

Entwicklung einer 1 kA, 2 MeV
Elektronenröhre

C. Andelfinger, W. Ott

IPP 0/13

Mai 1972

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Entwicklung einer 1 kA, 2 MeV
Elektronenröhre

C. Andelfinger, W. Ott

IPP 0/13

Mai 1972

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

IPP 0/13

C. Andelfinger
W. Ott

Entwicklung einer 1 kA,
2 MeV Elektronenröhre
(Development of a 1 kA,
2 MeV electron beam tube)

Abstract

A tube for the Febetron Marx generator is described that yields a 1 kA, 2 MeV electron beam with high brightness and good reproducibility from shot to shot. The tube works in a poor vacuum and, in our application, does not need a Lenard window for the beam exit. These windows limit the lifetime of commercial tubes to a few hundred shots.

Einleitung

Die kommerziellen Röhren für den 2-MV-Marxgenerator Febetron liefern einen Elektronenstrahl, der die ersten Messungen mit unserem Elektronenring-Kompressor möglich machte. Die Strahlqualität genügt aber nicht den hohen Anforderungen, die erfüllt sein müssen, wenn die aus dem Strahl produzierten Elektronenringe eine Ionenbeschleunigung gestatten sollen.

Es sollte deshalb eine Röhre entwickelt werden, die einen wesentlich höheren nutzbaren Strom liefert. Als nutzbarer Strom ist der Elektronenstrom zu verstehen, der in den Kompressor eingeschossen wird.

Es wurde eine ganze Reihe von Röhren gebaut und ausprobiert. Im Gegensatz zu den kommerziellen Röhren besaßen sie kein Lenardfenster. Dementsprechend war das Vakuum schlechter als in den kommerziellen Röhren. Die davon herrührende Wandbelegung mit leicht verdampfendem Material begünstigte Überschläge an der Wand in einem Maße, das ein viel komplizierteres Röhrenkonzept erforderte.

- 1) Verwendung von Kunststoffisolatoren mit stark gewellter Oberfläche auf der Vakuumseite, um einer Elektronenvervielfachung am Dielektrikum entgegenzuwirken;
- 2) Einbau von Zwischenelektroden, die die Randstrahlen und Sekundärelektronen daran hindern, die Isolatoroberfläche zu treffen;
- 3) Ableitung des überschüssigen Stromanteils (Gesamtstrom des Marxgenerators ist 5 kA) in einem Wasserwiderstand, der die Röhre umhüllt.

Dieses Konzept macht aus der Not eine Tugend, indem der Wasserwiderstand benützt wird, das Potential der Zwischenelektroden und damit die Strahlbahnen zu steuern.

Die Entwicklung ist noch nicht abgeschlossen. Da jedoch kürzlich eine erste Röhre am Kompressionsexperiment erfolgreich eingesetzt wurde, soll hiermit ein Zwischenbericht erstattet werden.

Gewünschte Elektronenbahnen und Potentialverteilung in der Röhre

Der Entwurf für die elektronenoptischen Aspekte einer Röhre für einen 500 A - Elektronenstrahl stammt von W. Dommaschk und wird in dem Laborbericht ¹⁾ ausführlich beschrieben. Die Röhre ist durch ein Gitter in eine Absaugstrecke und eine Nachbeschleunigungsstrecke unterteilt. In der Absaugstrecke ist das elektrische Feld rein axial, damit die durch Feldemission erzeugte Elektronenstromdichte über den Strahlquerschnitt konstant ist. Die magnetischen Eigenkräfte lassen den Strahl konvergent in die Nachbeschleunigungsstrecke eintreten, durch deren divergente Wirkung wieder ein möglichst paralleler Strahlengang erreicht werden soll. Der Strahlquerschnitt sollte dabei möglichst gross gehalten werden, damit die mit den Eigenkräften verbundenen Nichtlinearitäten die Strahlqualität möglichst wenig herabsetzen.

Der sich aus Dommaschks Rechnung ergebende Strahlrand und die analytische Fortsetzung des Potentials in den Aussenraum sind in Abb. 1 gezeichnet.

Die Elektronenröhre

Der Aufbau der Elektronenröhre wird in Abb. 2 veranschaulicht. Den berechneten Potentiallinien sind Zwischenelektroden nachgeformt, deren Abstand am Strahlrand etwa gleich dem Strahldurchmesser ist. Die Übereinstimmung der Gestalt der Zwischenelektroden mit den berechneten Potentiallinien kann sich nicht bis zur Röhrenwand erstrecken, da dort die Potentialverteilung durch die Forderung der Überschlagsfestigkeit bestimmt wird. Wie aus Abb. 2 hervorgeht, ist der übereinstimmende Bereich in radialer Richtung etwa ebenso gross wie der Abstand zwischen den Elektroden. So erscheint die Potentialverteilung am Strahlrand genügend gut auf die gewünschten Werte festgelegt.

Die Elektroden wurden aus Kupferblech gedrückt und vor dem Einbau elektropoliert. In die Absaugelektrode und die Anode sind feinmaschige Gitter aus Molybdän mit 80 % Lichtdurchlässigkeit eingesetzt.

Als Kathode wurden Nadelpakete und Rasierklingenstapel verwendet, deren Feldverstärkung an den Spitzen bzw. Schneiden den Faktor 100 bis 200 beträgt. Obwohl die Röhre für einen Kathodendurchmesser von 5 cm entworfen ist, wurde fast ausschliesslich mit einer Kathode von 2 cm Durchmesser aus Rasierklingen gearbeitet. Alle unten beschriebenen Ergebnisse wurden damit gewonnen.

Die Isolatorringe sind in der Kunststoffwerkstätte des Instituts aus Araldit gegossen worden (Harz X 1183/353, Härter HY 979 der Firma Ciba). Ihrer inneren Oberfläche wurde eine Sägezahnform gegeben, so dass der elektrische Feldvektor an praktisch keiner Stelle parallel zur Oberfläche liegt.

Zwischen die Isolatorringe sind Kupferringe eingebettet, die in galvanischem Kontakt mit dem Wassermantel stehen und die Zwischenelektroden tragen.

Durch die Anzahl und die Gestalt der Zwischenelektroden ist gewährleistet, dass der Strahl die Isolatoren nicht "sieht". Streuelektronen und Sekundärelektronen aus dem Strahlbereich werden auf die Zwischenelektroden gelenkt und können die Isolatoren nicht treffen.

Die Röhre insgesamt wird von einem Plexiglastopf mechanisch zusammengehalten. Der Raum zwischen dem Plexiglastopf und den Aralditisolatoren ist mit Wasser gefüllt, dessen Widerstand durch die Zugabe von Kupfersulfat auf den gewünschten Wert festgelegt wird. Beim Aufbau der Röhre wird sehr darauf geachtet, dass Luftblasen im Wasser vermieden werden, in denen sehr leicht Überschläge auftreten könnten.

Erwartete Strahlemittanz

Als Emittanz wird die Projektion des 6-dimensionalen Phasen-
volumens des Elektronenstrahls in einen zweidimensionalen
Unterraum quer zur Strahlrichtung bezeichnet. Der Einfachheit
halber verwendet man bei konstanter Energie nicht den Quer-
impuls, sondern den Winkel gegen die Strahlachse. Die Theorie
von Dommaschk behandelt einen Strahl mit Emittanz null. Dem
berechneten Öffnungsfehler in der Anodenebene entspricht eine
effektive Emittanz der Größenordnung 1 mrad.cm, ein Wert,
der für die Gesamtemittanz bedeutungslos klein ist. Es sollen
nun die Beiträge einzelner Effekte zur Emittanz des tatsäch-
lichen Strahls abgeschätzt werden.

