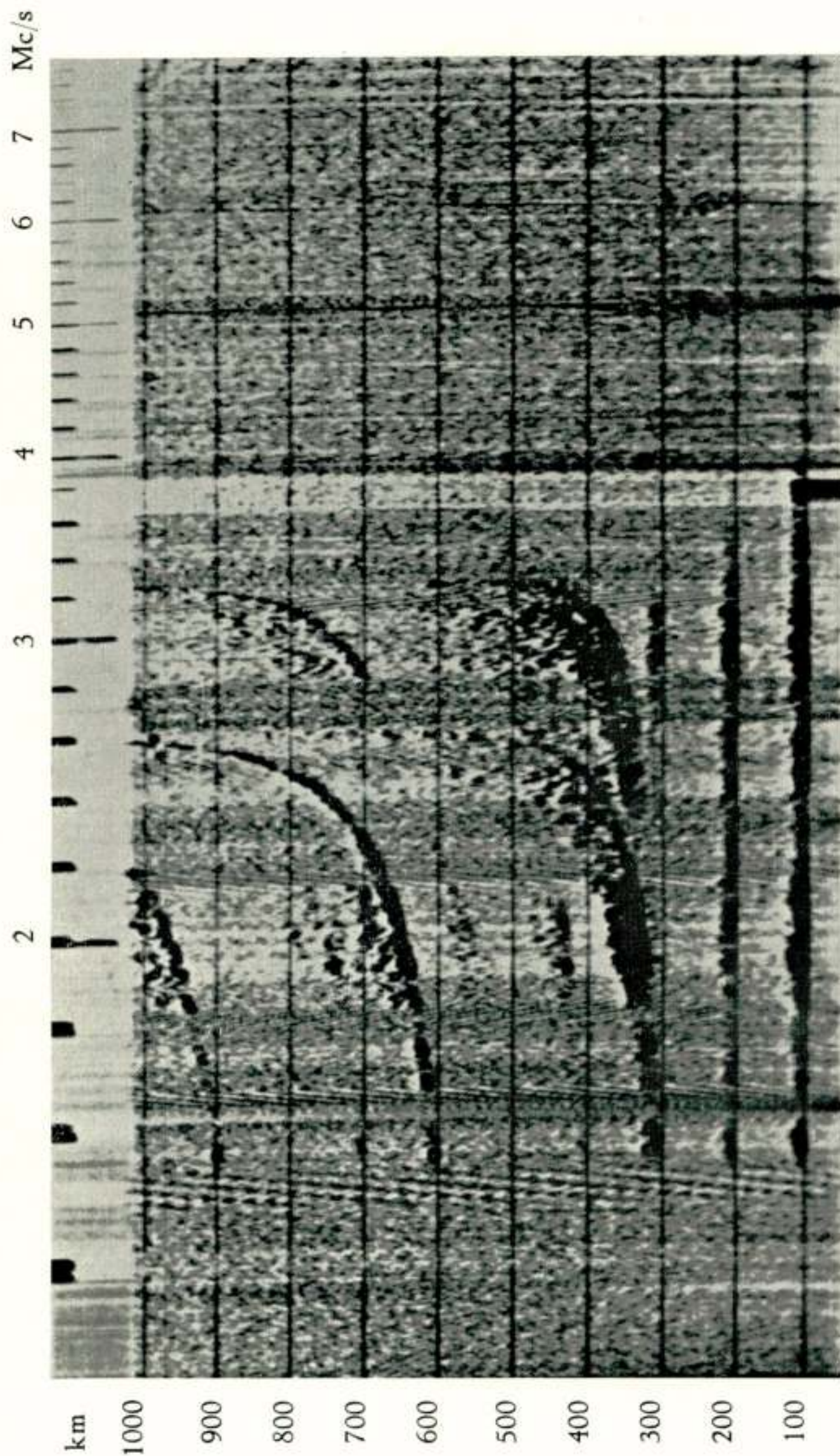


Fig. 11.
Ionogram for September 3, 1954, 0030 U.T.

