

Über die Wirkungsweise und den Aufbau von Protonen-Wendellinearbeschleunigern mit variabler Endenergie

H. DÄNZER, H. HERMINGHAUS * und H. KLEIN

Institut für Angewandte Physik Frankfurt/Main

(Z. Naturforsch. 21 a, 1761—1770 [1966]; eingegangen am 21. März 1966)

Herrn Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet

Die Wirkungsweise des Protonen-Wendellinearbeschleunigers und sein prinzipieller Aufbau werden kurz beschrieben und Angaben über die erreichbare Parallelimpedanz gemacht. Es wird gezeigt, wie durch sektionsweisen Aufbau eine variable Endenergie erzielt und die Kühl- und Fokussierprobleme gelöst werden können. Zwei Konstruktionsbeispiele für kontinuierlichen und gepulsten Betrieb werden näher ausgeführt.

Bisher sind als Linearbeschleuniger für Protonen im Energiebereich von einigen 10 MeV zwei Typen gebaut worden, der VAN DE GRAAFF-Beschleuniger in der Form des Tandem-Beschleunigers und der Driftröhren-Beschleuniger nach ALVAREZ. Der Tandem-Beschleuniger hat die Vorzüge hoher Energieschärfe, kontinuierlichen Betriebs und variabler Endenergie. Die Strahlstromstärke ist allerdings gering und die maximal erreichbare Endenergie scheint bei 20 MeV zu liegen. Der Driftröhren-Beschleuniger hingegen liefert relativ hohe Strahlstromstärke und ist bisher für Endenergien bis 68 MeV gebaut worden, wobei die Energieschärfe in der Größenordnung Prozent liegt. Kontinuierlicher Betrieb bei diesem Beschleunigertyp dürfte schwierig sein, vor allem wegen der Kühlung der in den Driftröhren sitzenden Quadrupole. Die früher verwendete Gitterfokussierung erlaubt keine hohen Strahlströme. Außerdem ist es nicht möglich, die Endenergie ohne beträchtliche Einbuße an Energieschärfe zu variieren. Im Prinzip könnte man zwar den Driftröhren-Beschleuniger in eine große Zahl einzelner Hohlraumsschwingkreise zerlegen, die jeweils nur ein bis zwei Driftstrecken enthalten. Durch individuelle Einstellung der HF-Amplitude und -Phase könnte eine solche Folge von Einzelresonatoren zur Beschleunigung mit variabler Endenergie bei guter Energieschärfe benutzt werden. Die Auflösung in Einzelresonatoren

hat aber beim Driftröhrenbeschleuniger eine erhebliche Einbuße an Hohlraumgüte und damit an Parallelimpedanz zur Folge.

Diesen Nachteil vermeidet eine andere Struktur, die bereits im Jahre 1948 von WALKINSHAW und WYLLIE¹ und etwas später unabhängig davon von JOHNSON² vorgeschlagen wurde. Es handelt sich dabei um einen wendelförmigen Wellenleiter, dessen axiales elektrisches Feld zur Teilchenbeschleunigung benutzt werden kann.

In der Folgezeit sind eine Reihe weiterer Veröffentlichungen hierzu erschienen³⁻⁸. Etwa gleichzeitig mit den zuletzt genannten Veröffentlichungen begannen wir Untersuchungen zum gleichen Thema⁹⁻¹³.

In letzter Zeit haben wir versucht, im Wendel-Beschleuniger die Vorteile des Tandem-Beschleunigers mit denen des Driftröhren-Beschleunigers zu vereinigen, d. h. einen Beschleuniger mit kontinuierlich variabler Endenergie bei relativ guter Energieschärfe und hoher Maximalenergie sowie hoher Strahlstromstärke zu entwickeln, der sich auch für Dauerbetrieb eignet. Im folgenden soll gezeigt werden, wie diese Forderungen im Falle eines Beschleunigers für Protonen durch sektionsweisen Aufbau erfüllt werden können.

Nach der Beschreibung der Wirkungsweise des Wendel-Linearbeschleunigers werden die verschiedenen Möglichkeiten für Protonenbeschleunigung in

* Jetzt Institut für Kernphysik, Mainz.

¹ W. WALKINSHAW u. K. WYLLIE, Math. Memo 1948, 57

² K. JOHNSON u. H. DAHL, Chr. Michelsens Inst. Beretn. 1951, 14.

³ K. JOHNSON, Chr. Michelsens, Inst. Beretn. 1954, 16.

⁴ K. JOHNSON, CERN—PS/KJ 1954, 27.

⁵ D. R. CHICK et al., Nature London 180, 432 [1957].

⁶ R. SERVANCX, Bull. Acad. Roy. Belg. Sci. 40, 167 [1954].

⁷ R. SERVANCX, Bull. Acad. Roy. Belg. Sci. 41, 474 [1955].

⁸ G. DOME u. R. SERVANCX, L'Onde Electrique 367, 1 [1957].

⁹ W. MÜLLER u. J. REMBSER, Nucl. Instr. Methods 4, 202 [1959].

¹⁰ H. HERMINGHAUS, Diplomarbeit Universität Frankfurt (Main) 1959.

¹¹ H. HERMINGHAUS, Dissertation Universität Frankfurt (Main) 1961.

¹² H. KLEIN, Dissertation Universität Frankfurt (Main) 1962.

¹³ H. KLEIN, Z. Angew. Phys. 18, 143 [1964].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

der Form eines kurzen Überblicks diskutiert, wobei wir hier aus Raumgründen im wesentlichen nur unsere Ergebnisse mitteilen können. An Hand von zwei Konstruktionsbeispielen für kontinuierlichen und gepulsten Betrieb wird der technische Aufbau solcher Beschleuniger beschrieben. Am Schluß dieser Arbeit soll auf technische Einzelheiten eingegangen werden.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß sich die Wendelstruktur nicht nur zur Protonenbeschleunigung, sondern auch zur Beschleunigung von schweren Ionen mit unterschiedlicher spezifischer Ladung eignet. Eine Veröffentlichung hierüber ist in Vorbereitung.

1. Die Wirkungsweise des Wendel-Linearbeschleunigers und sein prinzipieller Aufbau aus einzelnen Beschleunigungssektionen

Ein Wendel-Linearbeschleuniger besteht im Prinzip aus einem wendelförmigen Wellenleiter, der von einem zylindrischen Außenleiter umgeben ist (Abb. 1).

