

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

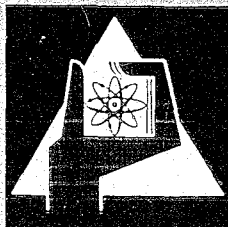
April 1969

KFK 957

Institut für Experimentelle Kernphysik

Normal- und supraleitende Hochfrequenzbeschleuniger als
Spannungsquellen für Elektronenmikroskope ?

C. Passow



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

April 1969

KFK 957

Institut für Experimentelle Kernphysik

Normal- und supraleitende Hochfrequenz-
beschleuniger als Spannungsquellen für
Elektronenmikroskope

Cord Passow

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H. KARLSRUHE

Zusammenfassung

Als Spannungsquellen mit bis zu 1 Mill. Volt für die Hochspannungselektronenmikroskopie wurden bereits Hochfrequenzlinearbeschleuniger vorgeschlagen 2/3/4. Hier werden die Eigenschaften von normalleitenden und supraleitenden Beschleunigern im Bezug auf diese Anwendung diskutiert. Es zeigt sich, daß supraleitende Beschleuniger wegen ihres hohen Tastverhältnisses eventuell geeignet wären. Allerdings sind einige kryotechnische und regeltechnische Probleme noch zu lösen. Eine Teilchendynamik zur Erzielung eines maximalen Tastverhältnisses ist zu entwickeln.

Summary

The use of linear accelerators as a high voltage source for an electron microscope has been proposed earlier /2/, /3/, /4/. In this paper, some qualities of different normal and superconducting accelerators are discussed with respect to this application. It seems that, because of its high duty cycle, a superconducting accelerator is a feasible source. Some problems of cryotechnics and voltage control as well as some problems of particle dynamics have to be solved to get a maximum duty cycle gas.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einführung	1
1.1. Anforderungen an eine Spannungsquelle	1
1.2. Elektrostatische Hochfrequenzbeschleuniger	1
2. Hochfrequenz-Linearbeschleuniger	3
2.1. Allgemeine Eigenschaften	3
2.2. Oberflächenwiderstände	5
2.3. Beschleunigungsstrukturen	7
2.4. Strahlführung, Regelsysteme, Energiekonstanz	9
2.5. Hochfrequenz und Kühlgeneratoren	12
3. Technische Probleme	15
3.1. Normalleitende Beschleuniger	15
3.2. Supraleitende Beschleuniger	17

1. Einführung

1.1. Anforderung an eine Spannungsquelle

Seit etwa 10 Jahren werden Elektronenmikroskope mit Beschleunigungsspannungen bis zu 750 kV und 1,5 MV betrieben. Mikroskope mit Spannungen von einigen MeV werden bereits diskutiert. Von den Anforderungen, die das optische System des Elektronenmikroskopes an die Spannungsquelle stellt, ergeben sich etwa die in Tabelle 1 aufgeführten Eingangsdaten.

1.2. Elektrostatische Hochfrequenzbeschleuniger

Die bestehenden Beschleuniger, die zur Erzeugung hoher Spannung für Elektronenmikroskope verwendet werden, sind elektrostatische Generatoren mit oder ohne Drucktank /1/. Diese Geräte sind jedoch sehr groß und die sich daraus ergebenden Kosten für die Bauten hoch. Die erreichten Spannungen liegen z. Zt. bei etwa 1 MV. Es muß auch geprüft werden, ob extrem spannungsstabile Generatoren für Endenergien bis zu 4 MV möglich sind. Aus diesen Gründen wurden bereits an verschiedenen Stellen Hochfrequenz-Linearbeschleuniger als Spannungsquelle diskutiert /2/,/3/,/4/. Es soll im Folgenden untersucht werden, inwieweit diese Überlegungen zu einer brauchbaren Lösung führen könnten. Der Stand der Beschleunigertechnik, insbesondere bei Berücksichtigung der möglichen Verwendung von supraleitenden Oberflächen in den Beschleunigungsstrukturen, soll dabei berücksichtigt werden.

Gegenüber den in der Kernphysik verwendeten Linearbeschleunigern besitzen die hier diskutierten Geräte eine

relativ niedrige Endenergie. Man kann daher den Beschleuniger länger bauen und damit die Kosten für die Leistung reduzieren. Die Pulsfolgefrequenz ist jedoch um einen Faktor 2-3 höher.

2. Hochfrequenzlinearbeschleuniger

2.1. Allgemeine Eigenschaften

In einem Linearbeschleuniger /5/, /6/ werden mit Hilfe von entsprechend geformten Hohlraumresonatoren hochfrequente Felder so erzeugt, daß die Wellen entlang einer vorgegebenen Achse mit gewählter Phasengeschwindigkeit laufen und ein elektrisches Feld in Richtung dieser Achse besitzen. Dieses Feld kann die Fourier-Komponente einer komplizierten Feldverteilung sein. Die Teilchen werden nun aus einer elektrostatischen Quelle zum entsprechenden Zeitpunkt in das Feld eingeschossen und sehen stets ein elektrisches Feld in ihrer Flugrichtung. Sie werden dementsprechend beschleunigt.

In der Fig. 1 ist eine Schemaskizze angegeben, in der die wesentlichsten Bauelemente angegeben sind.

Aus einer Elektronenkanone werden Teilchen mit einer Energie von ca. 80-100 keV in die Struktur eingeschossen. Die Teilchen durchlaufen dann den Beschleunigungsresonator, der unter 2.3. detailliert beschrieben wird. In dem Beschleunigungsresonator muß ein Hochfrequenzfeld aufrecht erhalten werden. Die Leistung hierzu wird von einem Hochfrequenzgenerator erzeugt. Die notwendige Leistung dieses Generators hängt von den Verlusten im Resonator, sowie von der Leistung, die der Elektronenstrahl aufnimmt, ab. Die Verluste in dem Resonator sind wiederum gegeben durch den Oberflächenwiderstand, der sich aus der Leitfähigkeit des Materials ergibt. Um eine Erwärmung des Resonators zu verhindern, muß der Resonator gekühlt werden. Dies ist besonders wichtig für den Fall, daß er im supraleitenden Zustand betrieben wird, da die Temperatur dann auf $1,85^{\circ}$ oder 4°K gehalten werden soll. Jedoch ist im allge-

meinen auch bei normalleitenden Beschleunigern, die bei Zimmertemperatur betrieben werden, eine Vorrichtung zur Kühlung notwendig.

Nach Verlassen des Beschleunigungsresonators passieren die Teilchen ein Strahlführungssystem, das im allgemeinen durch strahlenoptische Linsen und einen Ablenkmagneten gebildet wird. In diesem System wird die Energiekonstanz nachgewiesen. An geeigneter Stelle können die Meßsonden für ein Regelsystem angebracht werden. Das Regelsystem arbeitet über den Generator, indem es die eingespeiste Leistung korrigiert oder über die Elektronenkanone durch Veränderung der Injektionsenergie die Einhaltung der Endspannung erzwingt.