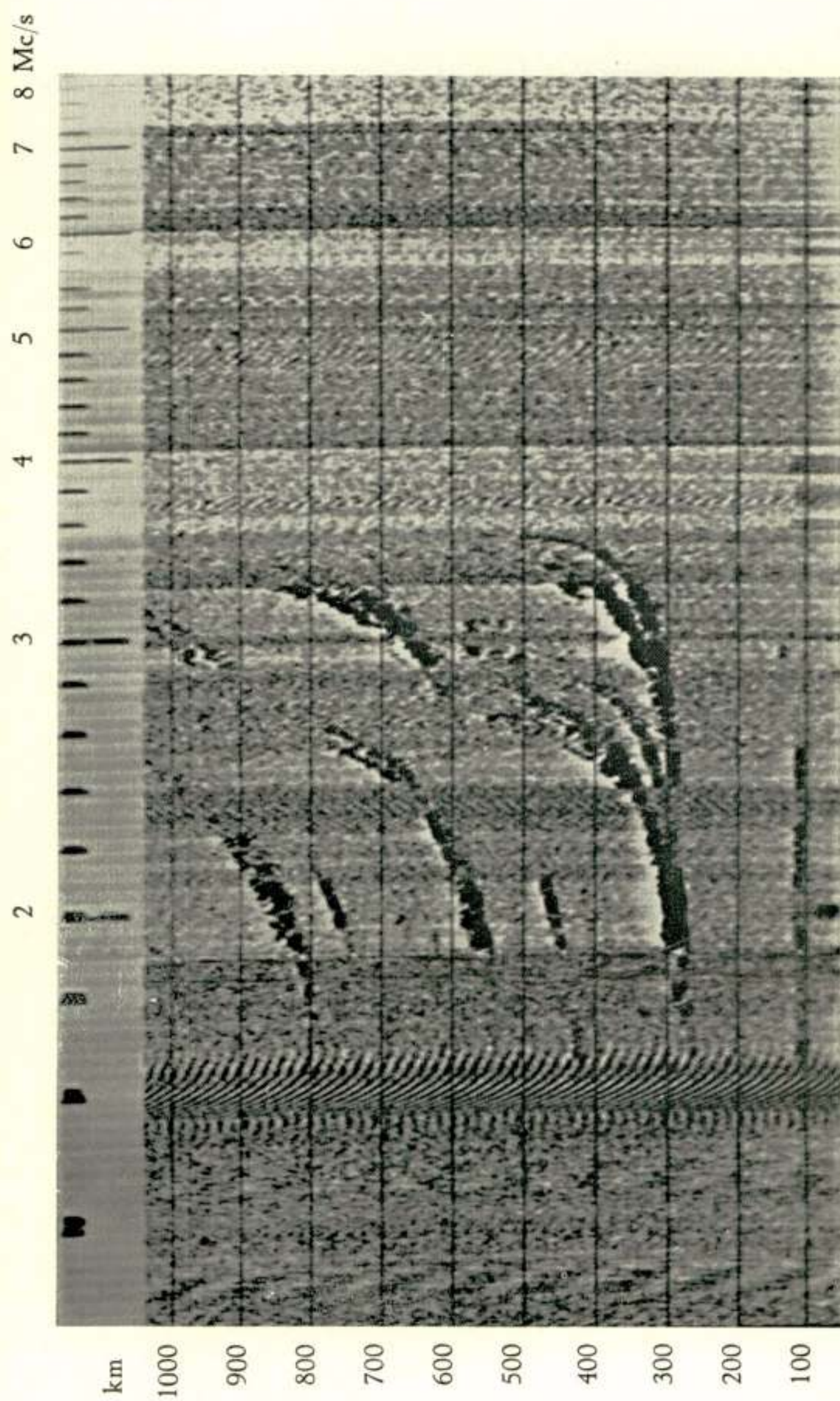


Fig. 12.
Ionogram for September 9, 1954, 2230 U.T.

An example will illustrate this: as for the 200 kc/s marking tuning the transmitter to 2.4 Mc/s, the receiver oscillator is tuned to 2.9 Mc/s; this frequency is beating with the 2.4 and 3.4 Mc/s harmonics of the 200 kc/s oscillator in delivering a 500 kc/s output. Similarly at 2 Mc/s transmitter frequency (2.5 Mc/s receiver oscillator frequency) the frequency mark is determined by the 2 Mc/s and the 3 Mc/s output of the 1 Mc/s distorted oscillator.

The timing device, as it is shown in the block diagram, leads to a record as drawn in fig. 2. Actual records are reproduced in figs. 9 to 12.