Über den Wendeldraht läuft eine HF-Welle, die auf der Wendelachse ein axial gerichtetes elektrisches Feld erzeugt, das zur Beschleunigung elektrisch ge-

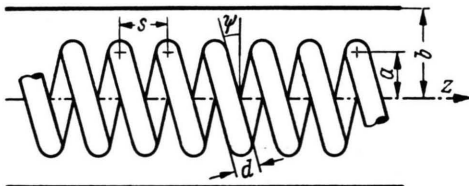


Abb. 1. Die Wendel im Außenleiter. a Wendelradius, b Außenleiterradius, d Wendeldrahtstärke, s Windungsabstand, ψ Steigungswinkel ($\tan \psi = s/2\pi a$).

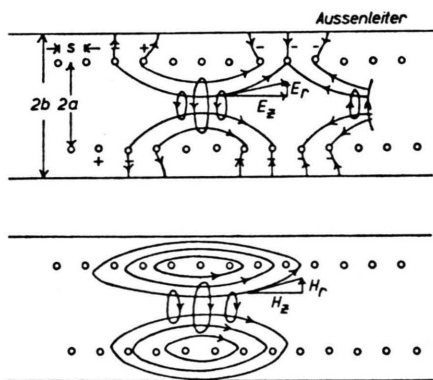


Abb. 2. Feldlinienbild der beiden Grundschwingungsformen im Wendelleiter bei stehenden Wellen. (Oben: TM-Mode, unten: TE-Mode.)

ladener Teilchen benutzt werden kann (Abb. 2). Die Wendeln müssen so gewickelt sein, daß die Phasengeschwindigkeit der HF-Welle an jeder Stelle mit der zunehmenden Teilchengeschwindigkeit übereinstimmt. In erster Näherung ist die Phasengeschwindigkeit der Welle auf der Achse durch den Steigungswinkel ψ (vgl. Abb. 1) der Wendel gegeben, da sich die HF-Welle ungefähr mit Lichtgeschwindigkeit längs des Wendeldrahtes ausbreitet. Die erforderliche Anpassung von Teilchen- und Phasengeschwindigkeit längs des Beschleunigers kann also durch Änderung des Wendelradius a oder der Steigung s oder beider Parameter gleichzeitig erfolgen. Bei der Lösung des „Wicklungsproblems“ hat man demnach noch einen Parameter frei, über den man so verfügt, daß die Feldstärke auf der Achse bei gegebener Senderleistung maximal wird (Optimalisierungsproblem). Als weiteren Parameter hat man noch die Senderfrequenz zur Verfügung.

Erhebliche Vorteile verschiedener Art hat die Aufteilung des Beschleunigers in einzelne Sektionen (s. Abb. 3), die wir hier kurz betrachten wollen:

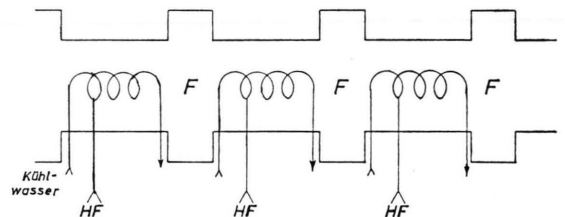


Abb. 3. Schematischer Aufbau des Wendel-Linearbeschleunigers. F = Fokussierstrecke.

Erstens ist durch den sektionsweisen Aufbau eine Grob- und Feinregulierung der Endenergie möglich, zweitens können Fokussierstrecken zwischen die Sektionen eingebaut werden, und drittens wird das Kühlproblem erheblich erleichtert.

Die Variation der Endenergie läßt sich bei einem Energiegewinn der Protonen von etwa einem MeV pro Sektion zunächst grob in Stufen von ca. 1 MeV in einfacher Weise durch Abschalten einer entsprechenden Zahl von Sektionen erzielen. Die Feinregulierung der Endenergie geschieht am einfachsten durch Verstellen der HF-Phase auf der jeweils letzten eingeschalteten Sektion. Von einer gewissen Mindestenergie an, die im wesentlichen von der Länge der einzelnen Sektionen abhängt, ist diese Feinregulierung ohne merkliche Einbuße an Energieschärfe möglich, da man dann eine der nachfolgenden Sektionen durch Betrieb in entsprechender Phasenlage

als Debuncher einsetzen kann. Bei einer Sektionslänge von 1 m liegt diese Mindestenergie bei etwa 6 MeV.

Die radiale Fokussierung kann bei sektionsweisem Aufbau so vorgenommen werden, daß man in den in Abb. 3 eingezeichneten Fokussierstrecken Quadrupole anbringt. In diesen Fokussierstrecken entfallen zwar die Kräfte, die die Teilchen in axialer Richtung stabilisieren. Wie eine nähere Untersuchung zeigt, laufen sie aber in den Driftstrecken nicht so weit auseinander, daß sie in der nächsten Beschleunigungssektion phaseninstabil werden. Bei einer Sektionslänge von 1 m, einer Fokussierstreckenlänge von 30 cm und einer Anfangsenergie von 2 MeV betragen die notwendigen Feldstärkegradienten der Quadrupole etwa 1200 V/cm^2 bzw. 600 Gauß/cm . Man kann daher zur Fokussierung bei niedrigen Energien durchaus elektrostatische Quadrupole in Erwägung ziehen. Bei hohen Energien ist sicherlich magnetischen Quadrupolen der Vorzug zu geben. Da man beim Wendelbeschleuniger im hier betrachteten Energiebereich mit einem Außenleiterradius von nur ca. 6 cm auskommt, ist es auch möglich, auf die Fokussierstrecken zu verzichten und magnetische Quadrupole direkt über den Außenleiter zu schieben. Dadurch reduziert sich die Baulänge des Beschleunigers, die Quadrupole werden dann allerdings größer und teurer. Eine eingehende Behandlung der axialen und radialen Fokussierung, des Einfangbereichs und der Energiestreuung der beschleunigten Teilchen unter Berücksichtigung von Bunching- und Debunching-Strecken und variabler Endenergie wurde durchgeführt, ist aber hier aus Raumgründen nicht möglich; sie soll später veröffentlicht werden.

Im Prinzip besteht die Möglichkeit, radiale und axiale Fokussierung ohne äußere Fokussierung durch periodische Schwankungen der Phase des Sollteilchens um den Mittelwert Null zu erzielen. Diese Möglichkeit wurde von SCHLÖSSER¹⁴ rechnerisch untersucht und wäre in verschiedener Weise zu verwirklichen, z. B. durch periodische Änderung des Windungsabstandes längs der Wendel. Im Falle des sektionsweisen Aufbaues hätte auch eine periodische Schwankung der HF-Phase der einzelnen Sektionen (die sowieso einstellbar sein muß, s. Abb. 8) die gleiche Wirkung. Ein solches Verfahren könnte zur Unterstützung der äußeren Fokussierung dienen.