Die Qualität eines Linearbeschleunigers drückt man im allgemeinen durch eine Beziehung zwischen der aufzuwendenden Leistung und dem erzielten Energiegewinn bei kleiner Stromstärke aus:

$$\Delta W = \sqrt{Z P_G}$$

Hierbei ist ΔW der Energiegewinn und P_G die Generatorleistung. Über die Gleichung wird die Shuntimpedanz, eine technische Eigenschaft des Resonators, definiert. Sie gibt ein Maß für die Rentabilität der gewählten Beschleunigungsstruktur an. In der Shuntimpedanz ist der Transit-Timefaktor T enthalten. Er hängt von den dynamischen Größen des Teilchens, d.h. seiner normierten Geschwindigkeit $\beta = v/c$ und der gewählten Schwingungszahl f_0 der Hochfrequenz ab. Für jeden einzelnen Spalt der Länge l gilt bei rechteckiger Feldverteilung:

$$Z = Z_0 \cdot T \quad T = \sin \left(\frac{2\pi f_0 \cdot l}{2v} \right) / \frac{2\pi f_0 \cdot l}{2v}$$

Außerdem hängt Z vom Oberflächenmaterial des Resonators ab.

Die Leistung P_G , die der Generator aufbringen muß, ist bei vernachlässigbarer Strahlintensität von der Verteilung der Hochfrequenzmagnetfelder auf der Oberfläche der Struktur und dem Oberflächenwiderstand abhängig:

$$P_G = R \int |H|^2 dF$$

Definiert man eine normierte Feldstärke, so kann man auch setzen:

$$P_G = E_Z^2 R F |h|^2$$

mit $H = E_Z \cdot h$ und $|H|^2 = E_Z^2 \frac{\int |h|^2 dF}{\int dF}$

E_Z ist die Beschleunigungsfeldstärke.

Man erkennt also, daß die Leistung proportional dem Oberflächenwiderstand und proportional der inneren Oberfläche der Struktur sowie dem Quadrat der Beschleunigungsfeldstärke ist.

Die Shuntimpedanz ist also bei einer vorgegebenen Leistung ein Maß für die erreichbare Energie. Sie hängt mit der Frequenz, die im wesentlichen proportional der Fläche F ist, in der folgenden Weise zusammen:

$$Z = \frac{1}{RF}$$

Zusammen mit der Frequenzabhängigkeit f_0^n des Oberflächenwiderstandes kann die Diskussion über eine sinnvolle Wahl der Frequenz geführt werden.

2.2. Oberflächenwiderstände

Die Verlustleistung in einer Struktur ist proportional dem Oberflächenwiderstand. Bei Zimmertemperatur, d.h. ca. 300° K, berechnet er sich aus der Eindringtiefe des

Hochfrequenzfeldes (Skintiefe) und dem Leitwert σ des Oberflächenmaterials /7/

$$R_{NL} = \sqrt{\frac{\pi Z_0 f_0}{c \sigma}} \quad Z_0 = \text{Wellenwiderstand des Vakuums.}$$

Der Oberflächenwiderstand nimmt demnach proportional der Wurzel der Frequenz zu.

Für den Fall, daß die Oberflächen supraleitend sind, gibt es noch keine einheitliche Theorie mit deren Hilfe der Hochfrequenzoberflächenwiderstand aus elementaren Materialgrößen heraus berechnet werden kann /8/, /9/. Nach der Zweikomponenten-Theorie (Zweiflüssigkeitsmodell) existieren neben den supraleitenden Cooperpaaren normalleitende Elektronen. Da das magnetische Feld auch im supraleitenden Zustand in den Supraleiter eindringt (die Eindringtiefe wird Londonsche Eindringtiefe genannt), werden die in dem Bereich vorhandenen normalleitenden Elektronen im Hochfrequenzfeld mitbewegt. Sie werden an Metallgitter gestreut und rufen dadurch Verluste hervor. Mit abnehmender Temperatur sollte die Zahl der normalleitenden Elektronen gegen Null gehen. Während bis zu Temperaturen von $t = T/T_c = 0,5$ die Zweikomponenten-Theorie über das BCS-Modell die Verhältnisse relativ gut wiedergibt, existiert offensichtlich ein zusätzlicher Widerstand, der das Verhalten des Materials bei noch tieferen Temperaturen bestimmt. Man kann die beiden Anteile in der folgenden Form beschreiben:

$$R_{SL} = R_{BCS} + R_{Rest}$$

Die Frequenz- und Temperaturabhängigkeit für den ersten Term läßt sich aus der BCS-Theorie ungefähr errechnen. Danach sollte gelten:

$$R_{BCS} \sim f_0^n \cdot e^{-aT_c/T} \quad n \text{ liegt zwischen } 1,5-2$$

Über die Frequenzabhängigkeit des zweiten Terms ist noch wenig bekannt. In Fig. 2 sind verschiedene Meßwerte für einige interessante Materialien aufgeführt.

Als mögliche Materialien für supraleitende Oberflächen kommen Blei und Niob in Frage. Neuerdings wird auch Technetium diskutiert. Zinn eignet sich besonders gut für Meßzwecke. Der Sprungpunkt liegt jedoch etwas zu tief, um es technisch anzuwenden. In der Tabelle 2 sind die kritischen Temperaturen, die kritischen Felder und die Koeffizienten a für die exponentielle Temperaturabhängigkeit angegeben. In der Fig. 2 sind auch die gemessenen Oberflächenwiderstände für Kupfer bei Normaltemperatur sowie für Blei, Kupfer und Zinn im Bereich des anormalen Skineffektes, als auch für Blei, Zinn und Niob im supraleitenden Zustand, als Funktion der Frequenz eingetragen.

Bei Blei wurde außerdem der Effekt beobachtet, daß, wenn Feldstärken senkrecht zur Oberfläche auftreten, der Oberflächenwiderstand um ca. einen Faktor 2 geringer ist. Außerdem sanken die Meßwerte für die Oberflächenwiderstände bei hohen Feldstärken ab. Lediglich bei Niob-Kavitäten wurden für hohe Feldstärken bis zur Feldemissionsgrenze keine Vergrößerung der Verluste gefunden. Beide Effekte sind noch nicht verstanden. Es kann sich um systematische Fehler oder technologische Mängel an den Schichten handeln, die sich wegen der auftretenden Schwierigkeiten bei den Messungen leicht ergeben können. Ein tieferer physikalischer Grund kann auch nicht ausgeschlossen werden /10/, /11/.

2.3. Beschleunigungsstrukturen

Es sollen vier verschiedene Beschleunigungsstrukturen diskutiert werden:

	Betriebsfrequenz	Durchmesser
1. Die Irisstruktur	3000-9000 MHz	10-3 cm
2. Die seitengekoppelte Struktur	800 MHz	28 cm
3. Die geschlitzte Irisstruktur	800 MHz	28 cm
4. Einzelresonatoren	200 MHz	100 cm

Die verschiedenen Strukturen unterscheiden sich infolge der verschiedenen Frequenzen vor allen Dingen durch die Durchmesser der Resonatoren oder Wellenleiter. Eine erste Übersicht über ihre Shuntimpedanz, durch die wie bereits erwähnt die Verluste in der Struktur bestimmt werden, kann für den normalleitenden Zustand als auch für den supraleitenden Zustand der Tabelle 3 entnommen werden. Wegen des geschwindigkeitsabhängigen Transit-Time-Faktors ist die Shuntimpedanz am Anfang des diskutierten Beschleunigers kleiner als am Ende. Die Frequenzabhängigkeit führt dazu, daß wegen der kleineren Oberflächen in der Struktur, die proportional mit der Frequenz abnehmen, die Shuntimpedanz für normalleitende Resonatoren mit der Wurzel aus der Frequenz anwächst. Dagegen sind die Transit-Time-Faktoren für kleinere Frequenzen größer. Dies spielt jedoch nur für kleine Geschwindigkeiten eine Rolle, so daß bei $\beta=1$ Strukturen mit hoher Frequenz eine höhere Shuntimpedanz besitzen (siehe Fig. 2)

In der Irisstruktur /12/ Fig. 4 wird die Reduktion der Phasengeschwindigkeit durch den Einbau von Lochblenden erzwungen. Das ist die technisch einfachste Methode, da die so gebauten Strukturen leicht gefertigt werden können.