Die ungeordnete kinetische Energie bei der Feldemission wird üblicherweise als 1 eV angenommen. Dem entspricht ein Quersimpuls von $p_{\perp} \approx 1 \cdot 10^3$ eV/c. Nach Beschleunigung auf 2 MV ist der Längsimpuls der Elektronen $p_{\parallel} = 2,46 \cdot 10^6$ eV/c. Damit ist der thermische Anteil an der Strahlemittanz (mit $r = 1$ cm)

$$\epsilon_{th} = 4\pi \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} = 1,6 \text{ mrad} \cdot \text{cm}$$

Zur Abschätzung der von der Kathodenstruktur herrührenden Emittanz ϵ_K diene folgende Überlegung. Die maximale Quersimpulsenergie der Elektronen wird bestimmt durch die Welligkeit des Potentials in der Schneidenebene. Wir besitzen für den Rasierklingenstapel keine Lösung der Poissongleichung, verwenden aber als Näherung ein Gitter der entsprechenden Abmaße. Rothe und Kleen²⁾ geben für die Potentialwelligkeit in der Gitterebene die Formel

$$\Delta U = (E_1 - E_2) \cdot \frac{s}{2\pi} \ln \frac{s}{2\pi c},$$

in der $E_{1,2}$ die beidseitigen Feldstärken in grösserer Entfernung vom Gitter sind und s die Maschenweite und c der Drahradius ist. Setzt man die Werte unserer Rasierklingenkathode ein:

$$s = 100 \mu\text{m}$$

$$2c = s / 160$$

$$E_1 = 2 \cdot 10^7 \text{ V/m}$$

$$E_2 = 0,$$

so erhält man

$$\Delta U = 1,25 \cdot 10^3 \text{ V}.$$

Ein Strahl mit $r = 1$ cm erhält davon die Emittanz

$$\epsilon_K = 57 \text{ mrad} \cdot \text{cm}.$$

Die Schneiden besitzen noch eine weitere Feinstruktur. Die damit verbundene höhere Emission führt zur Bildung lokaler Elektronenwolken, aus denen vorzugsweise Elektronen mit geringer "ungerichteter" Energie abgesaugt werden. Der für ϵ_k abgeschätzte Wert dürfte also recht nahe bei der Wirklichkeit liegen.

Der Durchgriff der elektrischen Felder an den Gittern wirkt ebenfalls emittanz erhöhend. Die Formel von Davisson und Calbick ³⁾ für die Brennweite einer Apertur in einer ebenen Elektrode mit verschiedenen Feldstärken E_1 und E_2 auf beiden Seiten ergibt für den durch das Gitter erzeugten maximalen Querimpuls

$$p_{\perp} = \frac{e (E_1 - E_2) \cdot s}{4\beta c}$$

Am Absauggitter mit $s = 250 \mu\text{m}$ in unserer Röhre ist der Feldstärkeunterschied $E_1 - E_2 = 500 \text{ kV/cm}$. Das ergibt eine Emittanz-erhöhung um

$$\epsilon_g = 6 \text{ mrad.cm}$$

Am Anodengitter ist der Feldstärkeunterschied um den Faktor 10 kleiner, entsprechend niedrig ist die Emittanz-erhöhung.

Die Elektronen, die durch das Material der Gitterdrähte hindurchtreten, erleiden neben einem Energieverlust auch eine Winkelstreuung. Nach Ardenne ⁴⁾ ist der wahrscheinlichste Ablenkwinkel

$$\vartheta_w \approx 15,7 \cdot \frac{\gamma}{\gamma^2 - 1} \cdot 2 \sqrt{\frac{\rho [\text{g/cm}^3] \cdot x [\text{cm}]}{A}} \quad [\text{rad}]$$

Daraus folgt für unser Absauggitter (Drahtstärke 25 μm , Molybdän)

$$\vartheta_{\omega} = 690 \text{ mrad}$$

und für das Anodengitter

$$\vartheta_{\omega} = 220 \text{ mrad.}$$

Diese Winkel sind so gross, dass die an den Gittern gestreuten Elektronen verlorengelassen. Die Gesamtemittanz des übrigbleibenden Teils des Strahls liegt nach oben vorgenommener Abschätzung bei ungefähr 60 mrad.cm.

Experimentelle Ergebnisse

Abb. 3 zeigt den zeitlichen Verlauf des Emissionsstroms der Röhre bei Verwendung einer Rasierklingenkathode von 2 cm Durchmesser im Abstand von 10 mm vom Sauggitter. Die Ladespannung des Marxgenerators war 30 kV und ergab eine Maximalspannung von 2 MV an der Röhre.

Das Maximum des Emissionsstroms ist in Abb. 4 aufgetragen als Funktion der Maximalspannung an der Röhre. Die in die gleiche Abbildung eingezeichneten Linien sind die berechneten Absaugströme. Bei der Rechnung wurde in der Fowler-Nordheim-Gleichung⁵⁾ ein Wert von 4,5 V für das Austrittspotential eingesetzt. Die Feldverstärkung an den Schneiden wurde in der Form

$$j = \frac{1}{\lambda} \cdot j_{FN} (\lambda \cdot E)$$

berücksichtigt (j = makroskopische Stromdichte, λ = Feldverstärkungsfaktor, E = makroskopische Feldstärke, j_{FN} = Fowler-Nordheim-Stromdichte). Für die Stromdichte j und die Randfeldstärke E an der Kathode wurde die eindimensionale Poisson-

gleichung integriert und jene Kombination von j und E gesucht, die am Sauggitter die gewünschte Spannung ergab. Die Sauggitterspannung ist als ein Viertel der Gesamtspannung angenommen worden.

Die gemessenen Werte des Emissionsstroms stimmen recht gut überein mit der berechneten Kurve für $\lambda = 150$. Die gemessenen Werte steigen jedoch weniger stark an als die berechneten. Das zeigt, dass ein mit wachsender Spannung zunehmender Anteil des abgesaugten Stroms auf die Zwischenelektroden gelangt. Die Feldverstärkung aus Abb. 4 stimmt annähernd überein mit dem Verhältnis 167 von Abstand ($100 \mu\text{m}$) zu Durchmesser ($0,6 \mu\text{m}$) der Rasierklingen.

In Abb. 5 zeigen die angekreuzten Punkte den gemessenen Emissionsstrom als Funktion des Sauggitterabstands. Die Ladespannung des Marxgenerators war dabei konstant gehalten, so dass die Maximalspannung bei den kleineren Abständen absank. Diese Messungen wurden zu einer Zeit gemacht, als die Emission der Röhre etwas nachgelassen hatte. Deshalb der im Vergleich zu Abb. 4 geringere Strom. Die ausgezogenen Kurven sind für 2 MV Gesamtspannung berechnet, von der ein Viertel zwischen Kathode und Sauggitter anliegt. Diese Abbildung zeigt, wie bei kleiner werdendem Saugabstand und damit zunehmendem Absaugstrom ein immer grösser werdender Anteil der Elektronen auf die Zwischenelektroden gelangt.

Zum Transport des Strahls (Abb. 6) wurde ein Rohr mit einem Innendurchmesser von 100 mm verwendet. Der Einschuss durch eine "Schnauze" in den Elektronenringkompressor wurde durch ein System von 3 Blenden simuliert, das eine Akzeptanz von 133 mrad.cm. besass. Der Strahl wurde durch eine einzelne stationäre Magnetlinse auf dieses Blendensystem fokussiert.

