

Physik und Technik der Ionenbeschleuniger*

O. Boine-Frankenheim und K. Blasche, GSI, Darmstadt

*<http://www-linux.gsi.de/~boine/vorlesung.html>

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	2
1.1	Vorbemerkungen	2
1.2	Beschleunigungsenergie	8
2	Ionenquellen	13
2.1	Vorbemerkungen	13
2.2	Atomphysikalische Grundlagen	13
2.3	Magnetischer Plasmaeinschluss	16
2.4	Elektron-Zyklotron-Resonanz Quellen	18
2.5	Laserionenquellen	21
2.6	Strahlextraktion und Vorbeschleunigung	22
2.7	Strahlqualität und Strahlemittanz	24
3	Linearbeschleuniger	28
3.1	Vorbemerkungen	28
3.2	Wideröe-Beschleuniger	30
3.3	Alvarez-Beschleuniger	34
3.4	Hochfrequenzquadrupolfeld-Beschleuniger	38
3.5	Longitudinale Fokussierung	41
3.5.1	Beschleunigung benachbarter Ladungszustände	44

Kapitel 1

Einführung

1.1 Vorbemerkungen

Im Jahr 1927 sagte E. Rutherford in einem Vortrag vor der Royal Society in London: „Schon lange war es mein Wunsch, für Experimente Atome und Elektronen in genügender Menge und mit Energien einzusetzen, die über den Energien der α - und β -Teilchen aus radioaktiven Substanzen liegen. Ich hoffe, daß mein Wunsch bald erfüllt wird.“

Damit war das Wettrennen eröffnet, das schon bald zum Bau von Teilchenbeschleunigern führte. Von Anfang an erwiesen sich Beschleuniger als ein sehr wichtiges Werkzeug in der Kernphysik, da sie konzentrierte intensive Strahlen hochenergetischer Ionen und Elektronen zur Verfügung stellen können.

Der direkte Weg zum ersten Teilchenbeschleuniger war die Erzeugung und Anwendung hoher Gleichspannungen zur Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen. Abbildung ?? zeigt den Gleichspannungsbeschleuniger mit einer Spannung von 800 kV, den Cockcroft und Walton 1932 im Cavendish Laboratorium in Cambridge in Betrieb setzten. Diese Spannung war ausreichend hoch, um erstmals mit einem intensiven Teilchenstrahl Kernreaktionen auslösen und beobachten zu können.

Abb. 1.1:

Zur gleichen Zeit wurden auch Beschleuniger in Betrieb genommen, die Teilchen durch wiederholte Anwendung einer hochfrequenten Spannung beschleunigen, nämlich Linearbeschleuniger und Zyklotrons.

Sowohl Gleichspannungsbeschleuniger als auch Zyklotrons waren von großer Bedeutung für die experimentelle Entwicklung der Kernphysik.

Ab 1945 erhielt die Entwicklung von Teilchenbeschleunigern durch zwei Erfindungen einen neuen Anstoß: synchrone Beschleunigung und starke Fokussierung mit alternierenden Gradienten. Damit konnten Beschleuniger für

sehr hohe Energien gebaut werden, die für das Gebiet der Elementarteilchenphysik die gleiche Bedeutung bekommen sollten wie zuvor die Beschleuniger für die Kernphysik.

Die ersten Ergebnisse auf dem Gebiet der Elementarteilchenphysik waren mit Hilfe hochenergetischer Teilchen aus der kosmischen Strahlung gewonnen worden. Aber erst durch Experimente mit konzentrierten intensiven Teilchenstrahlen mit hoher und genau gegebener Energie konnten die Eigenschaften der stabilen Elementarteilchen – der Protonen, Neutronen und Elektronen, aus denen alle Atome aufgebaut sind – sowie der vielen Arten von kurzlebigen Elementarteilchen untersucht werden.

Zu allen „normalen“ Teilchen wurden sogenannte Antiteilchen gefunden, die alle die bisher ungewöhnliche Eigenschaft haben, beim Zusammentreffen mit normalen Teilchen zu „annihilieren“, sich im Endergebnis paarweise in energiereiche γ -Strahlung und in Neutrinos aufzulösen. Positronen als Antiteilchen zu Elektronen wurden bereits mit Hilfe der kosmischen Strahlung entdeckt. Antiprotonen als Gegenstück zu Protonen wurden 1955 mit Hilfe von energiereichen Protonen aus einem der ersten Synchrotrons, dem Bevatron in Berkeley (USA), nachgewiesen. Die Endenergie für das Bevatron war besonders mit der Zielsetzung festgelegt worden, ausreichend Energie für die Antiprotonenerzeugung bereitzustellen.