Man kann jedoch die größeren Dimensionen, die sich aus niederen Frequenzen ergeben, dazu benutzen, die Struktur im inneren der Kavität günstiger zu gestalten. Dies

ist einmal möglich, indem man Driftrohre einführt, mit denen das elektrische Feld stärker auf der Achse entlang der Teilchenbahn konzentriert wird. Man kann die Driftrohren länger und mit kleinerem Durchmesser versehen, wenn man zusätzliche Möglichkeiten für die Kopplung der elektrischen oder magnetischen Felder zwischen den einzelnen Zellen in der Kavitätenkette schafft. Dies geschieht in der geschlitzten Irisstruktur /13/, Fig. 5 durch Löcher in den Irisscheiben. In der seitengekoppelten Struktur /14/ werden die Felder über resonante Kavitäten, die seitlich angebracht sind, gekoppelt (Fig. 6).

Die reine Irisstruktur dagegen besitzt lediglich eine Kopplung der Felder durch die Strahllöcher, die darum wie schon erwähnt größer als notwendig sein müssen, wodurch die Shuntimpedanz für niedrigere Frequenzen und niedrigere Teilchengeschwindigkeiten relativ stark reduziert wird. Für hohe Frequenzen ist jedoch die Irisstruktur den anderen Konstruktionen überlegen. Die Einzelresonatoren besitzen bis zum heutigen Zeitpunkt (abgesehen von einem Vorschlag für einen schweren Ionenbeschleuniger) beim Bau von Beschleunigern keine Bedeutung, da ihre Shuntimpedanz vergleichsweise gering ist. Es muß jedoch untersucht werden, ob sie nicht im Zusammenhang mit supraleitenden Oberflächen eine gute Möglichkeit darstellen, um einen Elektronenlinearbeschleuniger bei 4° K zu betreiben.

2.4. Energiekonstanz, Strahlführung und Regelsysteme

Ein besonderes Problem für einen Linearbeschleuniger stellt die Anforderung an die Energiekonstanz ($\Delta E/E \leq 10^{-5}$) dar. Nimmt man erst einmal an, daß die Spannung im Resonator den gewünschten Anforderungen entspricht, so erhalten doch nur ein kleiner Prozentsatz der Teilchen,

die die richtige Phasenlage zu der Hochfrequenz besitzen, die gewünschte Energie. Für die angegebene Forderung beträgt der Phasenwinkel $0,5^\circ$. Das entspricht für die Frequenzen den Bunchlängen τ_1 , die in der Tabelle 4 aufgeführt sind.

Die Phasenbreite kann auf ca. 6° erhöht werden, indem man durch Addition einer Oberwelle die Kuppe der Kosinusfunktion des beschleunigenden Feldes abflacht. Für die vierfache Frequenz müßte dann ein Mode erregt werden, der je nach dem Transit-Timefaktor $1/16$ bis $1/8$ der Amplitude besitzt, den die beschleunigende Welle hat. Durch diesen Mode entstehen Verluste, die nicht leicht abzuschätzen sind, da die Shuntimpedanzen für höhere Modes nur schwer errechnet werden können. Die Verluste sind jedoch proportional dem Quadrat der Amplitude. So sollte die zusätzliche Leistung in erträglichen Grenzen bleiben. Dieses Verfahren zur Vergrößerung der Bunchlänge erscheint jedoch nur für Einzelresonatoren anwendbar. Für die anderen Strukturen liegt die vierte Oberwelle schon sehr hoch, so daß die damit verbundene Hochfrequenztechnik kompliziert wird. Darüber hinaus wird es nicht einfach sein, komplizierte Strukturen, wie slotted Irisstrukturen mit Driftrohren oder seitengekoppelte Strukturen, gleichzeitig auf zwei Modes abzustimmen. Trotzdem sind in der zweiten Zeile der Tabelle 4 die Bunchlängen τ_2 für einige diskutierte Frequenzen angegeben.

Da zusätzlich beim Beschleunigungsprozeß der Phasenwinkel eines eingefangenen Bunches proportional zur Wurzel aus dem Energiegewinn verkleinert wird, ist die Akzeptanz in der Phase noch um einen Faktor 3-4 größer als oben angegeben. Für die mit der vierten Oberwelle modulierten Beschleunigungsstrecke läßt sich die Wirkung der Dämpfung nicht so einfach angeben. Mit einem Faktor der Größenordnung 2 kann jedoch auch ge-

rechnet werden.

Das zweite Problem ist die Stabilisierung der Beschleunigungsspannung. Bei normalleitenden Elektronenbeschleunigern ist die Spannung wegen der relativ geringen gespeicherten Energie auch von der Strahlintensität abhängig. Aus diesem Grunde sind die angestrebten und erreichten Energiegenauigkeiten bei bestehenden Elektronenlinearbeschleunigern nicht sehr hoch.

Dadurch, daß ein normalleitender Beschleuniger gepulst wird (eine Spannungsquelle für ein Elektronenmikroskop ca. 3000 mal pro sek. mit einem Tastverhältnis von 10^{-2}), entstehen besondere Probleme beim Bau eines Regelsystems, das dann innerhalb eines Pulses von ca. 3 sek. die gewünschte Spannung einstellen muß. Ein supraleitender Beschleuniger wird mit einem Tastverhältnis von 1 betrieben und kann kontinuierlich geregelt werden. So wurde auch für einen supraleitenden Elektronenbeschleuniger in Stanford bereits ein Regelsystem entwickelt und ausprobiert, das die Energie auf 10^{-4} konstant hält /15/. Es müßte sorgfältig untersucht werden, ob es möglich ist, die Genauigkeit um einen Faktor 10 und mehr zu vergrößern.

Wahrscheinlich kann jedoch nicht auf eine vom Strahl her gesteuerte Stabilisierung der Spannung verzichtet werden. Über einen Ablenkmagneten, der auf eine Genauigkeit von 10^{-5} konstant gehalten wird, wird der Strahl durch eine Blende geführt. Die Blende definiert die Energie. Entstehen infolge von Spannungsschwankungen Energieschwankungen im Strahl, so äußern sich diese im seitlichen Auswandern des Strahles. Diese seitlichen Verschiebungen werden gemessen und als Eingangsdaten für ein Regelsystem verwendet.

Das Regelsystem kann nun direkt die Spannung des Generators stabilisieren. Es ist jedoch auch denkbar, daß der Generator gegenüber ein Normal auf 10^{-4} in seiner Spannung konstant gehalten wird und das Regelsystem die Injektorspannung so steuert, daß die Summenspannung konstant bleibt.