Experimentell liegen jedoch hierüber noch keine Erfahrungen vor.

Durch Verwendung von Rohr als Wendelleiter läßt sich die Wendel durch Wasser wirksam kühlen, das sektionsweise zugeführt wird.

Der lichte Windungsabstand wird durch zwischen je zwei Windungen eingeführte Quarzklötzchen fixiert, die die Wendel als Ganzes durch radial gespannte Fäden aus Quarzgarn zentrisch im Außenleiter aufgehängt. Dieser Aufbau hat sich in den bisherigen Versuchen gut bewährt.

Auf den Wendelsektionen werden stehende Wellen in Resonanz erregt. Die Anwendung laufender Wellen ist nicht sinnvoll, da die dann notwendigen Rückführbrücken im vorliegenden Fall (die Dämpfungslänge ist groß gegen die Sektionslänge) technisch kaum realisierbar sind.

Der sektionsweise Aufbau bewirkt bei der Wendel nur eine geringfügige Vergrößerung der Stromwege, so daß bei ihm im Gegensatz zum Driftröhren-Beschleuniger keine nennenswerte Verringerung der Parallelimpedanz eintritt.

Trotz vergleichbarer Parallelimpedanz hat die Wendel den Vorteil, daß ihre Resonatorgüte (einige 1000) wesentlich geringer als die der ALVAREZ-Struktur (ca. 70 000) ist. Das bedeutet, daß die Einschwingzeit entsprechend kleiner, die Genauigkeitsforderungen bei der Herstellung des Wellenleiters viel geringer und die Regelprobleme bei der HF-Einspeisung einfacher sind, was gerade bei Verwendung zahlreicher Sektionen wichtig ist (siehe Abschnitt 5).

2. Betrachtungen zur Optimalisierung¹⁵

Da hohe Beschleunigungsfeldstärken bei möglichst geringer Verlustleistung angestrebt werden, soll die Parallelimpedanz η des Beschleunigers möglichst groß sein. In Abb. 4 ist $\sqrt{\eta}$ gegen die Protonenenergie T aufgetragen, Parameter sind die Senderfrequenz f und der Wendelradius a bei konstantem Außenleiterradius $b = 6 \text{ cm}$. Bei Energien über 20 MeV könnte man bis zu 30% in der Parallelimpedanz gewinnen, wenn man b auf etwa 11 cm vergrößerte. Allerdings würde dann die Fokussierung durch über den Außenleiter geschobene magnetische Quadrupole erschwert sein.

¹⁴ J. SCHLÖSSER, Dissertation Frankfurt (Main) 1960.

¹⁵ Die Definitionen der für den Beschleuniger wesentlichen Größen sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Längs einer Kurve der Abb. 4 ändert sich entsprechend der zunehmenden Teilchenenergie T der Windungsabstand s , der am Anfang so gewählt ist, daß der Zwischenraum zwischen zwei Windungen mindestens 0,2 cm beträgt. Dieser minimale Zwischenraum ist wegen der Gefahr elektrischer Überschläge notwendig.

Die Rechnungsgrundlage der gestrichelt gezeichneten Kurven ist das Schichtmodell der Wendel (JOHNSON^{3, 4}), die der durchgezogenen Kurven das Band-Wendelmodell (SENSIPER^{16, 17}) nach einem von SCHIEFER^{18, 19} angegebenen Verfahren, das durch Messungen gestützt ist.

Ein Vergleich der Kurven zeigt, daß besonders bei kleinen Energien, d. h. bei großen Quotienten d/s , das Schichtmodell zu optimistische Werte für die Parallelimpedanz liefert. Bei höheren Energien wird die Abweichung geringer, in Übereinstimmung mit unseren Messungen. SAURE²⁰ hat im Hinblick auf

einen Versuchsbeschleuniger, der zur Zeit im Institut aufgebaut wird und Protonen von 0,15 bis etwa 1 MeV beschleunigen soll, an entsprechenden Wendeln, bei denen das Verhältnis d/s kleiner als 0,66 war, die beschleunigende Feldstärke nach einer direkten Methode gemessen. Die sich daraus zusammen mit einer Leistungsmessung ergebenden Werte für die Parallelimpedanz η stimmen recht gut mit den nach dem Schichtmodell berechneten überein. Dabei zeigte sich, daß sich auch bei den hier vorliegenden kleinen Phasengeschwindigkeiten η -Werte von etwa 50 M Ω /m erzielen lassen; dieser Umstand macht die Wendelstruktur auch für die Beschleunigung schwerer Ionen interessant. Für dickdrähtige Wendeln mit großem d/s -Verhältnis wurde eine Leitungstheorie der Wendel¹¹ entwickelt, die die ungleichmäßige Stromverteilung auf dem Wendeldraht und die damit verbundenen hohen Verluste besser berücksichtigt als die schichtmodellmäßige