The transmitter pulse is adjusted to the base line of this drawing. From this line up the height markers are present during the length of the 6,700 μ sec block. The trailing edge of the 6,700 μ sec block is differentiated and starts 2 more flip-flops. The first with a length of 600 μ sec gates the upper mixer in fig. 8 for the 1 Mc/s frequency marks. The detected output of the 500 kc/s amplifier contains this block at every multiple of 1 Mc/s and gives by grid modulation of the c.r.t. rise to the long vertical dashes at the end of the height sweep at the points 2, (3 etc) Mc/s. The short dashes at multiples of 200 kc/s appear after a delay of 300 μ sec after the end of the height range. So two flip-flops are present for this purpose: one giving the delay and the other giving the actual gate for modulating the 200 kc/s mixer (the lower EQ80 in fig. 8).

The total length of the sweep is composed of the height range and the 1 Mc/s gate. These two blocks are added and the total block switches the time-base generator.

The length of the record is determined by the speed of the film transport. A speed of 0.5 mm/sec leads to a 50 mm base for a complete sweep of 100 sec. This picture is 12 \times enlarged in scaling.

During the sunspot minimum years, when critical frequencies never reach 8 Mc/s in our latitudes, the frequency range of the recorder is intentionally decreased by a timing device, which stops and reverses the recorder to its starting position after a predetermined time. This saves film and prevents unwanted interference. At the end of the frequency range the camera is not stopped immediately, but after a fixed delay of 6 seconds, thus producing blank spaces between the records for writing the times and dates.

The c.r.t is modulated both on the cathode and on the grid.

The cathode modulation is a block of the same length as the time base, the time base back-sweep being suppressed this way. The height of this block determines the background intensity of the record. This intensity is normally present. During a received pulse or a height- or frequency mark the ray is suppressed by modulation of the controlgrid. So negative modulation is applied. Negative modulation proves slightly superior to positive modulation, dependent upon the characteristics of the c.r.t. Moreover it seems that the "mouse under the rug" effect (7), well known in A-scope presentation demonstrates itself more in negative modulation.

Operation of the recorder

In connecting the recorder to the line voltage a thermal relay delays the anode voltage of the power stage, thus safeguarding the cathodes for operation when insufficiently heated.

Under stand-by conditions all filaments and plate voltages are switched on except the anode and screen voltage of the power stage and the servo amplifier. The cathode ray is suppressed by a negative voltage on the control grid. The tuning unit is at its lowest frequency.

A start impulse can be applied manually or by a clock contact. Immediately after the start the anode voltage of the power stage and the servo amplifier is present, the c.r. suppression is released, the camera is started and the tuning unit moves to the higher frequencies. This manner of operating of the recorder can continue till the end of the frequency range, when a micro-switch is touched by one of the tuning units and a relay is activated, reversing the movements of the two tuning units. At the moment of returning the anode voltage of the final stage and the servo amplifier is switched off and the cathode ray suppressed again, but the camera is going on for some extra seconds in order to obtain blank spaces between the records. The reset of the tuning units is done with increased speed, the transmitter and the receiver not being coupled by the servo. When the transmitter and the receiver are reaching their starting position, they both once more touch a micro-switch, thus activating a relay that stops their motor supply. This configuration prevents all difficulties with the servomecha-

7) M.I.T. Rad. Lab. Series Vol. 24 Chapter 8.

nism in a fast back-sweep. When it is desired to reverse the recorder before the end of the sweep, a knob can be pushed activating the return switch, or a clock can be connected, giving a fixed time delay, corresponding with a defined part of the frequency sweep.

Acknowledgements

Many thanks are due to Dr C. T. F. van der Wyck who started in earlier days the development of this recorder and showed a steady and encouraging interest in the [further development. Further is to be mentioned Mr A. M. Schmidt for the development and alignment of many important parts, especially the servo and the frequency-marker system, and Mr J. W. van Hal in taking care of the mechanical construction of the recorder.

CORRIGENDUM ON PROF. VAN DER POL'S ARTICLE IN No. 5 1954.

A rather disturbing error occurs on pag. 227, lines 14, 16, as well as under (b) of expression (6). The erroneous formula $\sqrt{I g_e^2} a$ is shown. This formula should read: $\sqrt{\log_e^2} a$.

Boekennieuws**NIEUWE UITGAVEN**

De redactie ontving de volgende nieuwe uitgaven:

Germanium dioden, door Dr S. D. Boon.

Electrontechniek in de industrie door Dr R. Kretzmann.

Radiotechniek door P. J. J. Diks.

Eine Anlage für Impuls-code modulation, door Dr C. Margna.