Die axiale Lage der Linse und ihre Brennweite wurden so optimiert, dass ein maximaler Strom durch das Blendensystem erhalten wurde. Die Justierung des Strahls quer zur Strahlachse wurde mit Justierspulen vorgenommen, die innerhalb der Magnetlinse auf das Strahlrohr gelegt waren.

Abb. 7 zeigt den durch das Blendensystem gehenden, also nutzbaren Strom in 11 aufeinanderfolgenden Schüssen. Die Amplitude schwankt hier zwischen 260 und 280 A. Als Resultat der starken Zeitabhängigkeit der Energie und der Energieselection durch die Magnetlinse ist die Halbwertsbreite der Strompulse nur 8 ns.

Zur Messung der Energieverteilung der Elektronen wurde ein Magnetfeldspektrometer mit 180° Ablenkung eingesetzt. Damit die Energieverteilung zeitaufgelöst gemessen werden konnte, besass der Auffänger eine Reihe von Kanälen, deren Abstand einem Impulsunterschied von 1 % entsprach. Gemäss der Beziehung

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\gamma+1}{\gamma} \cdot \frac{\Delta p}{p}$$

und $\gamma = 4,92$ ($E = 2$ MeV) war der Energieunterschied 1,2 %.

Die Signale von nebeneinanderliegenden Kanälen wurden mit einer Verzögerung von jeweils 20 ns auf einen Tektronix 519 Oszillographen addiert. Die verschiedene Kabeldämpfung der Signale wurde bei der Auswertung berücksichtigt. Die erwarteten Signale werden aus Abb. 8 ersichtlich. In Abb. 8a ist der zeitliche Energieverlauf in der Nähe des Energiemaximums und der Energiebereich von drei Kanälen angedeutet. Daneben (Abb. 8b) sind die Signale der drei Kanäle gezeichnet. Abb. 8c zeigt das Oszillogramm nach Addition der 3 Signale. Die beim Experiment erhaltenen Signale entsprachen den erwarteten. Es wurden jedoch 5 nebeneinanderliegende Kanäle addiert. In Abb. 9 sieht man die Oszillogramme aus 11 aufeinanderfolgenden

Schüssen. Bei der Auswertung wurde das berechnete Apparateprofil von 1 % berücksichtigt. Es ergab sich für die momentane Energieverteilung zum Zeitpunkt der Maximalenergie eine volle Halbwertsbreite von 2 % mit einer nur geringen Schwankung von Schuss zu Schuss. Dieser Wert stellt eine obere Grenze für die Breite der Verteilung dar. Das tatsächliche Apparateprofil konnte nicht gemessen werden und war möglicherweise höher als berechnet.

Gemäss dem Verhalten der Spannungsquelle war die Energievariation der Elektronen ziemlich schnell. Jeweils 2 ns vor und nach dem Zeitpunkt des Maximums war die Energie um 2 % niedriger.

Für die Anwendung beim Elektronenringexperiment war die Reproduzierbarkeit der Elektronenenergie besonders wichtig. Eine längere Messreihe wurde deshalb über mehrere Wochen erstreckt. Es ergab sich eine Schwankung von 0,15 % (rms) bei Serien unmittelbar aufeinanderfolgender Schüsse. Über längere Zeit hinweg traten Abweichungen bis zu 1 % auf.

Diskussion

Gemäss dem Wert der oben abgeschätzten Emittanz von 60 mrad.cm und der Admittanz von 133 mrad.cm unseres Blendensystems müsste man erwarten, dass nicht nur ungefähr 300 A sondern der gesamte Emissionsstrom der Röhre von etwa 1 kA auch durch die Blenden fokussiert werden kann. Anscheinend sind die Abweichungen bei unserem Betrieb der Röhre von den Voraussetzungen in der Theorie von Dommaschk zu schwerwiegend. Diese Abweichungen waren

ein Kathodendurchmesser von 2 cm anstelle von 5 cm,
ein doppelt so hoher Faktor für die Feldverstärkung
an der Kathode,
mehr als doppelt so hohe Kathodenemission.

Bei den weiteren Experimenten mit der vorhandenen Röhre kann man am leichtesten den Kathodendurchmesser an die Theorie von Dommaschk angleichen. Die Feldverstärkung herabzusetzen, empfiehlt sich jedoch nicht. Ist sie zu gering, so werden von kleinen lokalen Änderungen und Unterschieden der Feldverstärkung grosse Schwankungen der Emissionsstromdichte bewirkt, wie z.B. aus Abb. 4 oder Abb. 5 zu ersehen ist. Deshalb sollte man versuchen, möglichst nahe an der Raumladungsgrenze zu arbeiten. Die Berechnung einer neuen Röhre, bei der die gewonnenen Erfahrungen berücksichtigt werden, scheint unumgänglich.

Die Qualität des aus der Röhre emittierten Strahls wird weiter verschlechtert durch den Öffnungsfehler der verwendeten Magnetlinse. Nach El Kareh ⁷⁾ ist für unsere Linse bei einer Brennweite von 45 cm ein Koeffizient von $C_s = 380$ cm für die sphärische Aberration zu erwarten. Daraus ergibt sich eine Verschlechterung der effektiven Strahlemittanz um 120 mrad.cm. Die Entwicklung eines aberrationsarmen Strahltransportsystems erscheint daher genauso wichtig wie die Weiterentwicklung der Röhre.

Die Ursache der gemessenen Energiebreite ist noch unklar. Die Wechselwirkung der Teilchen untereinander hat Pellegrini ⁶⁾ betrachtet. Aus seiner Formel

$$\frac{d}{dt} \left\langle \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right\rangle = \frac{\sqrt{\pi} \cdot n \cdot r_0^2 \cdot C \cdot F(\lambda_e)}{\langle x'^2 \rangle^{1/2} \gamma^3 \beta^3}$$

(n = Elektronendichte, r_0 = klassischer Elektronenradius,

$F(\lambda_e) = 65$, x' = Streuung der Bahnneigungen gegen die Achse) ergibt sich ein Wert für die Impulsstreuung in der Grössenordnung

$$\frac{\Delta p}{p} = 10^{-5}$$

Das an die Röhre gelegte Potential ist nicht exakt elektrostatisch. Elektrische Wirbelfelder könnten bahnabhängige Elektronenenergien bedingen. Die Messung der Elektronenenergie geschieht aber zum Zeitpunkt des Spannungs- und Strommaximums, wo dynamische Effekte (wie zum Beispiel L.Ī) verschwinden.

Der Spannungsabfall auf der Kathodenoberfläche könnte bei der Rasierklingenkathode wegen des möglicherweise langen Strompfads quer über die Schneiden eine Rolle spielen. Bei Berücksichtigung des Skineffekts ergibt sich ein Spannungsabfall von 2 kV, also nur 0,1 % der Beschleunigungsspannung.

Es ist noch offen, inwieweit die in der Röhre angeregten Hohlraumsvingungen zu einer schnellen Modulation der Elektronenenergie führen, die von unserem Analysator nicht mehr aufgelöst werden.

Vordringlich erscheint die Beseitigung der Unsicherheit über die Breite der Energieverteilung durch eine experimentelle Bestimmung des Apparateprofils des Energieanalysators.