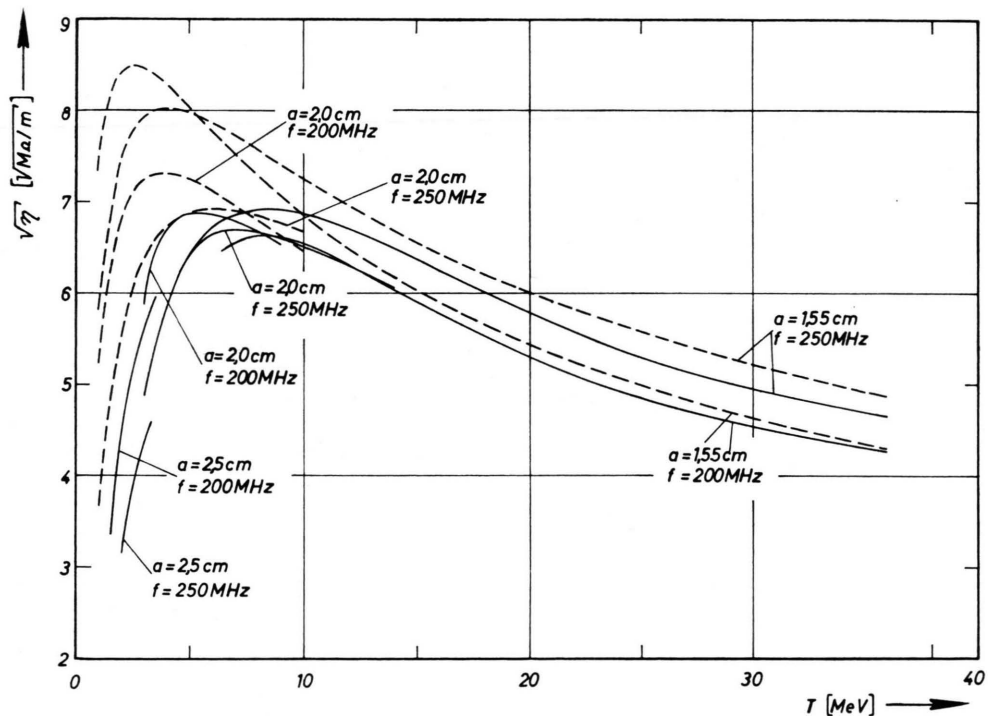


Abb. 4. Beschleunigende Feldstärke, bezogen auf die Senderleistung (Wurzel aus der Parallelimpedanz η) in Abhängigkeit von der Protonenenergie T mit der Frequenz f und dem Wendelradius a als Parameter. Außenleiterradius $b=6$ cm. Die gestrichelten Kurven sind nach dem Schichtmodell berechnet (JOHNSON^{3, 4}), die durchgezogenen nach der Theorie der Bandwendel (SENSIPER^{16, 17}, SCHIEFER^{18, 19}), korrigiert durch eigene Messungen. (Wendeldrahtstärke $d=0,6$ cm.)

¹⁶ S. SENSIPER, Techn. Report Nr. 194 [1951] Mass. Inst. of Techn.

¹⁷ S. SENSIPER, Proc. Inst. Radio Eng. **43**, 149 [1955].

¹⁸ G. SCHIEFER, Dissertation TH. Aachen 1955.

¹⁹ G. SCHIEFER, Arch. Elektr. Übertr. **11**, 35 [1957].

²⁰ F. SAURE, Dissertation Frankfurt (Main) 1966; eine Kurzveröffentlichung ist in Vorbereitung.

Behandlung der Wendel. Die Leitungstheorie liefert für Verhältnisse von d/s , die größer als 0,75 sind, Werte für die Parallelimpedanz, die mit unseren Messungen und den Ergebnissen der Rechnungen nach SCHIEFER gut übereinstimmen. Für kleinere d/s -Verhältnisse als 0,75 ist die Leitungstheorie in der bisher vorliegenden Form allerdings nicht mehr brauchbar, sie liefert dann zu niedrige η -Werte.

Die Kurven der Abb. 4 zeigen ausgeprägte Maxima: bei kleinen Energien ist die Parallelimpedanz klein, steigt aber rasch an und fällt bei größeren Energien langsam wieder ab. Bei kleiner werdenden Wendelradien verschieben sich die Maxima zur höheren Energie; Frequenzerhöhung verschiebt die Maxima ebenfalls zu größeren Energien, außerdem hängt ihre Höhe und ihre Schärfe von der Frequenz ab. Beim Bau eines Beschleunigers wird man die Wendeln allgemein so wickeln, daß der Wendelradius möglichst schnell bis auf den minimalen Radius absinkt, der durch den Wendelrohrdurchmesser und die erforderliche Öffnung für den Teilchenstrahl gegeben ist.

Die optimale Frequenz wird durch Einschluß und Endenergie bestimmt. Es liegt nahe, bei Beschleunigern, die über ein großes Energieintervall beschleunigen sollen, nicht alle Sektionen mit gleicher Frequenz zu versorgen, sondern an geeigneter Stelle die Frequenz zu verdoppeln. Die Dämpfung der Phasenschwingungen ist hinreichend groß, um eine Akzeptanzverringern infolge der Frequenzsprünge zu vermeiden.

3. Zwei Konstruktionsbeispiele für den Wendel-Linearbeschleuniger

Im folgenden unterbreiten wir zwei Konstruktionsvorschläge für Wendel-Linearbeschleuniger. Der erste entspricht einem Wendelbeschleuniger mit Dauerbetrieb, der zweite bezieht sich auf einen gepulsten Beschleuniger, beide mit variabler Endenergie. Die wichtigsten benutzten Bezeichnungen enthält Tab. 1.

Die Wendelabmessungen hängen der Kühlung und der Gefahr elektrischer Überschlüge wegen von der mittleren HF-Leistung bzw. der maximalen HF-Feldstärke ab. Bei kontinuierlichem Betrieb tritt das Kühlproblem in den Vordergrund. Der lichte Durchmesser des Wendelrohres muß groß werden, und wenn man im Interesse hoher Parallelimpedanz große Wendelradien vermeiden will, so werden

a	Wendelradius
b	Außenleiterradius
d	Wendelrohrdurchmesser
s	Windungsabstand
ψ	Steigungswinkel
L	Beschleunigerlänge
T	Protonenenergie
ΔT	Energiegewinn der Protonen
S	Senderleistung im Puls
τ	Einschwingzeit (Füllzeit ca. 3τ)
τ_s	Strahlpulsdauer
$\eta = E_0^2/p$	Parallelimpedanz
E_0	Amplitude der beschleunigenden Feldstärke
p	Verlustleistung pro Längeneinheit
$\eta_{\text{eff}} = \Delta T^2 / S L \cos^2 \varphi_0$	Effektive Parallelimpedanz
φ_0	Sollphase

Tab. 1. Zusammenstellung der wichtigsten benutzten Bezeichnungen.

zwangsläufig die lichten Windungsabstände kleiner. Wegen der Gefahr elektrischer Überschlüge ist dadurch die maximale HF-Leistung beschränkt, der Beschleuniger wird lang. Außerdem steigen, wie schon erwähnt, bei zu großem d/s die Verluste stark an, so daß auch von dieser Seite her der lichte Windungsabstand nicht zu klein gemacht werden darf. Als Kompromiß fanden wir: $d/s \leq 0,8$, $s - d = 0,2$ cm.

Im Pulsbetrieb hingegen ist die Kühlung leichter durchführbar, man kommt also mit dünneren Wendelrohren aus und kann die Abmessungen auf höhere Spannungsfestigkeit der Struktur auslegen. Dabei steigt auch die Parallelimpedanz an, besonders am Beschleunigeranfang.

a) Konstruktionsbeispiel eines Wendelbeschleunigers für Dauerbetrieb

Die wesentlichen Daten des Beschleunigers gehen aus Tab. 2, Spalte a), hervor (s. S. 1766).