A Treatise on Electricity and Magnetism, door J. C. Maxwell. (herdruk)

BOEKBESPREKING

„Electronic Measuring Instruments” door E. H. W. Banner. Uitgegeven door Chapman & Hall Ltd., London, 1954; 395 blz., 186 fig., 16 x 23 cm, Prijs 45 sh. 0 d.

In het voorwoord van dit boek geeft de schrijver de volgende omschrijving van de titel: “Instruments to measure either electrical or non-electrical quantities incorporating one or more electronic devices, used either with electrical measuring instruments presenting the reading on a scale or chart, or alternatively the electronic device may include its own means of indication, such as the trace on a cathode-ray tube”.

Het boek is bestemd voor iedere gebruiker van instrumenten die zich over de principes en de toepassingsmogelijkheden van elektronische meetinstrumenten op de hoogte wil stellen.

De behandelde stof is in twee hoofdgroepen ingedeeld; het eerste gedeelte behandelt eigenschappen en uitvoeringsvormen van de in verschillende meetapparaten toegepaste elektronische onderdelen zoals buizen met verhitte en met koude kathodes, kathodestraalbuizen, photo-electrische cellen, metaal- en kristal-gelijkrichters, stralings- en deeltjesdetectoren; in het tweede gedeelte worden in dezelfde volgorde instrumenten besproken waarin deze onderdelen worden toegepast: buisvoltmeters, oscilloscopen, photometers, stralingsmeters etc.

Tenslotte worden in een afzonderlijk hoofdstuk nog een aantal niet-electronische onderdelen en instrumenten behandeld, die veelal in combinatie met elektronische meetinstrumenten worden gebruikt: passieve en actieve „transducers” (elementen die mechanische, fysische of chemische grootheden omzetten in elektrische), verder magnetische versterkers, telsystemen etc.

Doordat de schrijver zich bij de bewerking der verschillende hoofdstukken verzekerd heeft van de medewerking van een aantal vooraanstaande specialisten is de behandeling in ieder opzicht uitermate degelijk; ook de uitvoering van het boek is voortreffelijk.

Ofschoon de indeling van het boek een zeer systematische indruk maakt kan men over de doelmatigheid van het gevolgde systeem en over de wijze waarop de stof werd afgebakend met de schrijver van mening verschillen. De in de hierboven vermelde definitie aangegeven afbakening lijkt vrij willekeurig en voor de telecommunicatie ingenieur weinig aantrekkelijk daar op grond daar-

van typische elektronische meetinstrumenten als signaalgeneratoren, meetbruggen, oscillatoren e.d. in het geheel niet besproken worden; merkwaardig is dat daarentegen veel plaats is ingeruimd voor een behandeling van de elementaire eigenschappen van elektronische onderdelen als buizen, gelijkrichters e.d. die men in een boek dat handelt over elektronische meetinstrumenten toch als bekend mag veronderstellen.

Op het gebied van het meten van niet-electrische grootheden biedt het boek veel lezenswaardigs, echter geldt ook hier het bezwaar van de schijnbare willekeur in de keuze der objecten; zo vindt bijv. een uitgebreide bespreking plaats van elektronische methodes voor het meten van „vacuum-druk”, vochtigheid en tijdsintervallen, terwijl daarentegen de zeer belangrijke gebieden van temperatuur, normale en hoge drukken en doorstromingsnelheid in het geheel niet vermeld worden.

Resumerende: een systematisch ingedeeld boek waarin de stof op uitermate degelijke wijze wordt behandeld, doch waarbij de keuze der onderwerpen enigszins willekeurig lijkt en noch de telecommunicatie-, noch de instructie-ingenieur geheel zal kunnen bevredigen.

H. J. L.

Chester Swon, *Formulas for Computing Capacitance and Inductance*. National Bureau of Standards Circular 544. U. S. Government Printing Office, Washington 25, D.C. September 1954. ii + 69 pp., 37 figs. Price \$ 0.40.

The National Bureau of Standards is well known for its standardization and precision of measurements in, e.g., the field of electromagnetism. For an accurate determination of quantities like capacitance and inductance of peculiarly shaped conductors and circuits, the experimenter requires results of careful and detailed mathematical analysis, to be provided by a special type of applied mathematician. Dr Snow is a typical example, with his vast knowledge of special techniques and functions occurring in potential theory, and the vigour to turn and twist his formulas as long as to be most suitable for numerical evaluation. With the publication under review the N.B.S. continues its policy to make theoretical results more easily available to the practical man, in succession to its publication of similar work of earlier people like Rosa and Grover.