Schlussbemerkung

Durch die Verbindung hochspannungstechnischer Überlegungen mit einer konsequenten Elektronenoptik ist es gelungen, eine Röhre für einen 2 MeV-Elektronenstrahl zu bauen, die eine Reihe von Vorzügen gegenüber den kommerziellen Röhren aufweist:

Der nutzbare Strom ist um den Faktor 4 höher,
die Lebensdauer der Röhre ist wesentlich länger,
die Gesamtemission ist geringer und damit die Belastung mit Röntgenstrahlen schwächer.

Es sind Erfahrungen gemacht worden, deren Anwendung eine weitere Verbesserung der Röhre möglich erscheinen lassen.

Dank

Herrn Dr. W. Dommaschk und allen anderen Mitarbeitern der Abteilung Relativistische Plasmen gilt unser Dank für ihre beständige Diskussionsbereitschaft und vielen Anregungen. Den Herren H. Stoll und E.A. Maier aus der Zentralwerkstätte unseres Instituts danken wir für die Herstellung der Isolatorringe. Den Mitgliedern unserer Abteilungswerkstätte danken wir für ihren fortwährenden Einsatz.

Literatur

- 1) W. Dommaschk, IPP-Laborbericht 0/12 in Vorbereitung
- 2) H. Rothe und W. Kleen, Hochvakuumelektronenröhren,
Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt a.M., 1955, S.140
- 3) Siehe z.B. O. Klemperer und M.E. Barnett,
Electron Optics, 3rd Ed., Cambridge University Press, 1971,
S. 76 ff
- 4) M. v. Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik, Bd. I,
Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1962, S. 436
- 5) aus R.H. Good und E.W. Müller, Field Emission
in Handbuch der Physik, herausgeg. von S. Flügge, Bd. XXI,
Springer-Verlag, Berlin, 1956, S. 188
- 6) C. Pellegrini, Multiple Coulomb scattering for ISR,
Laborbericht LNF-68/1, Laboratori Nazionali di Frascati
del CNEN, 1968
- 7) A.B. El-Kareh und J.C.J. El-Kareh,
Electron beams, lenses and optics, Academic Press,
New York und London, 1970, Bd. 2, S. 80

Bildunterschriften

- Abb. 1 Die berechnete analytische Fortsetzung der Potentialflächen in den Aussenraum des Strahls
- Abb. 2 Die Elektronenröhre
- Abb. 3 Zeitlicher Verlauf des Elektronenemissionsstroms
- Abb. 4 Gemessener und berechneter Emissionsstrom als Funktion der Röhrenspannung
Parameter der berechneten Kurven:
Feldverstärkungsfaktor
- Abb. 5 Gemessener und für 2 MeV berechneter Emissionsstrom als Funktion des Sauggitterabstands
- Abb. 6 Strahltransportsystem
- Abb. 7 Nutzbarer Elektronenstrom bei 11 aufeinanderfolgenden Schüssen
- Abb. 8 Prinzip der zeitaufgelösten Energiemessung
- Abb. 9 Oszillogramme des Energieanalysators aus 11 aufeinanderfolgenden Schüssen