Die benötigte Strahlintensität ist nicht extrem hoch. Daher kann auch daran gedacht werden, einen Strahl mit größerer Energieunschärfe und höherer Intensität zu beschleunigen und anschließend mit Hilfe der Blende den gewünschten Energiebereich auszublenden.

Beschleunigende Felder defokussieren den Teilchenstrahl in radialer Richtung. Daher muß das optische System entsprechend ausgelegt werden. Die Defokussierungskraft ist jedoch proportional $(1-\beta^2)/\beta^3$; geht also für relativistische Teilchen gegen Null.

2.5. Hochfrequenz und Kühlgeneratoren

Sowohl die Hochfrequenzgeneratoren als auch die Kühlaggregate für supraleitende Beschleuniger sind ein wesentlicher Bestandteil der Spannungsquelle. Hier kann nur eine grobe Übersicht über die Möglichkeit gegeben werden, die keineswegs vollständig ist.

Da die größte Erfahrung für Elektronenbeschleuniger im S-Band (3000 MHz) vorliegt, gibt es wenig Unterlagen über Hochleistungsquellen im X-Band (9000 MHz). Diese Tatsache führte auch mit zu der Entscheidung, den Zwei-Meilen-Beschleuniger in Stanford im S-Band zu betreiben /16/. Um eine Abschätzung für den Aufwand zu geben, mit dem für einen 3000 MHz-Beschleuniger gerechnet werden muß, sollen die folgenden Zahlen aufgeführt werden. Ein 6 MW Klystron für Pulsbetrieb mit 760 Pulsen/sec.

und einer mittleren Leistung von 7 kW kostet ca. 40.000 DM. Es hat eine Lebensdauer von ca. 10000 Std. Mit Sender- und Pulsgenerator ergibt sich ein Preis von 250.000 DM. In der hier diskutierten Anwendung muß bei dreifacher Pulszahl, jedoch geringerer mittlerer als auch Pulsleistung mit etwa den gleichen Kosten gerechnet werden.

Im Bereich von 800 MHz wurden für den Los Alamos-Beschleuniger Tetroden, Amplitrons und Klystrons diskutiert /17/. Aus Gründen, die nicht unbedingt auf den hier diskutierten Fall übertragen werden können, wurden in Los Alamos Klystrons als Spannungsquelle ausgewählt. Die Kosten können z. Zt. schlecht abgeschätzt werden, sollten jedoch auch im Bereich von 1/4 Mio. DM für einige kW mittlere Leistung liegen.

Kryogeneratoren zur Erzeugung von flüssigem Helium bei 4° K sind schon seit längerer Zeit auf dem Markt. 2° K Generatoren werden jedoch z. Zt. noch selten bei den hier diskutierten Leistungen verlangt.

Eine 12 W Anlage /18/ kostet ca. 130.000 DM. Eine 30 W Anlage etwa das Doppelte. Um die Temperatur von 1,85° K zu erreichen (dann ist das Helium superfluid und die Wärmeleitungsprobleme einfacher) müssen Drücke von ca. 12 Torr erzeugt werden, was dem Dampfdruck von Helium bei dieser Temperatur entspricht. Die hierfür notwendigen Pumpen benötigen im allgemeinen sehr viel Platz und laufen nicht erschütterungsfrei. Sie können aber in einen entfernten Raum aufgestellt werden. Eine 2°/30 W Anlage kostet z. Zt. ca. 1/2 Mio. DM.

Die Anschlußleistung für eine 12 W - 4° Anlage beträgt etwa 10 kW. Die Kosten für Helium fallen nicht ins Gewicht, da die Verluste während des Betriebes extrem klein sind. Die besprochenen Anlagen können in ca. 1-1 1/2 Std.

eine Temperatur von 4° K erreichen. Sie sind in der Lage, ein Gewicht von ca. 40 kg bei 1 W Leistung in 30 Std. abzukühlen. Für andere Gewichte und andere Leistungen können die Kaltfahrzeiten linear interpoliert werden.

Beim Pulsbetrieb müssen die Generatoren besonders gut abgeschirmt werden, um das Elektronenmikroskop vor niederfrequenten (kHz-Bereich) Störfeldern zu schützen. Beim supraleitenden Beschleuniger kommt als Störfrequenz nur die Netzfrequenz in Frage.

3. Technische Probleme

3.1. Normalleitende Beschleuniger

Im Folgenden sollen die technischen Probleme, die bei dem Bau von normalleitenden Hochfrequenzspannungsquellen auftreten, diskutiert werden.

Hochfrequenzbeschleuniger besitzen wegen der geringen zulässigen Phasenbreite grundsätzlich eine Mikrostruktur des Strahles. Die Pulslängen sind in Tabelle 4 aufgeführt. Dies akzeptierte mikroskopische Tastverhältnis am Eingang des Beschleunigers kann maximal auf 10 % gebracht werden, falls alle diskutierten technischen Möglichkeiten, Bunching und Abflachung des Pulses zum Erfolg führen. Wahrscheinlich ist jedoch nur ein Tastverhältnis von 1 % technisch möglich. Um die Hochfrequenzleistung im normalleitenden Beschleuniger zu reduzieren, muß man noch ein makroskopisches Tastverhältnis von 1 % verlangen. Das bedeutet, daß die Quelle um einen Faktor 10^{-4} geringere Stromintensitäten bei gleicher Leuchtkraft hergeben kann. Dadurch werden Belichtungszeiten am Elektronenmikroskop gegenüber einem elektrostatischen Generator empfindlich verlängert.

Beschleunigungsstrukturen können mit laufenden Wellen oder als Resonatoren betrieben werden. Es muß geprüft werden, ob der Betrieb bei dieser Anwendung mit laufenden Wellen rationell ist, da die Beschleunigungsstrukturen relativ kurz sind und der Aufwand für die Rückführung groß ist. Meist lohnt sich der Betrieb mit laufenden Wellen nur, wenn bei genügender Länge des Beschleunigungsresonators der größte Teil der Leistung im Resonator verbraucht wird und eine Rückführung nicht notwendig ist, die Rückleistung kann dann in einen Sumpf vernichtet werden.

Der gebräuchliche Elektronenlinearbeschleuniger wird mit Hilfe einer Irisstruktur gebaut /12/. Die gewählte Frequenz liegt bei 3000 MHz. In diesem Frequenzbereich wird man im allgemeinen mit Klystrons als Hochfrequenzgenerator arbeiten müssen. Die Wellenleiter werden als Hohlleiter gebaut. Das Problem bei diesem Typbeschleuniger besteht einmal in den hohen Kosten für den Generator. Rechnet man sich den Leistungsbedarf unter den angenommenen Werten für die Shuntimpedanz und der vorgegebenen Strahlstruktur aus, so ergeben sich die in der Tabelle 5 angegebenen Leistungspegel. Die Leistung muß vollständig über Kühlwasser abgeführt werden, da eine geringe Temperaturänderung die Resonatoren verstimmen würde. Zur Berechnung der Zahlen in der Tabelle wurde eine Länge für den Beschleuniger von 1 bzw. 2 m angenommen. Diese Zahlen erscheinen sinnvoll, wenn man die Unterbringung des Gerätes in einem normalen Laborraum als Voraussetzung für die Brauchbarkeit der Spannungsquelle ansetzt. Wegen des Pulsbetriebs (3000 p. sec.) erscheint die Regelung $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-5}$ schwierig.