In section 1 explicit formulas are given for the capacitance between conductors having a great variety of geometrical configurations (unrationalized c.g.s. electrostatic units) with either cylindrical or axial symmetry, including parallel plates with guard planes, spheres or cylinders, spheroids, toroids, conductors bounded by two intersecting spheres. Section 2 starts with a general survey on problems of inductance and electromagnetic force. It continues with explicit formulas for self and mutual inductances of all kinds of wires, solenoids and current sheets (unrationalized c.g.s. electromagnetic units). The medium is not necessarily of unit permittivity. Electrodynamical forces between current-carrying coils are included. Section 3 deals with skin and proximity effects in concentric cables and parallel wires. In section 4 a useful survey is given of Legendre and elliptic functions occurring in various capacitance and inductance formulas. Some of these formulas are shortly derived in section 5, while section 6 provides references to the literature. Numerical tables are not included, but places where to find them are duly indicated.

This publication should prove very useful to many workers. As such it should be very reliable, that is, without error. The reviewer has found only one formula in error, although it must in equation (2.3), where a factor not be expected that he has checked all of them. The error occurs should be added an $2 + k^2$ should read $2 - k^2$.

C. J. B.

Uit het Nederlands Radiogenootschap

VOORDRACHTEN GEHOUDEN VOOR HET NEDERLANDS RADIOGENOOTSCHAP.

Op de 118de zitting, gehouden te Den Haag op 5 November j.l. spraken:

- a) Ir E. J. Post: Eerste-orde electromagnetische theorie voor bewegende media.
- b) Dr H. Groendijk: Karakterisering van de ruis van buizen en transistoren door vier meetbare grootheden.

De 119de zitting werd gehouden in de fabriek der Philips Telecommunicatie-industrie te Huizen. Aan de voordrachten waren diverse demonstraties verbonden. Als sprekers traden op:

- Ir J. J. van Rijsinge: Inleiding.
- H. B. R. Boosman: Het communicatieproject Argentinië.
- Ir W. Six: Electronische T.O.R.
- Ir W. Lulofs: Communicatie-apparatuur.
- Ir D. J. Braak: Mobile apparatuur.
- Ir L. R. Bourgonjon: V.H.F. en U.H.F. multi-kanaalapparatuur.
- Ir H. C. Bennebroek Evertsz': Straalzenders.
- W. L. Vervest: Automatische instelmechanismen.
- Ir S. J. Hellings: Havenradar.
- Ir H. A. Theunissen: Televisie en F.M. zenders.

DE BIBLIOTHEEK VAN HET NEDERLANDS RADIOGENOOTSCHAP

Het Nederlands Radiogenootschap ontvangt regelmatig enkele binnen- en buitenlandse tijdschriften en publicaties.

Op aanvraag worden deze gratis ter inzage aan leden verstrekt. Aanvragen richt men aan de Secretaris van het Nederlands Radiogenootschap: Ir J. Piket, Jongeneelstraat 11, Scheveningen. Tel. 01700-553931, overdag 01700-777940.

Nederlandse uitgaven:

De Ingenieur, orgaan van het Koninklijk Instituut van Ingenieurs en van de vereniging van Delftse Ingenieurs. Verschijnt wekelijks.

Nederlandse Technisch-Wetenschappelijke literatuur, uitgegeven door het Bureau van het Nederlands Instituut voor Documentatie en Registratuur. Dit blad verschijnt maandelijks, en geeft een overzicht van de belangrijkste publicaties in de Nederlandse vakbladen van Technisch-Wetenschappelijke Literatuur.

Technical Digest geeft korte en zakelijke resume's van artikelen uit de technische literatuur die voor het probleem van de productiviteitsverhoging van belang zijn. Verschijnt als bijlage van het hiervoor genoemde overzicht.

Communications from the Kamerlingh Onnes Laboratory of the University of Leiden (Engelse taal).

Engelse uitgave:

Wireless Engineer, uitgegeven door Iliffe & Sons, London. Verschijnt maandelijks.

Belgische uitgave:

Radio & Televisie revue, uitgegeven door P. H. Brans, Antwerpen. Verschijnt maandelijks.

Franse uitgave:

L'Onde Electrique, Tijdschrift van de „Société des Radioélectriciens”, Parijs. Verschijnt maandelijks.