Im Verlauf der Jahre konnte die Maximalenergie für Protonen etwa alle sechs Jahre um den Faktor 10 gesteigert werden: Von 0.8 MeV im Jahr 1932 mit dem Cockcroft Walton Beschleuniger in Cambridge auf 400 GeV im Protonen-Synchrotron SPS im CERN (Genf) und in einem ähnlichen Synchrotron im Fermi-Laboratorium (Chicago) im Jahr 1970.

Abbildung 1.1 zeigt eine Luftaufnahme der Beschleunigeranlage im europäischen Forschungszentrum für Kern- und Hochenergiephysik CERN mit dem Synchrotron SPS und mit der z.Z. noch im Bau befindlichen Speicherringanlage LHC (Large Hadron Collider). Ein Schema der CERN Beschleuniger ist in Abbildung 1.2 zu sehen. Diese Abbildung verdeutlicht die Komplexität moderner Beschleunigeranlagen.

Gewöhnlich treffen die beschleunigten Teilchen auf feststehende Zielscheiben oder Targets. Wesentlich mehr Energie kann im Stoßprozeß zwischen zwei Elementarteilchen freiwerden, wenn zwei beschleunigte Projektilteilchen frontal aufeinander prallen. Im CERN wurden 1970 zwei Speicherringe für Protonen (ISR) in Betrieb genommen, in denen an mehreren Kreuzungspunkten die gegenläufigen Protonenstrahlen aufeinander treffen.

Experimente mit kollidierenden Teilchenstrahlen sind aber auch in einem einzigen Speicherring möglich, wenn man Teilchen und Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung in einem Magnetring gegeneinander umlaufen läßt. Dieses Konzept wird seit 1961 in Speicherringen für Elektronen und Positro-



Abbildung 1.1: Luftaufnahme der Hochenergie-Beschleunigeranlage im CERN (Genf) mit dem LHC Tunnel