In Abb. 5 ist der Verlauf der Teilchenenergie T und des Windungsabstandes s längs des Beschleunigers (z) aufgetragen, der Wendelradius a ändert sich dabei sprunghaft wie angegeben. Die Kurven gelten für eine Frequenz von 200 MHz. Außerdem ist die Protonenenergie längs z für 250 MHz angegeben. Erwartungsgemäß (s. Abb. 4) ist hier der Energiegewinn pro Meter bei kleineren Energien kleiner und bei großen höher als bei 200 MHz. Wie man aber sieht, ist der Unterschied nicht sehr groß. Zu der Beschleunigerlänge sind noch etwa 15 m zu addieren, wenn man die Quadrupole in den Fokussierstrecken anbringt und nicht über den Außenleiter schiebt.

	a) Dauerbetrieb	b) Pulsbetrieb
Einschußenergie T_0	2 MeV	2 MeV
Endenergie T_E	22,3 MeV	34 MeV
Sollphase φ_0	30 Grad	30 Grad
Sektionszahl	32	40
Sektionslänge	1 m	1 m
Außenleiterradius b	6 cm	6 cm
Wendelradius a	2,5–1,55 cm	2,0–2,5 cm
Wendelrohrdurchmesser d	0,6 cm	0,4 cm
Betriebsfrequenz	200 MHz	250 MHz
Füllzeit $= 3\tau$		8 μsec
Pulsdauer		ca. 25 μsec
HF-Leistung pro Sektion	30 kW	50 kW
Gesamte Senderleistung	960 kW	
Gesamte Pulsleistung		2 MW
Voraussichtliche Kosten für die HF-Anlage		
a) 16 Endstufen, Treiberstufen, Steuerstufe, Stromversorgung	3 Mill. DM ²¹	
b) je nach Pulsfrequenz		1–1,5 Mill. DM

Tab. 2.

Um bei einem Kühlwasserdruck von ca. 20 atü die erste Sektion noch ausreichend kühlen zu können, muß der lichte Durchmesser des Wendelrohres 0,5 cm betragen²². Bei den folgenden Sektionen nimmt der erforderliche Wasserdruck monoton ab, da die aufgewinkelte Rohrlänge pro Sektion etwa umgekehrt proportional mit der Wurzel aus der Teilchenenergie kleiner wird.

Eine besondere Schwierigkeit bei Dauerbetrieb ist die dielektrische Erwärmung der zwischen den Windungen sitzenden Quarzklötzchen, die nicht zu groß werden darf. Es ist daher wesentlich, für einen innigen Wärmekontakt zwischen Quarz und Wendelrohr zu sorgen. Dies kann dadurch geschehen, daß man die auf Kontur geschliffenen Klötzchen an den Berührungsflächen metallisiert und zwischen die Windungen einlötet. Unter dieser Voraussetzung wurde die in den Klötzchen auftretende Maximaltemperatur unter Berücksichtigung der Feldkonfiguration zwischen den Windungen und deren Verzerrung durch das Dielektrikum näherungsweise berechnet. Bei der Wahl der Parameter des hier vorgeführten Beispiels wurde darauf Rücksicht genommen, daß die maximale Temperaturerhöhung in den Klötzchen gegenüber dem Wendelrohr 100 °C nicht übersteigt. Die Erwärmung der radial gespannten Quarzfäden ist bei Stehwellenbetrieb unkritisch, da man die Fäden jeweils an den Stellen minimaler Spannung zwischen Wendel und Außenleiter anbringen kann. Die maximale Feldstärke zwischen den Windun-

gen der Wendel übersteigt bei der gewählten Dimensionierung nirgends einen Wert von ca. 80 kV/cm, die maximale Feldstärke zwischen Wendel und Außenleiter bleibt überall noch unter diesem Wert.

b) Konstruktionsbeispiel eines Wendelbeschleunigers für Pulsbetrieb

Die wesentlichen Daten sind in Tab. 2 zusammengefaßt (letzte Spalte, b).

Wie bereits erwähnt, tritt beim Pulsbetrieb das Problem der Kühlung von Wendel und Quarzklötzchen in den Hintergrund und man kann den Wellenleiter auf hohe Spannungsfestigkeit und kleine Dämpfung dimensionieren. Gegenüber dem Beispiel des Beschleunigers für Dauerbetrieb kann hier also der Wendelrohrdurchmesser geringer, der Wendelradius am Einschlußende kleiner und die jeder Sektion zugeführte HF-Leistung größer sein.

Man erkennt in Abb. 6 gegenüber dem vorigen Beispiel den rascheren Anstieg der Teilchenenergie, der bei gleicher Baulänge zu höherer Maximalenergie führt. Rechnet man mit einer Gesamtimpulsleistung von ca. 2 MW, so errechnet man bei diesem Konstruktionsvorschlag eine Endenergie von ca. 34 MeV bei einer Gesamtwendellänge von 40 m (ohne Fokussierstrecken). Die Füllzeit beträgt im ungünstigsten Falle 8 μsec , so daß es vernünftig erscheint, eine Pulsdauer von ca. 25 μsec zu wählen; die Kühlung erlaubt dann eine Pulsfrequenz bis zu 1000 Hz.

Man könnte in diesem Fall einige wenige Endstufen – evtl. ein einzelnes Klystron – vorsehen, die über Laufzeitketten gepulst und deren Ausgangsleistung aus einer parallel zum Beschleuniger laufenden Energieleitung über Richtkopplersonden an die einzelnen Sektionen verteilt wird.

4. Herstellung des Wellenleiters

Bei der Anfertigung der Wendel ist darauf zu achten, daß der Rohrquerschnitt beim Aufwickeln nicht elliptisch wird, da die Wendel sonst die Tendenz bekommt, sich unter dem Einfluß des Kühlwasserdrucks aufzubiegen (Manometerprinzip) und sich in ihrer Aufhängung zu verziehen. Ferner ist im Interesse kleiner HF-Verluste und großer Spannungsfestigkeit auf hohe Oberflächengüte zu achten. Nach

²¹ Die Kosten für die Hochfrequenzanlage dürfte bei dieser Bauart des Beschleunigers einen ungewöhnlich hohen Anteil an den Gesamtkosten ausmachen.

²² Nach eigenen Messungen ist hierbei eine Temperaturerhöhung um ca. 65 °C zu erwarten. Dieser Wert liegt etwas höher als der nach „Hütte I“ berechnete Wert für gerade Rohre.