Vorteilhaft ist, daß wegen der kleinen Durchmesser der Kavitäten der Elektronenstrahl innerhalb des Beschleunigers optisch geführt werden kann, indem man eine Solenoidspule um den Resonator herum legt.

Für Protonenlinearbeschleuniger wurde die seitengekoppelte Struktur in Los Alamos entwickelt. Sie zeichnet sich durch eine besonders hohe Shuntimpedanz vor allem bei niedrigen Teilchengeschwindigkeiten bei einer geringen Frequenz aus. Der Vorteil dieser Struktur bestände für einen Spannungsgenerator einmal darin, daß die Hochfrequenzgeneratoren als Tetroden ausgeführt werden könnten. Selbstverständlich kämen auch Klystrons oder Amplitrons in Frage. Unter den gleichen Annahmen für die Länge, wie bei der Iris, wurden in der Tabelle der Leistungsbedarf abgeschätzt. Man erkennt, daß ein

gewisser Vorteil für einen Generator bis zu 1 Mill. eV wegen der in diesem Bereich relativ günstigen Shuntimpedanz erzielt werden kann. Nachteilig ist gegebenenfalls der größere Durchmesser. Außerdem muß die Frage der Fokussierung innerhalb des Beschleunigers sorgfältig geklärt werden. Die niedrige Frequenz bringt durch die Verwendung von Koaxialkabel und den dazugehörigen Hochfrequenzbauteilen eine gewisse Vereinfachung mit sich. Die höhere Güte, die sich aus der größeren gespeicherten Energie gegenüber der Iris ergibt, bedingt Einschwingzeiten von ca. 10 sec. Daher muß die Zahl der Pulse auf 1000 reduziert werden. Die Pulse können länger sein.

Die Einzelresonatoren würden im normalleitenden Zustand keinerlei Vorteil bedeuten. Die Shuntimpedanz ist niedrig und die Abstimmung und die Einrichtung der Phasen bedeuten eine zusätzliche Komplikation, da mit mehreren Resonatoren gearbeitet werden muß, wenn man befriedigende Hochfrequenzleistungen erzielen will.

3.2. Supraleitende Beschleuniger

Seit mehreren Jahren sind an der Stanford Universität Experimente im Gange, um die Brauchbarkeit der Hochfrequenzsupraleitung für Elektronenlinearbeschleuniger zu untersuchen /19/. Am Institut für Experimentelle Kernphysik in Karlsruhe werden seit geraumer Zeit Strukturen für Protonenlinearbeschleuniger im supraleitenden Betriebsmode untersucht /20/. Wenn auch noch keine abschließenden Vorschläge für supraleitende Hochfrequenzspannungsgeneratoren gemacht werden können, so zeigen sich schon jetzt Entwicklungsrichtungen ab, die diskutiert werden können.

Ein supraleitender Linearbeschleuniger wird mit einem makroskopischen Tastverhältnis von eins betrieben. Das bedeutet, daß die nutzbare Strahlintensität um das mikroskopische Tastverhältnis, d.h. um einen Faktor 10-100 reduziert wird. Da die Strahlintensität offensichtlich ein kritischer Parameter ist (die Quellen werden in der Elektronenmikroskopie bereits optimal ausgenutzt) bedeutet diese Tatsache, daß der supraleitende Beschleuniger einen großen Vorteil gegenüber dem normalleitenden Beschleuniger besitzt.

Für die hohen Frequenzen käme eine Irisstruktur in Frage. Die Oberflächenwiderstände, die bis zum jetzigen Zeitpunkt gemessen wurden, lassen es erforderlich erscheinen, daß die Betriebstemperatur bei 2° K liegt. Dies bedeutet höhere Anforderungen an die Kryotechnik und den notwendigen Heliumgenerator. Es könnte sich herausstellen, daß für den geforderten Anwendungszweck ein Arbeiten bei 2° K technisch zu aufwendig und daher praktisch unmöglich ist. Als Material für die Strukturen käme Niob in Frage. Die Shuntimpedanzen für die Strukturen sind in der Tabelle 3 in der letzten Spalte aufgeführt. Die Werte für die notwendige Kühlleistung, sowie für die Hochfrequenzleistung, sind in der Tabelle 5 zusammen mit einigen geschätzten Kosten für die Generatoren aufgeführt. Als Beschleunigerlänge wurden 0,5 m und 1 m angesetzt. Dies dürfte vom Kryostaten her eine sinnvolle Annahme sein. Kleine Längen wären aber möglich. Wegen der hohen Kosten für Niob und der Notwendigkeit, die Strukturen bei 2000° auszuheizen, erscheint eine Frequenz von 9000 MHz interessant. Es muß jedoch geprüft werden, ob die Justierung und Abstimmung noch möglich ist. Da an den Hochfrequenzsender keine zu hohen Anforderungen bezüglich der Leistung gestellt werden, dürfte ein entsprechender Aufbau technisch durchführbar sein. Gegebenenfalls könnte eine niedrigere

Frequenz von etwa 3000 MHz gewählt werden. Die Fokussierung im Anfangsteil muß besonders für die 9000 MHz-Version untersucht werden. Die Supraleitung verbietet eine Solenoidfokussierung, bei der die Spule um die Struktur gewickelt wird.

Die seitengekoppelte Struktur eignet sich nach den bisherigen Erfahrungen nicht besonders gut für die Anwendung in supraleitendem Bereich. Die Struktur ist zu kompliziert, so daß die supraleitenden Oberflächen nur schwer hergestellt werden können. Um die gesamte Struktur aus Niob herzustellen, fehlen Erfahrungen in der Verarbeitung von Niob. Ein Ausglühen der Niobteile ist wegen der großen Dimension und der damit verbundenen Kosten für den Ofen sehr teuer. Dazu kommt der hohe Materialpreis von Niob.

Aus diesem Grunde wird in dem Frequenzbereich von 800 MHz die geschlitzte Irisstruktur diskutiert, obwohl von der Geometrie her gesehen die Shuntimpedanz nicht extrem hoch ist. Es sprechen allerdings die Argumente gegen die Verwendung von Niob, die für die seitengekoppelte Struktur angeführt wurde. Aus diesem Grunde wird diskutiert, daß innen in Kupferstruktur durch ein geeignetes Verfahren (elektrolytisch oder durch Aufdampfen) eine supraleitfähige Bleischicht aufgebracht wird. Da die Meßwerte z. Zt. noch keine starke Abnahme der Oberflächenwiderstände beim Übergang von 4° auf 2° zeigen, wurde eine Betriebstemperatur von 4° diskutiert. Der Gewinnfaktor von 2° auf 4° wird z. Zt. mit 3 gemessen. Andererseits ist jedoch eine 2° -Anlage ca. dreimal so teuer wie eine Anlage bei 4° mit gleicher Leistung. Der Betrieb einer 4° -Anlage ist jedoch wesentlich einfacher. Die sich ergebenden Shuntimpedanzen sind in die möglichen Parameter für einen derartigen Beschleuniger in der Tabelle 5 zusammengestellt.