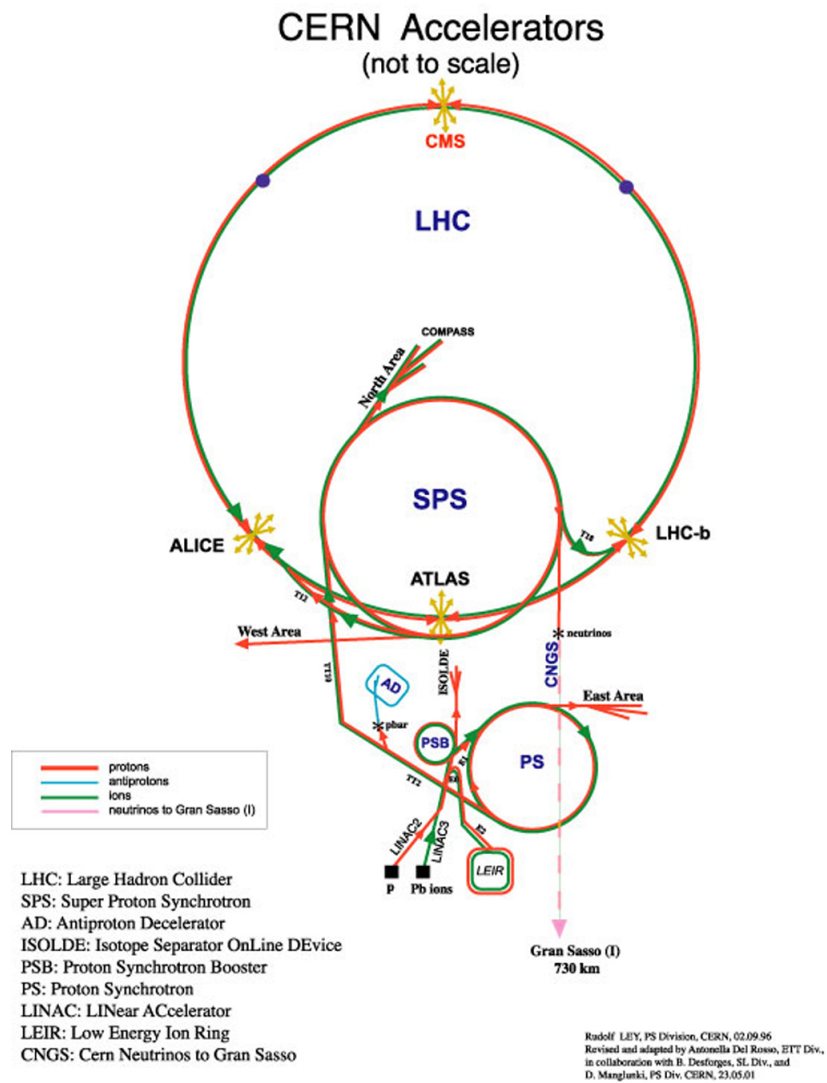


Abbildung 1.2: Skizze der CERN Beschleunigeranlagen.

nen angewandt.

Im SPS im CERN gelang es erstmals, in gleicher Weise Protonen und Antiprotonen frontal aufeinander prallen zu lassen. Damit konnte die im Stoßprozeß verfügbare Energie um den Faktor 30 auf 800 GeV gesteigert werden gegenüber 25 GeV, die beim Aufprall von 400 GeV Protonen auf ein stehendes Target freigesetzt werden.

Zur Handhabung der Antiprotonenstrahlen mußte die Strahlkühlung entwickelt werden. Mit diesem Verfahren wird ein Antiprotonenstrahl, der nach der Erzeugung in einem Target schlecht gebündelt ist, in einem besonderen kleinen Speicherring aufgesammelt und durch sogenannte Kühlverfahren auf einen kleinen Strahlquerschnitt konzentriert. Auf diese Weise gelang es, Antiprotonenstrahlen für die Speicherung in dem großen SPS-Ring aufzubereiten.

Auf dem Foto der Abb. 1.1 ist die Lage des neuen Beschleunigers LHC markiert. In einem unterirdischen Tunnel von 8.5 km Durchmesser wird bis 2005 der gegenwärtig aufwendigste und teuerste (3 Milliarden Schweizer Franken) Teilchenbeschleuniger aufgebaut, ein Collider für den Betrieb mit Protonen und Schwerionen für die Suche nach dem Higgs Teilchen und dem Studium heisser Kernmaterie. Durch den Einsatz supraleitender Magnete mit starken Magnetfeldern will man Energien bis zu 8000 GeV für zwei gegeneinander laufende Protonenstrahlen erreichen. Der LHC löst den ebenfalls aus supraleitenden Magnet aufgebauten Collider RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) am BNL/USA ab, der 1999 in Betrieb ging und z.Z. die leistungsfähigste Maschine für schwere Ionen ist.

Der Vergleich mit dem Gleichspannungsbeschleuniger von Cockcroft und Walton macht deutlich, in welcher erstaunlichen Weise sich die Technik der Teilchenbeschleunigung im Zeitraum von 50 Jahren entwickelt hat. Da man mit den Kosten für den LHC an eine Grenze gelangt ist, die sich kaum noch überschreiten läßt, werden neue Wege für die weitere Entwicklung von Beschleunigern für noch höhere Energien gesucht.

Neben den rasanten und extrem teuren Fortschritten auf dem Weg zu immer höheren Teilchenenergien gibt es auch auf dem Gebiet der Mittelenergiebeschleuniger wichtige Fortschritte hin zu höheren Strahlleistungen und Strahlströmen. Limitierende Faktoren sind dabei vor allem die erreichbaren Ströme aus den derzeit verfügbaren Ionenquellen sowie die unvermeidlichen Strahlverluste während der Beschleunigung.

Höchste Teilchenströme benötigt z.B. die Untersuchungen an exotischen Kernen. Die Produktion kurzlebiger, 'exotischen' Kernen durch Fragmentation erfordern Schwerionenstrahlen im Energiebereich bis zu 1 GeV/u (Energie pro Nukleon). Die Schwerionenbeschleunigeranlage GSI in Darmstadt kann bis zu 10^9 Uranionen pro Sekunde auf die Energie 1 GeV/u beschleunigen. Z.Z. wird die Optimierung der Anlage zu einigen 10^{10} betrieben. Für zukünft-