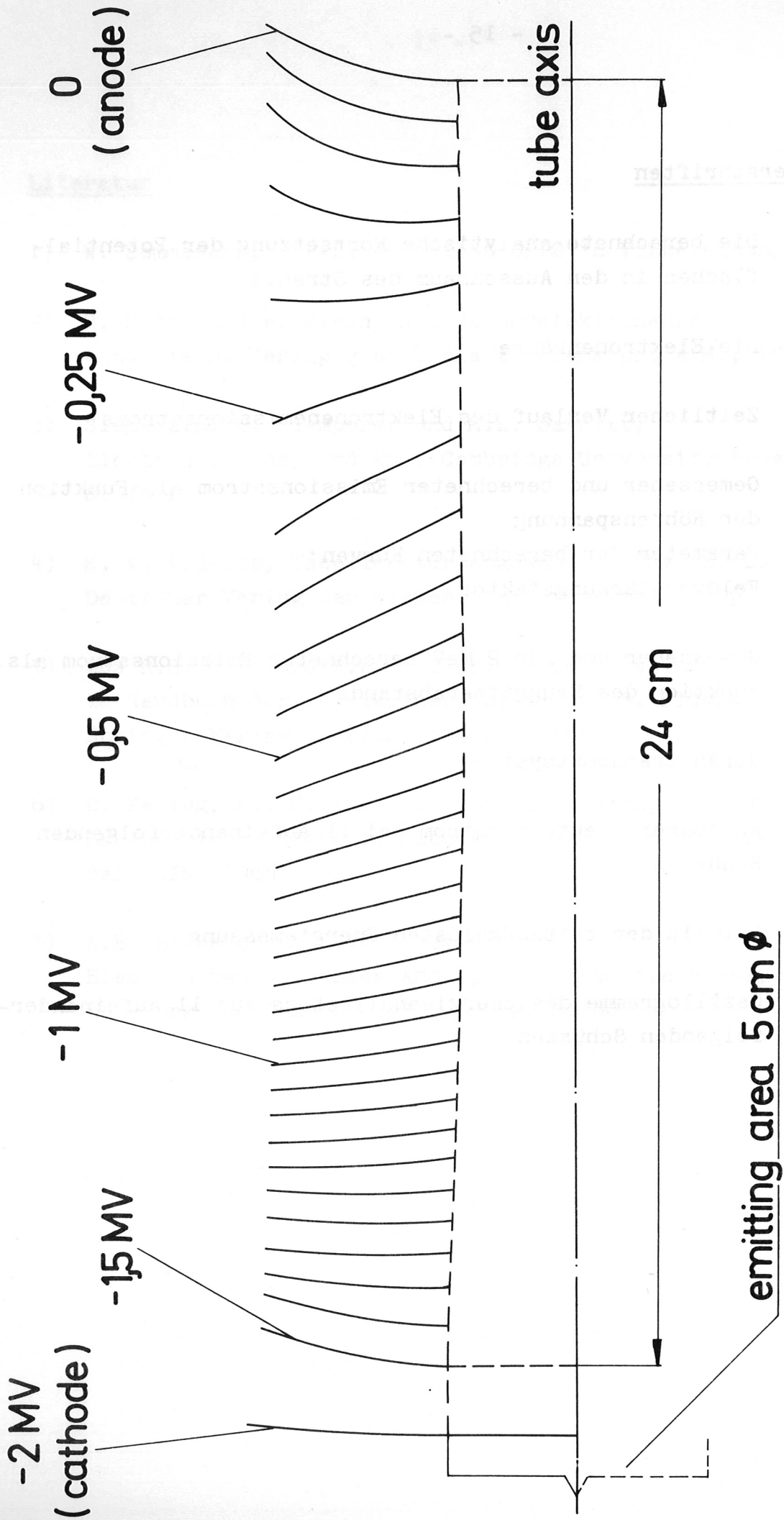


Abb. 1

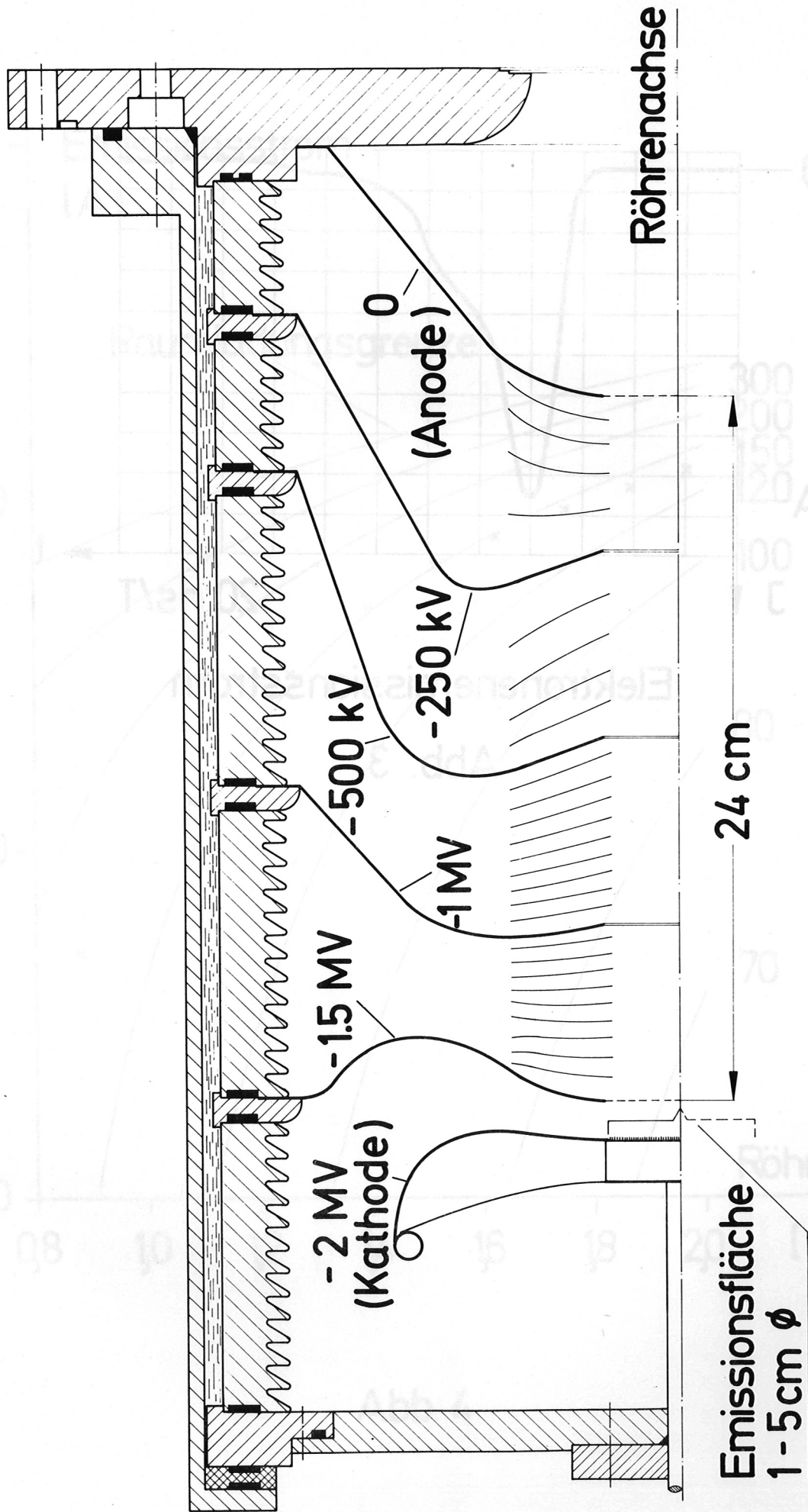
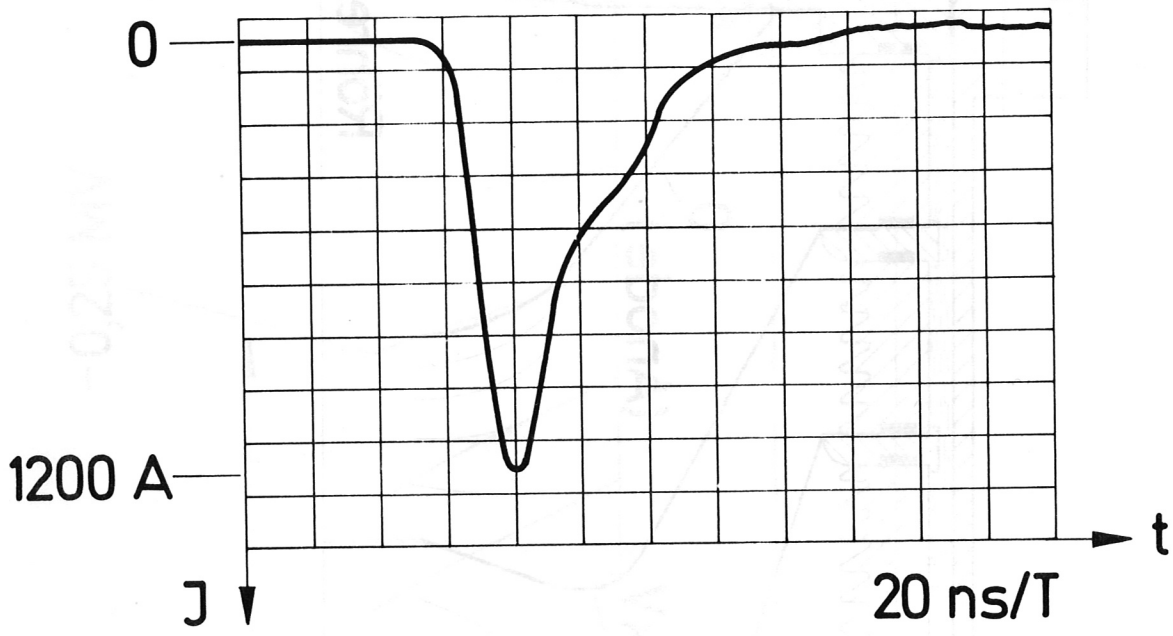