Zweedse uitgaven:

Chalmers Tekniska Högskolas Handlingar, Transactions of Chalmers University of Technology, Gothenburg. Verschijnt in het Engels op ongeregelde tijden.

Duitse uitgave:

Telefunken Zeitung, uitgegeven door Prof. Dr H. Ruhkop. Verschijnt op ongeregelde tijden.

Amerikaanse uitgaven:

Journal of the Franklin Institute, een maandelijks publicatie door het Franklin Institute of the State of Pennsylvania, Philadelphia.

Technical News Bulletin, van het National Bureau of Standards, Washington. Verschijnt maandelijks.

Basic Radio Propagation Predictions, maandelijks publicatie van de U.S. Government Printing Office, Washington.

Electrical Communication, Technical Journal of the I T & T Corporation. Verschijnt vier maal per jaar.

PERSONALIA

Prof. Ir B. D. H. Tellegen werd door „The Institute of Radio Engineers” (New York) benoemd tot „Fellow in the Institute of Radio Engineers”. Deze eervolle onderscheiding viel hem ten deel „For his contributions and teachings in the field of vacuum tubes and communication networks”.

J. KUYPER †

Na een langdurige periode van lijden is op 26 October j.l. overleden ons medelid J. Kuiper.

Kuiper heeft in scheepvaartkringen een bijzondere plaats ingenomen. Hij diende bij de Koninklijke Marine van 1918 tot 1927 als Luitenant ter Zee 2e klasse. Vervolgens ging hij over naar de Dienst voor Scheepvaart in Nederlands Oost Indië waar hij opklom tot de hoge rang van Hoofdinspecteur, welke functie hij bekleedde van 1940—1946.

Na zijn eervol ontslag werd Kuiper in 1948 benoemd tot Inspecteur voor de Kust- en Scheepsradio der P.T.T., waaruit hij thans van ons werd weggerukt.

Kuiper was een man van stipte plichtsvervulling die scherp het redelijke van het onredelijke wist te scheiden. Voor reële problemen zette hij zich in met zijn volle persoon en hij vond steeds hiervoor een goede oplossing. Van 1943—1945 werd hij op Java door de Japanners geïnterneerd. Degenen die hem toen van nabij medemaakten leerden hem kennen als een vechter voor eerlijkheid en recht.

Onder zeer grote belangstelling van autoriteiten en van zijn vrienden werd hij op 29 October j.l. ten grave gedragen.

C. B. B.

NIEUWE LEDEN

Ir A. J. Ehnle, Laan van Meerdervoort 696, Den Haag.

L. A. M. van Eynatten, Zandberglaan 64, Breda.

Ir W. M. Winkel, van Zaeckstraat 25, Den Haag.

VOORGESTELDE LEDEN

Dr H. Feiner, Joh. Geradtsweg 88, Hilversum. (PTI)
C. Lecomte, Berlagelaan 137, Hilversum.
Ir S. W. J. Serlé, Ceintuurbaan 23, Hilversum. (PTI)
H. G. de Vries, St. Jansweg 22, Eindhoven. (Philips)

NIEUWE ADRESSEN VAN LEDEN

Dr K. S. Knol, Burghplein 12, Eindhoven. (Philips)
Ir A. J. van Buytene, Leyweg 305, Den Haag.
Ir J. C. Diels, Nassaulaan 56, Hilversum.
Ir C. Franx, Vlierdenseweg 2 L, Helmond.
Ir Chr. Henssen, Floralaan 147, Eindhoven.
Ir L. J. W. van Loon, Wilhelminapark 28, Oegstgeest.
Ir E. E. P. Poelman, Kon. Emmakade 187, Den Haag.
Ir G. B. Postema, Celsiuslaan 21, Hilversum.
Dr Ir J. van Slooten, Le Sage ten Broeklaan 6, Eindhoven.

Het werkterrein van de N.V. Philips' Telecommunicatie Industrie te Hilversum omvat alle takken van de tegenwoordige telecommunicatietechniek: radio communicatie, lijntelefonie, automatische telefonie, telegrafie, televisie en radar. Zij ontwikkelt en bouwt haar installaties in nauwe samenwerking met de deskundigen van de P.T.T., van leger, vloot en luchtmacht en van andere grote opdrachtgevers in binnen- en buitenland. Daardoor kenmerken deze installaties zich door volkomen aanpassing aan de eisen, die de praktijk stelt.

N. V. PHILIPS' TELECOMMUNICATIE INDUSTRIE
HILVERSUM