Interesse verdient auch ein Spannungsgenerator, der aus ein oder mehreren Einzelresonatoren besteht. Wegen des starken Abfalles der Oberflächenwiderstände mit der Frequenz im supraleitenden Zustand sind die Shuntimpedanzen, auch schon bei 4° , vergleichsweise hoch. Strebt man hohe Energiegewinne pro Längeneinheit an, um den Beschleuniger kompakt und den Kryostaten klein zu halten, sind nur wenige Kavitäten (1-3) notwendig. Es bestehen zwar noch nicht viele Erfahrungen im Aufbringen von supraleitenden Schichten auf großen Flächen, jedoch wurde bereits ein Resonator von 800 MHz mit einem Durchmesser von 50 cm und einer Höhe von 40 cm ausgemessen /21/. Er zeigt bei 4° die theoretisch erwarteten Werte. Als supraleitende Oberfläche käme nur Blei in Frage. Es sei denn es gelingt Niob so zu präparieren, daß es auch ohne Ausheizen genügend kleine Oberflächenwiderstände besitzt. In der Tabelle 5 ist die Shuntimpedanz für Bleioberflächen bei 4° eingetragen. In einer weiteren Tabelle sind einige typische Parameter für Spannungsquellen aus Einzelresonatoren aufgeführt.

Literaturverzeichnis

- /1/ Reinhold, G. IEEE Transactions on Nuclear Science,
June 1967, Vol. NS-14, No. 3

- /2/ Klema, D. ANL 7275 Proceedings of the Amu Anl
Workshop on high Voltage Electron Microscopy,
Argonne Laboratory, June 13 - July 15, 1966

- /3/ Rymer, T.B. siehe /2/

- /4/ Hansen, A.O. siehe /2/

- /5/ Smith, L. Handbuch der Physik, Band XLIV,
Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1959

- /6/ Kollath, R. Teilchenbeschleuniger
Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1955

- /7/ Landau, L.D., Litschitz, E.M. Elektrodynamik der
Kontinua, Akademie-Verlag Berlin, 1967

- /8/ Turneure, J.P., Weissman, I. J. Appl. Phys.
Vol. 39, S. 4417, 1968

- /9/ Citron, A., Passow, C. Vorträge über Supraleitung,
Birkhäuser Verlag, Basel, Stuttgart, S. 191, 1968

- /10/ Victor, J.M., Hartwig, W.H. J. Appl. Phys.
Vol. 39, May 1968, S. 2539

- /11/ Halbritter, J. Interne Berichte und private Infor-
mationen, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1969

- /12/ Chu, E.L. Hansen, W.W. J. Appl. Phys. 20, S. 280, 1949

- /13/ Giordano, S. UC 28, TID 4500, 1964, S. 60
Linear Accelerator Conference, National Bureau
of Standards, Springfield, Virginia
- /14/ Knapp, E., S. 31, siehe /13/
- /15/ Suelzle, L.R. HEPL 564, June 1968, Stanford
University, Stanford California
- /16/ Neal, R.B. (Editor), S. 95, the Stanford Two Mile
Accelerator 1968, W.A. Benjamin, Inc. New York
Amsterdam
- /17/ Hagermann, D.C. Proceedings of the 1968 Proton
Linear Accelerator Conference BNL 50120 (c54)
1968, Brookhaven National Laboratory, Upton,
New York, 1973
- /18/ Sellmaier, A. Elektrotechnische Zeitschrift A,
Band 89, Heft 13, 1968
- /19/ Schwetmann, M.A., Wilson, P.B., Pierce, J.M.
International Advances in Cryogenic Engineering
Plenum Press 1965
- /20/ Studie über einen supraleitenden Protonen-Linear-
beschleuniger im GeV-Bereich, Juli 1967,
Kernforschungszentrum Karlsruhe
- /21/ Flécher, P., Halbritter, J., Kneisel, P., List, P.,
Stoltz, O. siehe /17/ S. 770

T A B E L L E 1

(Eingangsdaten)

Endenergie	0,5 - 6 MeV
Strahlstruktur	
Pulse pro Sek.	1000 - 3000
Pulslänge	ca. 1 μ sek
Energiegenauigkeit $\Delta E/E$	10^{-5}
Injektionsenergie	80 - 100 kV

T A B E L L E 2

(Materialgrößen)

Eigenschaften einiger supraleitender Materialien

	Pb	Nb	Sn	In
Sprung-Temperatur T_c °K	7,19	9,46	3,79	3,37
Kritische Feld- stärke H_c Gauss	803	1944	306	283
Londonsche Ein- dringtiefe A	390	440	500	
Konstante a	2,4-2,7	1,4 -1,9		

T A B E L L E 3

(Shuntimpedanzen)

Struktur und Frequenz	Shuntimpedanz (M Ω /m)			
	normalleitend		supraleitend	
	$\beta = 0,55$	$\beta = 1$	Temperatur	$\beta \approx 1$
Iris 1000 MHz	13	31	2° K	$7,5 \times 10^5$
	23	53	2° K	$2,5 \times 10^6$
	40	92	2° K	9×10^6
Seitenkopplung 800 MHz	25	40	-	
Schlitzkopplung 800 MHz	15	25	4° K	2×10^5
Einzelresonatoren 200-300 MHz	15-20	15-20	4° K	3×10^5

$\beta = 0,55 \triangleq 100 \text{ keV}$

T A B E L L E 4

(Bunchlängen)

f_0	200	800	3000	MHz
f_1	800	3200	12000	MHz
τ_1	7,0	1,7	0,5	p sek
τ_2	99	24	6,6	p sek

T A B E L L E 5 a

(geschätzte Parameter)

Geschätzte Parameter für einige Beschleuniger

Normalleitende Beschleuniger

Struktur	Iris				Seitenkopplung	
	1	4	1	4	1	4
Endenergie (MeV)	1	4	1	4	1	4
Frequenz (MHz)	3000	3000	9000	9000	800	800
Länge in m	1	2	1	2	1	2
Tastverhältnis	10^{-2}	10^{-2}	110^{-2}	10^{-2}	$3 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$
Hochfrequenzleistung kW (im Mittel)	0,5	2	0,3	1	1,5	6
Pulse pro sec.	3000	3000	3000	3000	1000	1000
Kosten für HF (in DM)		250000				

T A B E L L E 5 b

(geschätzte Parameter)

Supraleitende Beschleuniger

Struktur	Iris				geschlitzte Iris		Einzelresonator	
Endenergie (MeV)	1	4	1	4	1	4	1	4
Frequenz (MHz)	3000	3000	9000	9000	800	800	200	200
Länge in m	0,5	1	0,5	1	0,5	1	0,2	0,8
Tastverhältnis	1	1	1	1	1	1	1	1
Temperatur °K	2	2	2	2	4	4	4	4
Kühlleistung Watt	1	8	0,4	3	15	40	10	40
HF-Leistung Watt	11	18	10,4	13	25	50	20	50
Kosten: Kühlung		350000			150000	300000	130000	25000
Kosten: HF	50000							
Kaltfahrzeit Std.					5	5	5	5