Abb. 2



Elektronenemissionsstrom

Abb. 3

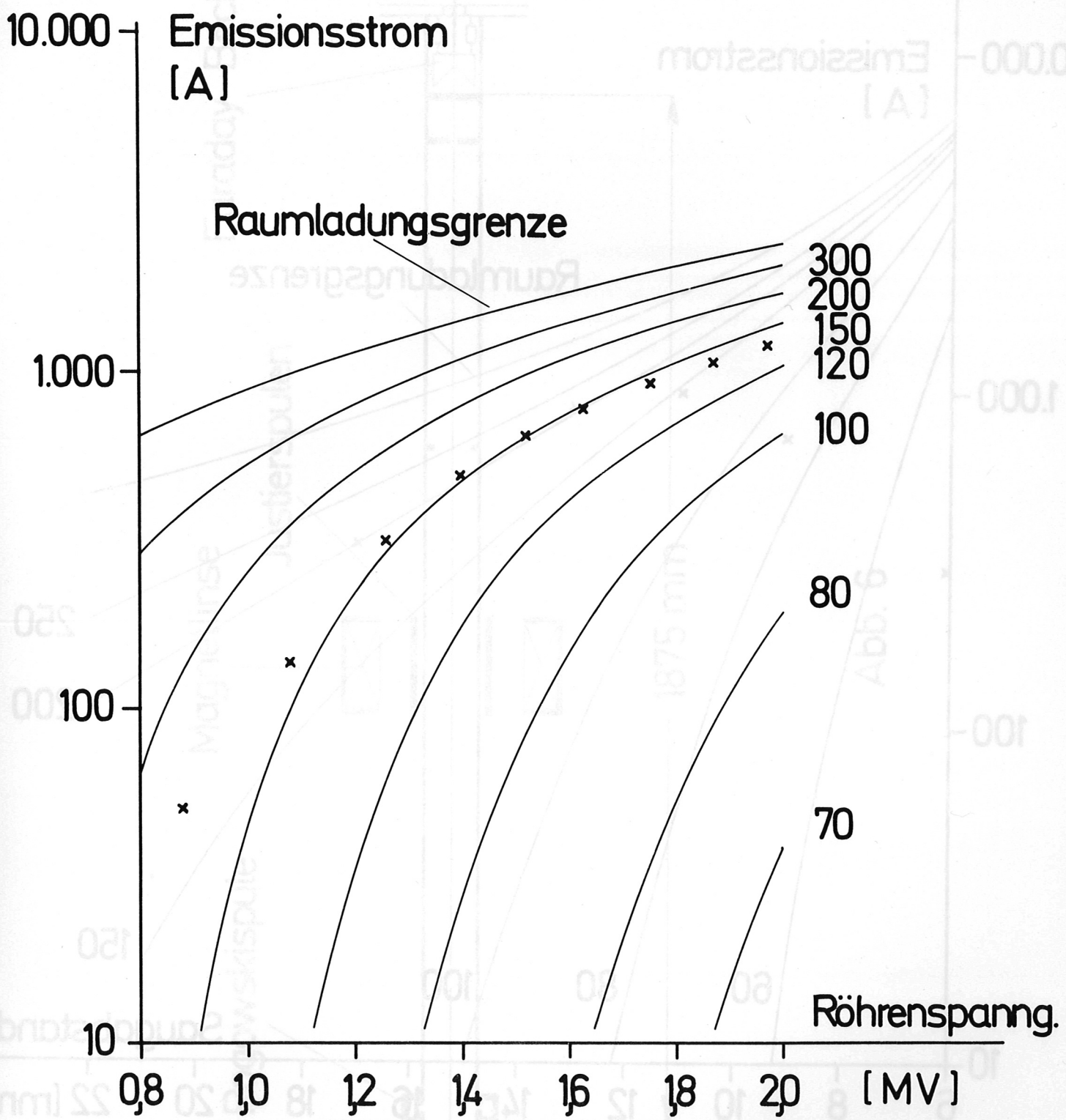


Abb. 4