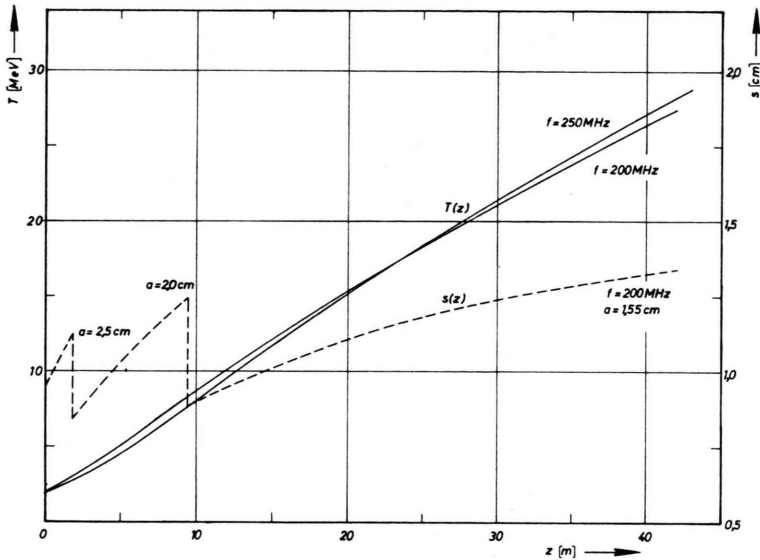


Abb. 5. Protonenenergie T und Windungsabstand s längs der Beschleunigungsstrecke z für das Beispiel des kontinuierlich betriebenen Wendelbeschleunigers mit der Frequenz f und dem Wendelradius a als Parameter; Außenleiterradius $b = 6 \text{ cm}$, Wendeldrahtstärke $d = 0,6 \text{ cm}$, Sektionslänge 1 m , HF-Leistung pro Sektion 30 kW , Sollphase 30° .

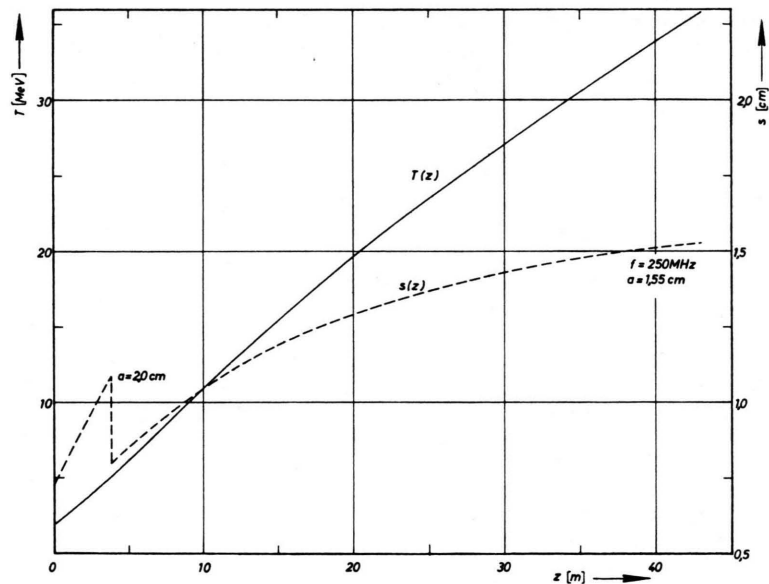


Abb. 6. Protonenenergie T und Windungsabstand s längs der Beschleunigungsstrecke z für das Beispiel des gepulsten Wendelbeschleunigers mit dem Wendelradius a als Parameter. Frequenz $f = 250 \text{ MHz}$, Außenleiterradius $b = 6 \text{ cm}$, Wendeldrahtstärke $d = 0,4 \text{ cm}$, Sektionslänge 1 m , HF-Leistung pro Sektion 50 kW , Sollphase 30° .

einigen Versuchen hat sich folgendes Verfahren bewährt:

Das Wendelrohr wird erst fein abgeschmirgelt, dann weich gegläht, mit Woodschem Metall gefüllt und wieder blankgeputzt. Anschließend wird es auf der Drehbank über eine Stahlwelle passenden Durchmessers zur Wendel aufgewickelt, wobei der richtige Windungsabstand über die Leitspindel der Drehbank zunächst nur in stufenweiser Annäherung eingestellt wird²³.

Beim Wickeln mit kleinen Krümmungsradien wird die Oberfläche insbesondere an der Wendelaußenseite wieder rauh. Die abermalige Glättung geschieht zweck-

mäßig auf elektrolytischem Wege mittels einer geeigneten Vorrichtung, die für eine gleichmäßige Stromverteilung längs des Rohrfangs sorgt. Eine mechanische Vorrichtung zur anschließenden Hochglanzpolitur ist ebenfalls leicht herstellbar. Daran schließt sich eine Tauchversilberung an. Es sei noch erwähnt, daß insbesondere bei den Wendeln am Einschüßende des Beschleunigers auf gute Oberflächenbeschaffenheit an den

²³ Messungen zeigten, daß bei ungehaltenen, nach dieser Methode gewickelten Wendeln das Aufspiralen durch den Manometereffekt vernachlässigbar ist (etwa 6° bei 100 Windungen und 100 Atü Druck).

	ΔT [MeV]	L [m]	b [cm]	S [MW]	$\Delta T/L$ [MeV/m]	$\Delta T/S$ [MeV/MW]	η_{eff} [MΩ/m]	V [m ³]	τ [μsec]	τ_s [μsec]	$\frac{3\tau + \tau_s}{\tau_s}$
Wendel- Beschleuniger, kontinuierlich	20,7	32,0	6	0,96	0,647	21,55	18,6	0,36	2,6	∞	1,0
Wendel- Beschleuniger, gepulst	32,0	40,0	6	2,0	0,8	16,00	17,1	0,45	2,6	17	1,46
Driftröhren- Beschleuniger, Cern, 1. und 2. Sektion	29,9	17,5	50	2,8	1,7	10,7	24,2	13,7	60,0	10	19,0
Wendel- Beschleuniger mit Länge und Energiegewinn des Driftröhren- Beschleunigers	29,9	17,5	6	4,43	1,7	6,75	17,1	0,2	2,6	10	2,3

Tab. 3. Vergleich verschiedener Protonen-Beschleuniger.

einander zugekehrten Seiten zweier benachbarter Windungen zu achten ist, da dort hohe Stromdichten auftreten. An der so vorbereiteten Wendel werden dann durch Einklemmen bzw. Einlöten der Quarzklötzchen die richtigen Windungsabstände eingestellt. Die Toleranzen sind hier weit weniger kritisch als beim Driftröhrenbeschleuniger. Unregelmäßige Schwankungen im Windungsabstand unter 1/10 mm fallen kaum ins Gewicht, sofern nur deren Summe über Längen, die größer oder gleich einer Rohrwellenlänge sind, kleiner als etwa 1/50 Rohrwellenlänge bleibt. Es erscheint unter diesen Umständen sogar möglich, bei Wendeln mit kleinen Radien wegen deren relativ großen axialen Steifigkeit die Abstandsklötzchen ganz wegzulassen.