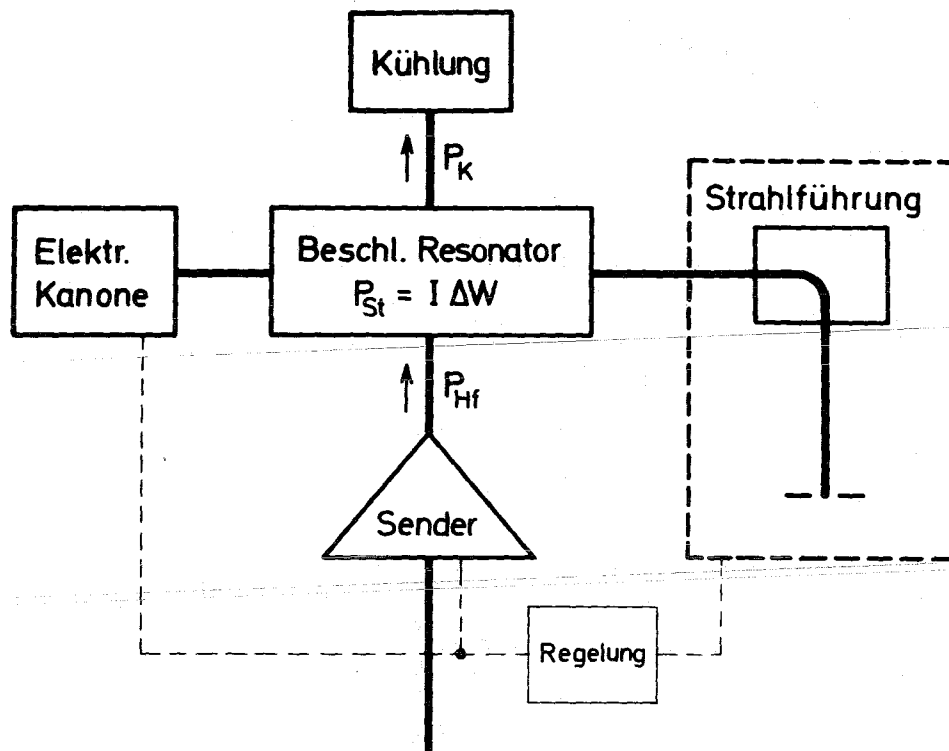


Fig. 1

Schemazeichnung: Bauteile eines Hochfrequenzlinearbeschleunigers.

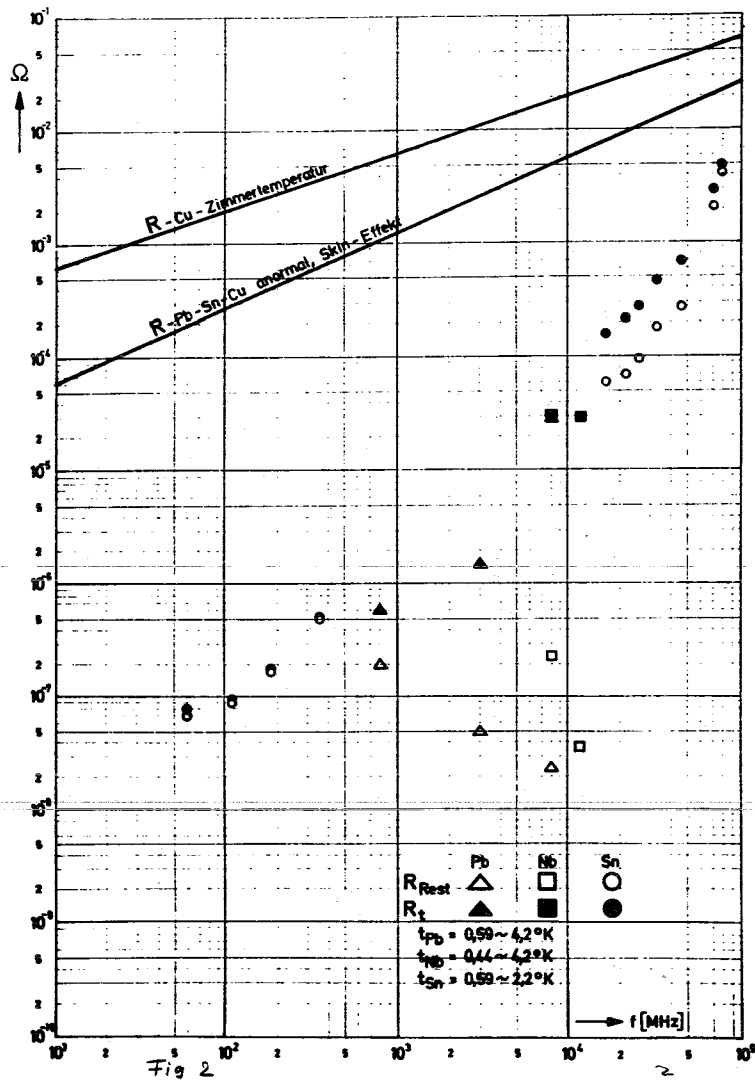


Fig. 2

Gemessene Oberflächenwiderstände als Funktion der Frequenz f ist das Verhältnis von Meßtemperatur zu Sprungtemperatur. Die offenen Zeichen stehen für Restwiderstände. Diese Werte sind auch in etwa bei Temperaturen von ca. 2° zu erwarten. Die geschlossenen Zeichen bedeuten Werte, die bei Heliumtemperatur gemessen wurden, oder im Falle von Sn von gleicher t wie für Blei. Die Geraden geben den Oberflächenwiderstand bei Normaltemperatur (Skin-Effekt) sowie bei tiefer Temperatur im anomalen Skin-Effekt an.

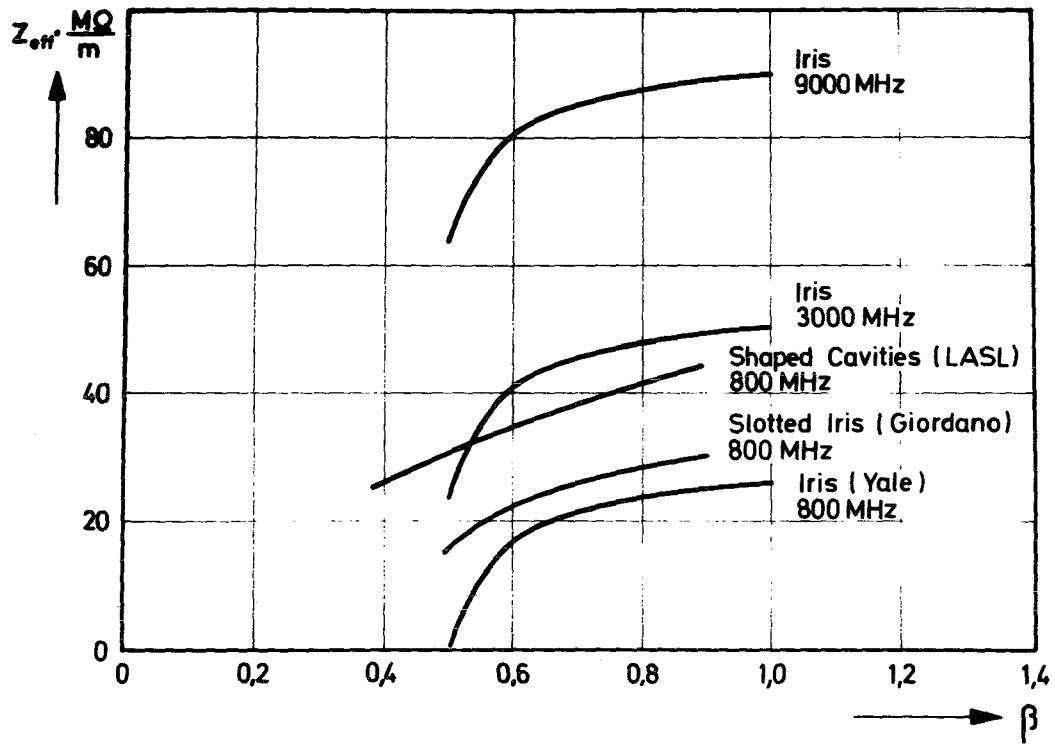


Fig. 3

Shuntimpedanzen als Funktion der Teilchengeschwindigkeiten für verschiedene Strukturen.