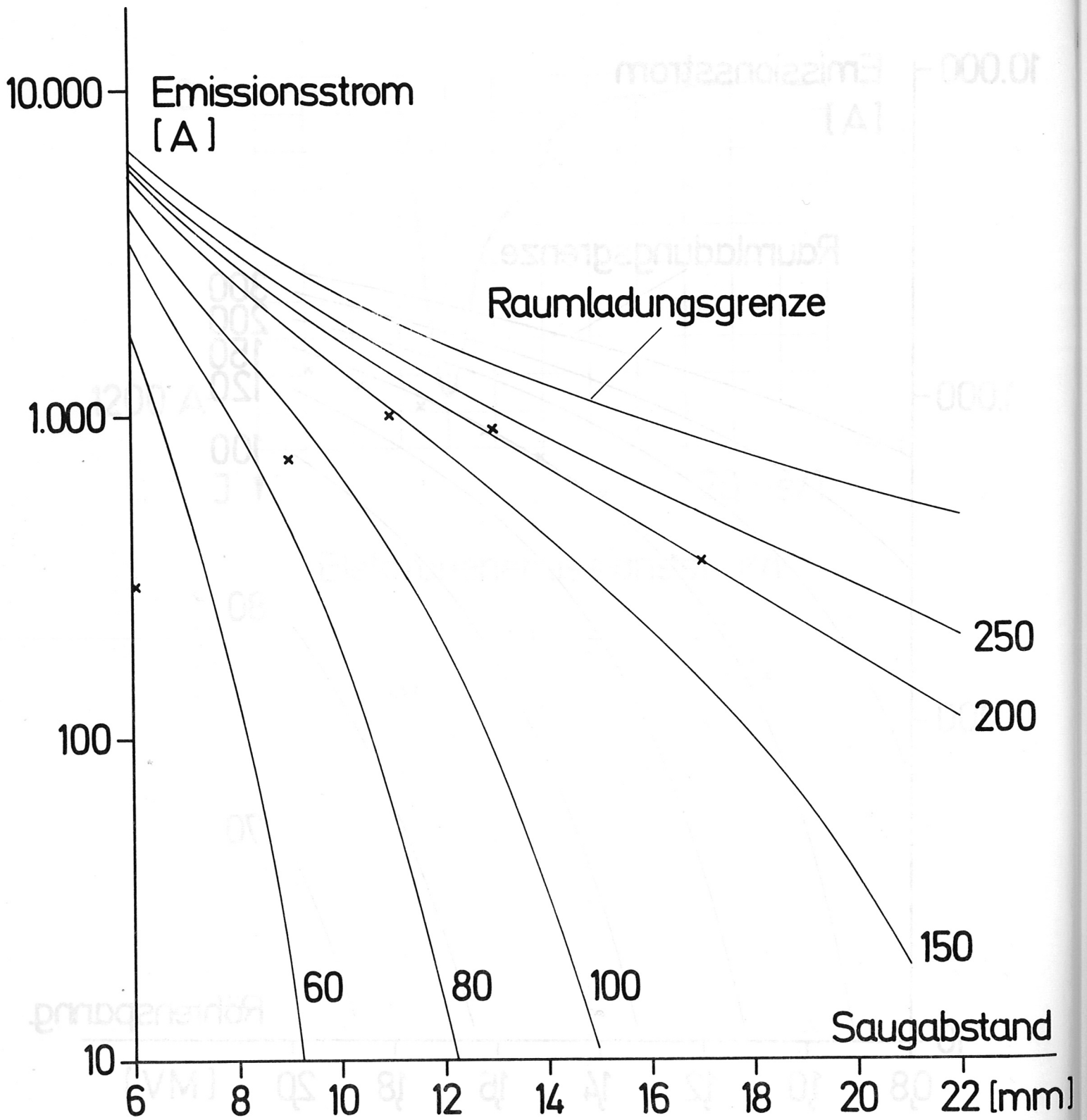


Abb. 5

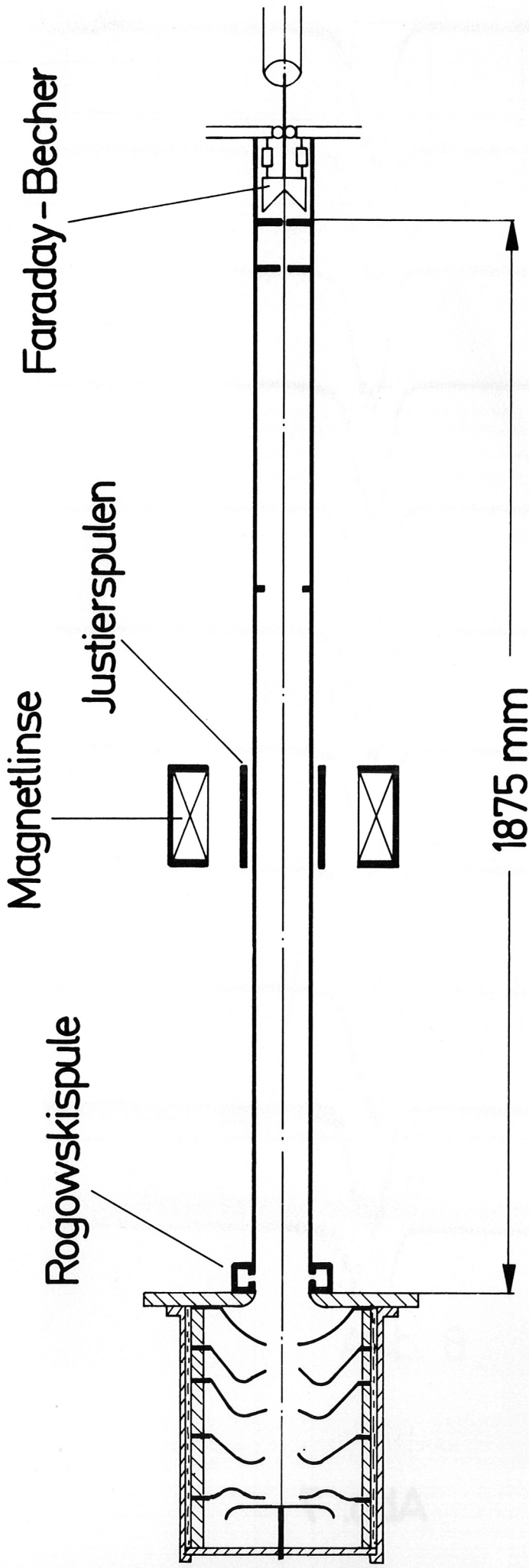
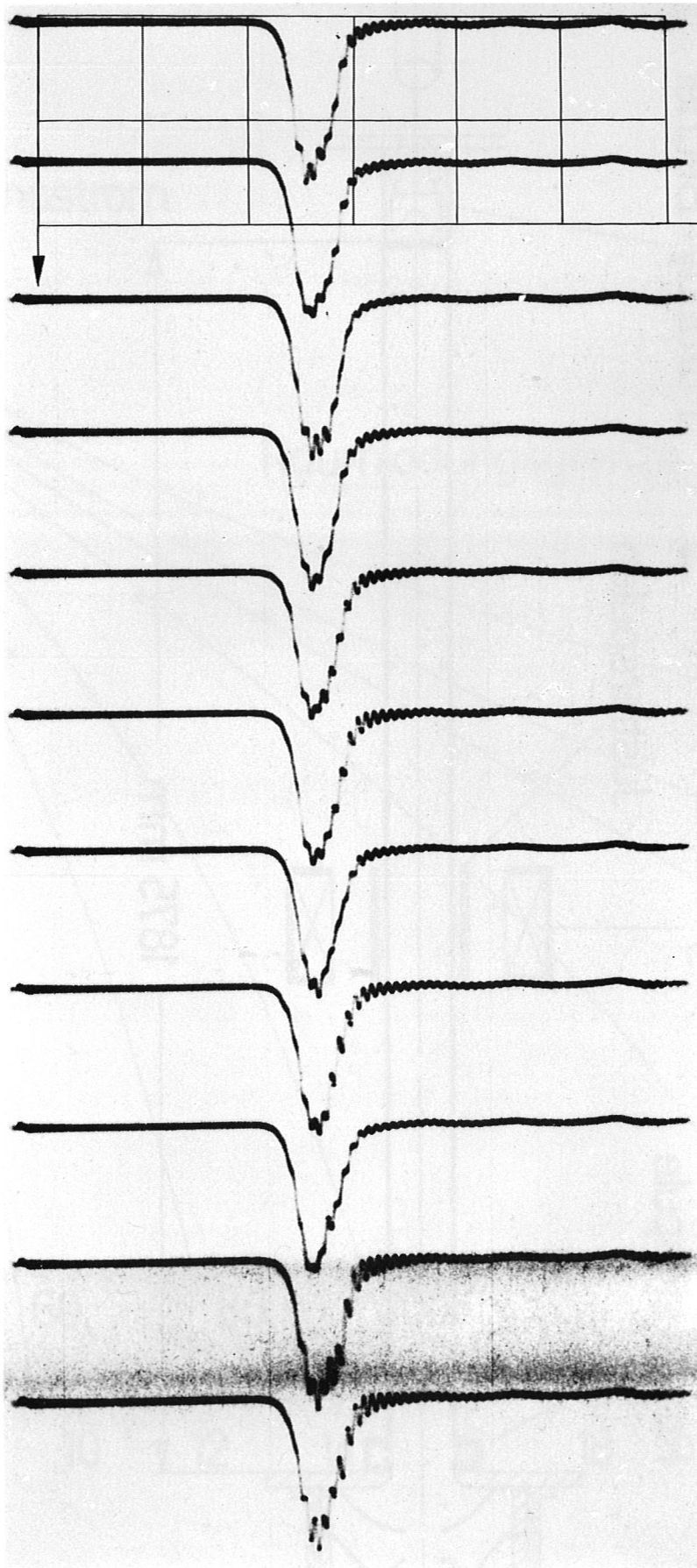