Die Wendel muß sodann zentrisch im Außenleiter fixiert werden. Nach unseren Versuchen geschieht das zweckmäßigerweise so, daß die Wendel an jeweils 3 radialen, um 120° versetzte Fäden aus Quarzgarn aufgehängt wird. Die Fäden haben einen Abstand von 20 bis 30 cm voneinander und befinden sich immer in der Nähe eines Knotens der Spannung zwischen Wendel und Außenleiter. Dadurch wird die dielektrische Erwärmung der Quarzfäden weitgehend vermieden. Diese Art der Halterung gewährleistet nach unseren Erfahrungen hinreichende mechanische Stabilität bei vernachlässigbaren dielektrischen Verlusten. Die Quarzfäden werden durch den Außenleiter geführt und sind an einer Spannvorrichtung befestigt, die eine Justierung der Wendelage erlaubt. Die Außenleiteröffnungen werden durch kleine Flanschverbindungen vakuumdicht verschlossen (Abb. 7).

5. Hochfrequenzversorgung und Regelung von Anpassung und Phase

Für das Funktionieren des Beschleunigers ist es notwendig, daß die Resonanzfrequenz der einzelnen Wendelsektionen, die Phase der zugeführten HF-Welle und die Anpassung richtig eingestellt werden. Außerdem können beim Betrieb des Beschleunigers Störungen von

Resonanz, Phase und Anpassung auftreten — z. B. durch Erwärmen des Wendelleiters —, die eine automatische Regeleinrichtung erfordern. Abb. 7 zeigt die Einspeisung der HF-Energie und die Regelglieder, Abb. 8 das Schema der Regelung. Die HF-Zufuhr erfolgt über einen $\lambda/4$ -Transformator, dessen Abmessungen so gewählt werden, daß das System jenseits der Einspeisungsstelle grob auf Resonanz abgeglichen ist. Die Feineinstellung der Resonanzfrequenz und der Anpassung erfolgt über den Kurzschlußschieber bzw. die verschiebbare Anzapfung des Transformationsgliedes. Zur Resonanzabstimmung kann auch eine am anderen Wendelende angebrachte Kurzschlußschleife benutzt werden, deren Abstand von der Wendel über eine bewegliche Tombak-Verbindung von außen geregelt wird. Diese Art der Feinregelung hat den Vorteil, kontaktfrei zu arbeiten, und sie ermöglicht kleine Zeitkonstanten bei geringem Aufwand. Der hierbei erzielte Variationsbereich reicht auch aus, die Verstimnungen durch thermische Effekte auszugleichen. Die Zu- und Abführung des Kühlwassers erfolgt durch den Boden des $\lambda/4$ -Transformators bzw. durch das andere Wendelende, das mit dem Außenleiter direkt verbunden ist. Da die Protonen beim Eintritt in eine Sektion die richtige HF-Phase vorfinden müssen, ist die HF-Phase jeder Sektion durch Posaunen verstellbar.

Die automatische Regeleinrichtung arbeitet folgendermaßen (s. Abb. 8):

Ein Doppelrichtkoppler in der Energiezuleitung liefert mittels einer Phasenbrücke ein Gleichspannungssignal, das der Amplitude und Phase der an der Eingangsstelle reflektierten HF-Welle entspricht. Dieses wird einem Stellmotor (M) zugeführt, der durch Verschieben des Einspeisungspunktes am Transformator den Rücklauf zum Verschwinden bringt. Eine ähnliche Brücke vergleicht die Phase der Hochfrequenz auf der Wendel mit der Phase der einzuspeisenden HF und regelt eine etwa auftretende Differenz durch Nachstimmen der Wendel über einen weiteren Stellmotor aus. Eine dritte Brücke vergleicht die Phase auf der Wen-

del mit einer direkt vom Steuersender bzw. vom Klystron gelieferten Referenzphase, auf die alle Sektionen bezogen werden. Das Ausgangssignal wird am Steuerpult angezeigt. Der Maschinenoperator kann dann die Phase je nach Verwendung der jeweiligen Sektion als Beschleuniger oder Buncher über einen Stellmotor fernregeln, der auf eine Posaune in der HF-Zuführung einwirkt.

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde eine kurze Zusammenfassung von im Institut für Angewandte Physik in Frankfurt am Main entwickelten Vorstellungen über die technische Realisierung von Wendel-Beschleunigern gegeben und verschiedene Eigenschaften dieses Beschleunigertyps diskutiert. Es konnte gezeigt werden, daß der Wendel-Beschleuniger sowohl kontinuierlich als auch gepulst betrieben werden kann, variable Endenergie ermöglicht und dabei relativ einfach in seinem technischen Aufbau ist. Bezüglich der aufzuwendenden Hochfrequenzleistung kann er mit dem Driftröhren-Beschleuniger konkurrieren, bzw. ist ihm bei Pulsbetrieb wegen der viel kleineren Einschwingzeit sogar überlegen. Dem Tandem-Beschleuniger gegenüber hat der Wendel-Beschleuniger den Vorteil größerer Strahlströme und höherer erreichbarer Endenergie. Als

nachteilig ist seine relativ große Baulänge anzusehen, andererseits ist sein Volumen etwa 40mal kleiner als das entsprechender ALVAREZ-Beschleuniger, und die Herstellung der Wellenleiter ist einfacher und billiger. In der Tab. 3 sind die wichtigsten Daten der besprochenen Wendel-Beschleuniger den entsprechenden Größen des Driftröhren-Beschleunigers (hier: 1. und 2. Sektion der Einschußmaschine für das Protonensynchrotron von CERN²⁴) gegenübergestellt. Der Ausdruck $(3\tau + \tau_s)/\tau_s$ in der letzten Spalte ist ein Maß für den Einfluß der Einschwingzeit auf die benötigte mittlere HF-Leistung bei gegebener Strahlimpulsdauer und gegebener mittlerer Strahlintensität. Zum besseren Vergleich sind in der letzten Zeile die Daten für einen Wendel-Beschleuniger mit der Länge und dem Energiegewinn dieses Driftröhren-Beschleunigers eingetragen. Trotz seiner höheren Impulspitzenleistung kann er mit dem Driftröhren-Beschleuniger kleineren Einschwingzeit mit einer geringeren mittleren HF-Leistung aus, wenn die vorgesehene Strahlimpulsdauer kleiner als 280 μsec ist.

Zur Zeit wird im Institut ein Versuchsbeschleuniger aufgebaut, der weiteres Material für den Bau von Wendel-Beschleunigern liefern wird. Es kann aber jetzt schon gesagt werden, daß das Wendelprinzip gegenüber den herkömmlichen Beschleunigern eine Reihe von Vorteilen bietet.