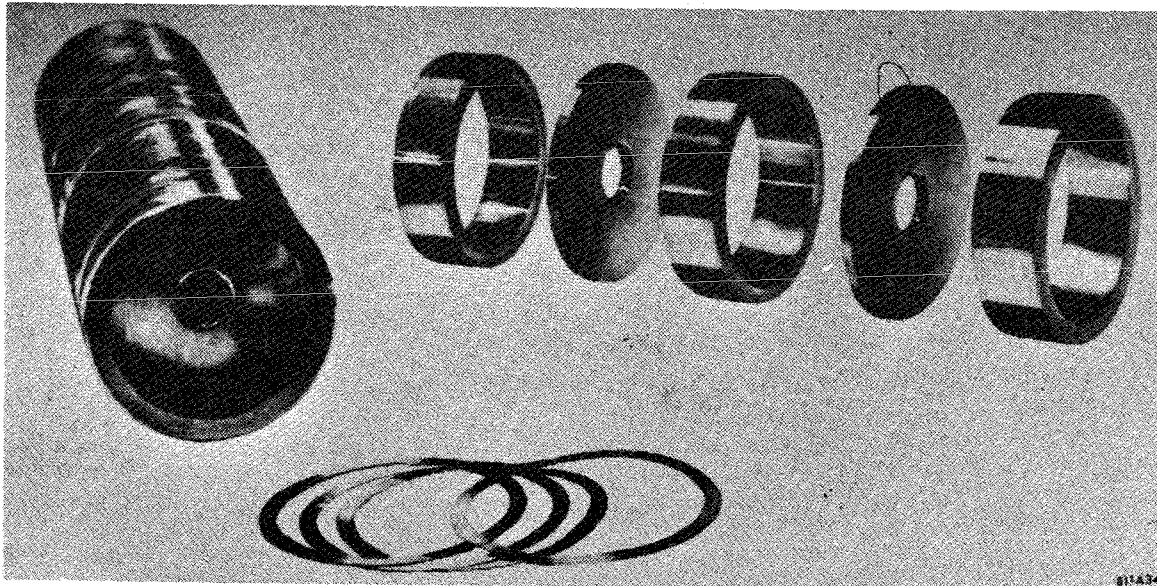


Fig. 4

Irisstruktur für 3000 MHz.

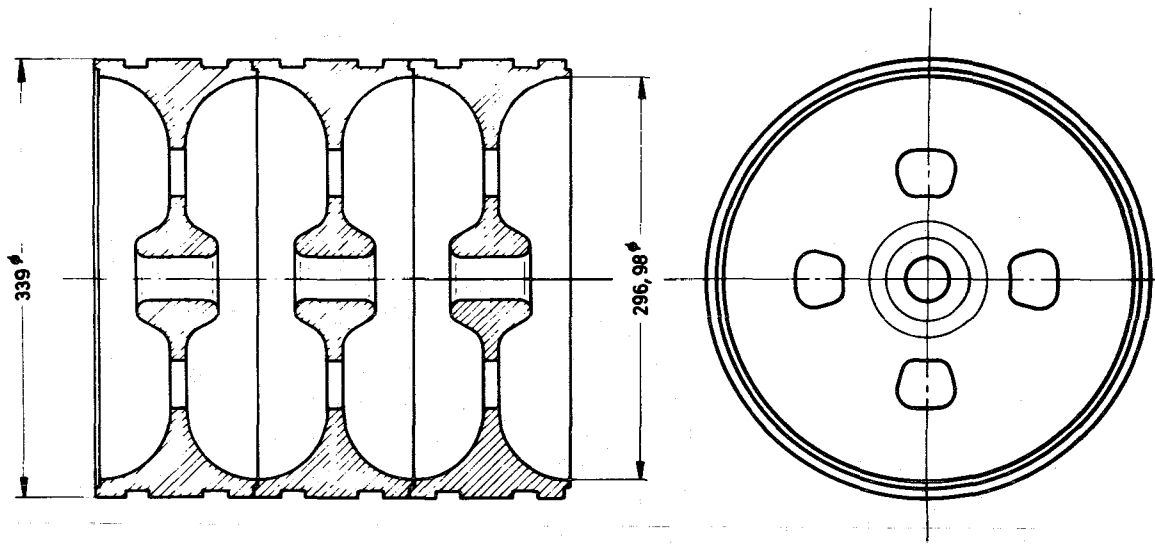


Fig. 5
Geschlitzte Irisstruktur.

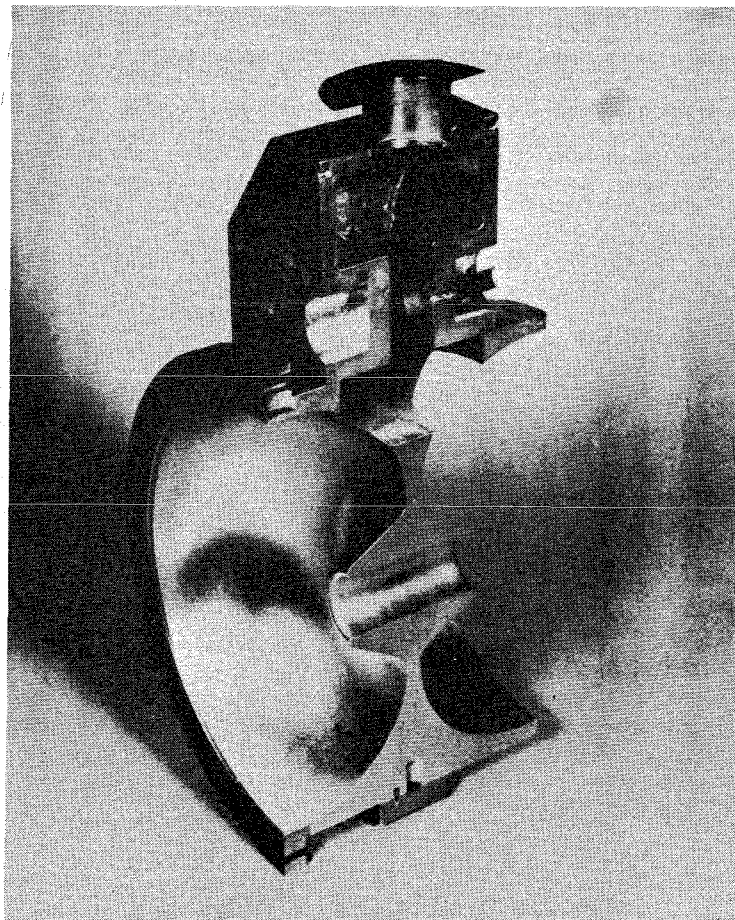


Fig. 6
Seitengekoppelte Irisstruktur



Fig. 7

12 Watt, 4° Heliumgenerator (Fa. Linde AG, München).