Abb. 6

187 A/T



20 ns/T

Abb. 7

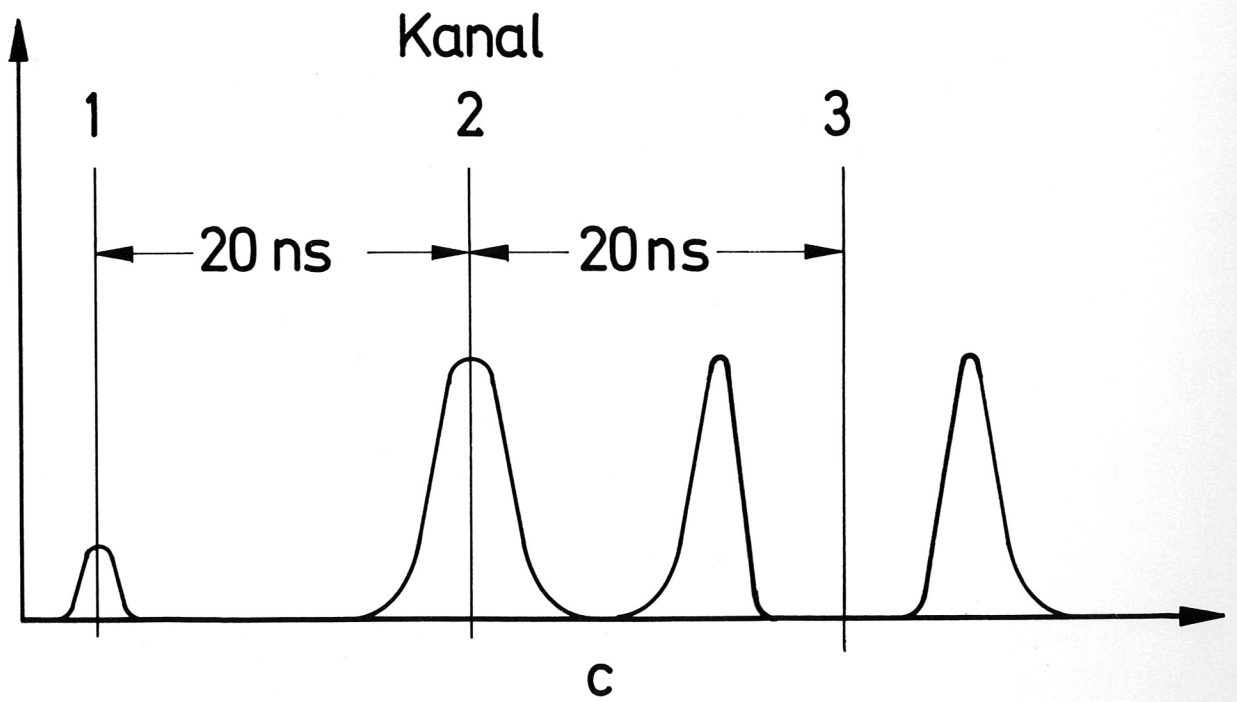
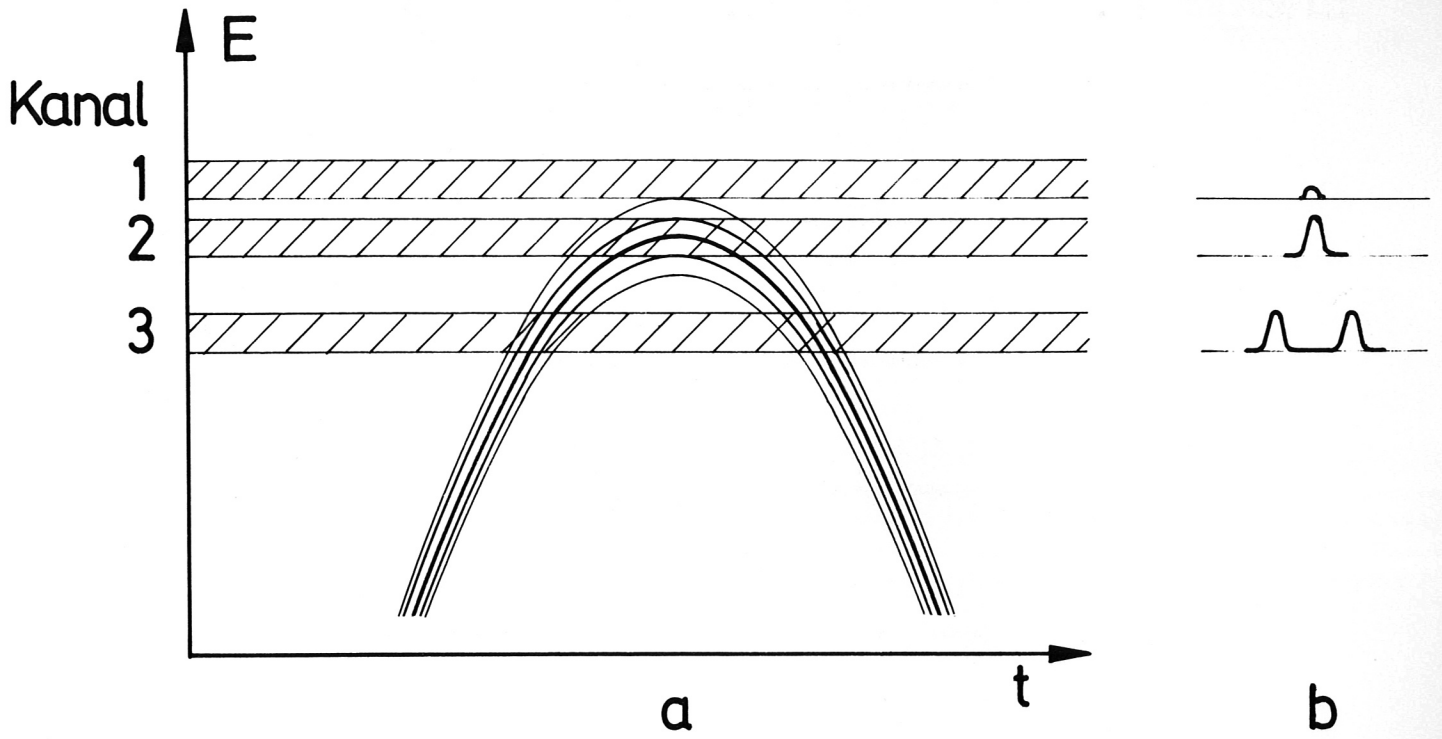
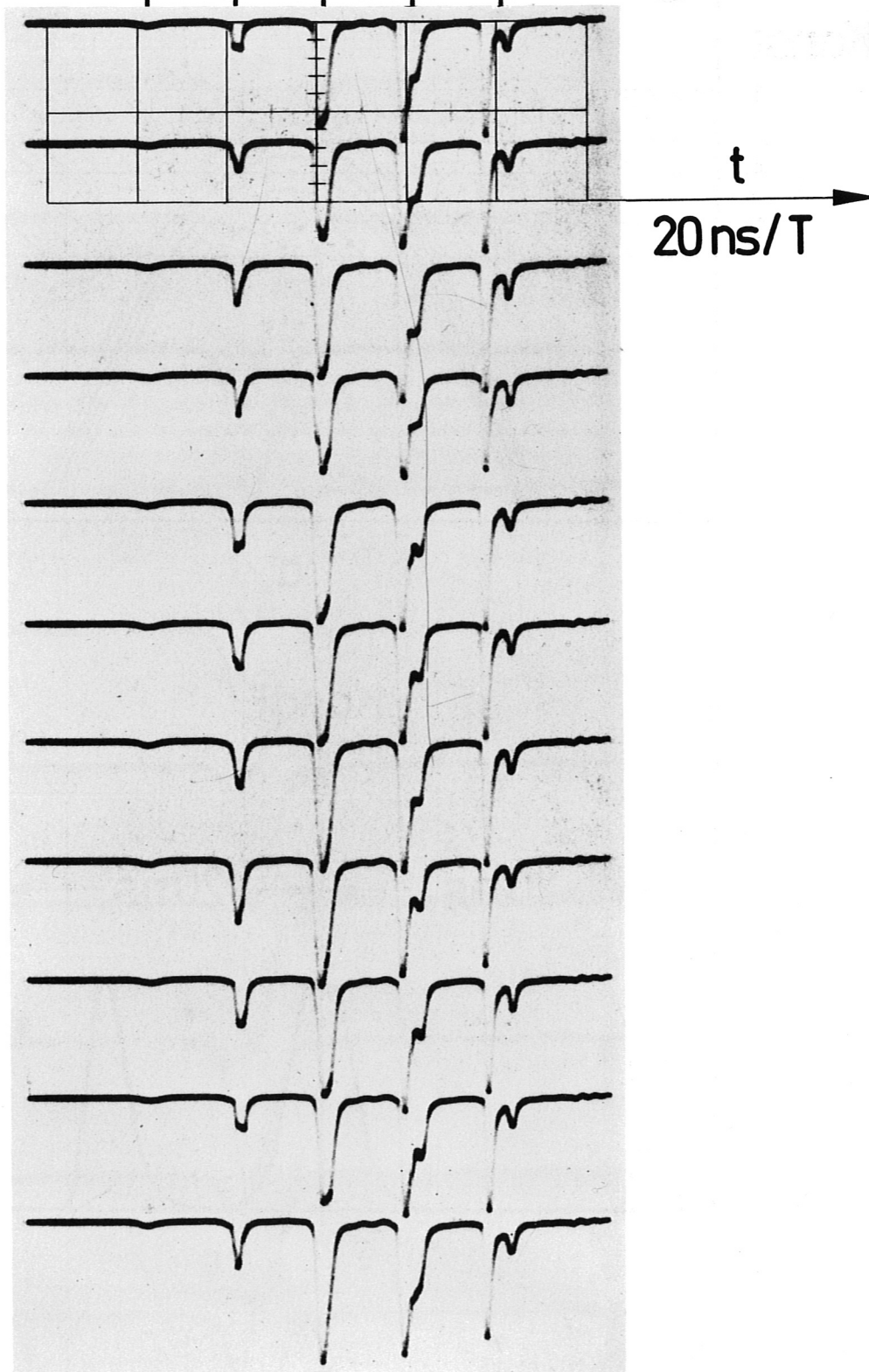


Abb. 8

Energie E_0

+24 +12 +0 -12 -24 %



Oszillogramm des Energieanalysators

Abb. 9