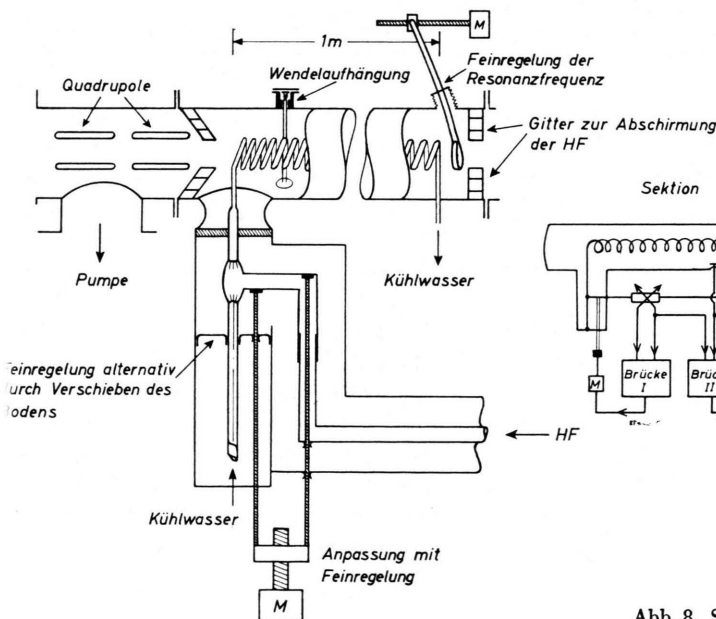


Abb. 7. Montage der Wendel mit HF-Einspeisung, Regelgliedern und Fokussierstrecken.

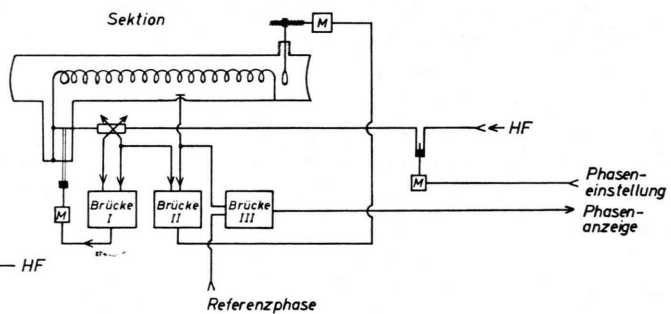


Abb. 8. Schema der Regelorgane an einer Sektion.

²⁴ The Cern Proton Synchrotron, 2. Teil (Injection), 1960, 26.

In dieser Arbeit wurde der Wendel-Beschleuniger nur als Protonen-Beschleuniger diskutiert. Da sich bei geeignet dimensionierten Wendeln auch bei kleinen Phasengeschwindigkeiten recht hohe Werte für die Parallelimpedanz — ca. $50 \text{ M}\Omega/\text{m}$ — erzielen lassen, eignet sich diese Struktur bei einem ähnlichen Aufbau wie dem hier beschriebenen aber auch zur Beschleunigung von schweren Ionen. Schließlich sei darauf hingewiesen, daß es aussichtsreich erscheint, supraleitende Wendel-Beschleuniger näher zu unter-

suchen, da die geometrische Struktur der Wendel (kleiner Tankdurchmesser, einfache Kühlmöglichkeit des Wendelrohres) hierfür besonders günstig sein dürfte.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung für die finanzielle Unterstützung, sowie Fräulein H. ENDRES für ihre Hilfe bei der Herstellung von Rechenprogrammen und für die sorgfältige Ausführung der Zeichnungen.

Zur Frage der Bestimmung des Frequenzspektrums in festen Körpern durch die unelastische Streuung von kalten Neutronen

W. KLEY

(Z. Naturforschg. **21 a**, 1770—1786 [1966]; eingegangen am 5. Juni 1966)

Abteilung für Experimentelle Neutronenphysik
Department für Reaktorphysik Euratom C.C.R.-Ispra

Herrn Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet

The various possibilities are examined how to measure the frequency distribution of solids by the inelastic scattering of thermal and subthermal neutrons. Particular attention is drawn on measuring-techniques that allow the determination of the frequency distribution even if the scattering cross section of the target material is not totally incoherent but a mixture of a coherent and an incoherent component. It is shown how the frequency distribution of solids can be measured even if the cross section is totally coherent by the use of a doping technique. Atoms as H and V, that have an almost entirely incoherent scattering cross section, are used as impurities in the solid of interest, serving as a probe of the host lattice vibrations. By studying the difference of the two independent inelastic scattering experiments, one with the pure, the other with the impure solid, it is possible to derive the frequency distribution function of the host lattice itself. Examples are given for Vanadium and Niobium. In addition, evidence is given how the best experimental conditions are selected for this type of inelastic neutron scattering experiments.

Die Zahl der Eigenschwingungszustände in einem festen Körper ist, in der harmonischen Näherung, bekannterweise $3N$, wenn N die Zahl der Atome im Kristall ist. Für sehr viele Anwendungsbereiche ist es nicht nötig, mit diskreten Frequenzen zu rechnen. Man nimmt deshalb eine quasi-kontinuierliche Beschreibung der diskreten Frequenzverteilung zu Hilfe. Da die Dichte der Eigenzustände sehr groß ist, kann dieses Verfahren mit beliebiger Genauigkeit angewandt werden. Man definiert normalerweise $g(\omega)d\omega$ als den Bruchteil der Frequenzen in dem Intervall $(\omega, \omega + d\omega)$ mit der Normalisierungsbedingung:

$$\int_0^{\omega_{\max}} g(\omega) d\omega = 1.$$

Das Frequenzspektrum $g(\omega)$ ist für das Verständnis von thermodynamischen Eigenschaften von großer Bedeutung, da die thermodynamischen Funktionen

wie Freie Energie, Innere Energie, Spezifische Wärme und Entropie als Mittelwerte über das Frequenzspektrum dargestellt werden können. Phänomene der Infrarot-Absorption, der Supraleitfähigkeit und der Phasenübergänge sind sehr eng mit dem Frequenzspektrum verknüpft. Aus diesen Gründen wurden vor allem in den letzten zehn Jahren große theoretische und experimentelle Anstrengungen gemacht, um das Frequenzspektrum möglichst genau zu bestimmen. Eine vollständige Diskussion über die verschiedenen Methoden und Näherungsverfahren zur Berechnung von $g(\omega)$ findet man bei MARADUDIN, MONTROLL und WEISS¹. Die einfachste Methode besteht darin, daß man die dynamische Matrix für eine große Zahl gleichmäßig verteilter Punkte in dem

¹ A. H. MARADUDIN, E. W. MONTROLL u. G. H. WEISS, Solid State Physics, Supp. 3. Theory of Lattice Dynamics in the harmonic Approximation, Academic Press, New York and London 1963.