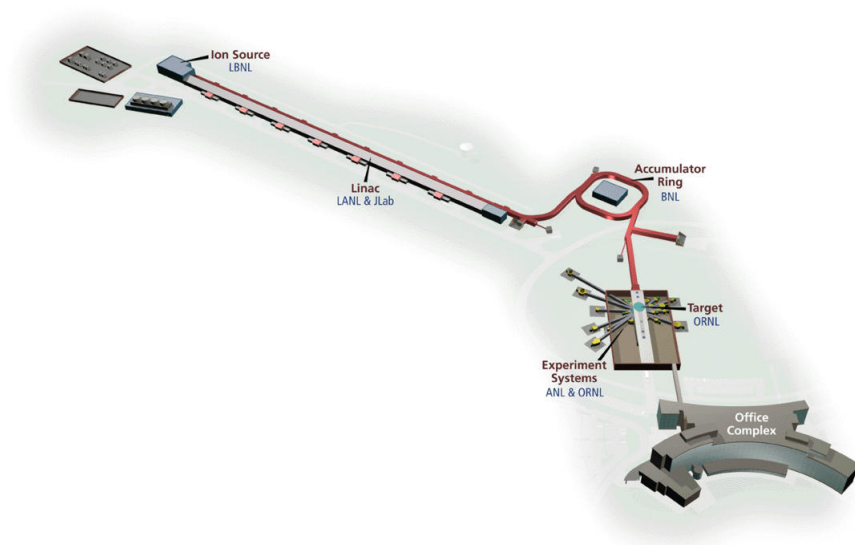


Abbildung 1.3: Schema der im Bau befindlichen Spallationsquelle in den USA/Oakridge.

tige Experimente mit exotischen Kernen werden sogar einige 10^{12} Uranionen pro Sekunde erforderlich sein. Dies entspricht einer Strahlleistung von etwa 100 kW.

Beschleunigeranlagen für Produktion von Neutronen ('Spallationsneutronenquellen') liefern schon heute 1 GeV Protonenstrahlen mit einer Durchschnittsleistung von 100 kW. Auf Grund des grossen Bedarfs an Neutronen z.B. für die Biologie oder Materialwissenschaft wird in den USA von mehreren Grossforschungseinrichtungen zusammen (Kosten etwa 1.5 Milliarden Dollar) eine neue Spallationsneutronenquelle (SNS) gebaut. Diese besteht aus einem 300 m langen Linearbeschleuniger und einem Speicherring mit 200 m Umfang (Abbildung 1.3). Die Anlage soll nach ihrer Fertigstellung 1 GeV Protonenstrahlen mit einer Strahlleistung auf dem Target von mehr als 1 MW liefern. Dies entspricht einer Teilchenzahl von 10^{16} Protonen pro Sekunde.

Wichtige Fortschritte wurden auch hinsichtlich der Präzision des Beschleunigungsprozesses erzielt, die z.B. für die zuverlässige Bestrahlung von Kopftumoren mit Protonen- oder Schwerionenstrahlen entscheidend ist. An der GSI wurden bereits mehr als 100 Tumorpatienten mit Kohlenstoffstrahlen behandelt. Eine spezielle Anlage zur Tumorthherapie mit Protonen und

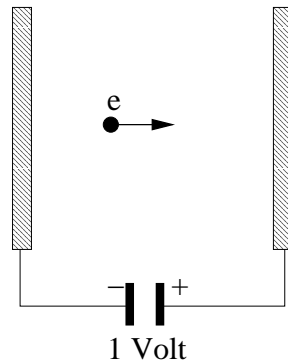


Abbildung 1.4: Zur Definition von 1 eV.

Kohlenstoffstrahlen wird z.Z. von der GSI und dem Krebsforschungszentrum Heidelberg geplant.

1.2 Beschleunigungsenergie

In der Physik wird üblicherweise die Energie durch die Einheit 1 Joule (1 J) definiert. Diese ist allerdings bei der quantitativen Beschreibung der Teilchenstrahlen nicht sehr handlich. Daher wird die Einheit 1 eV (Elektronenvolt) bevorzugt. Das ist die kinetische Energie, die ein Teilchen mit der Elementarladung $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz vom 1 V gewinnt (siehe Abbildung 1.4). Die Umrechnung lautet also $1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Im folgenden Abschnitt soll etwas ausführlicher diskutiert werden, für welche Energie ein Beschleuniger auszulegen ist. Die Wahl einer bestimmten Energie hängt natürlich von dem Zweck ab, für den ein Beschleuniger geplant werden soll.

Kernreaktionen werden gewöhnlich ausgelöst, indem man Atomkerne mit Protonen, Neutronen oder mit leichten Atomkernen beschießt. Neutronen besitzen keine elektrische Ladung und können daher in Beschleunigern nicht benutzt werden. Protonen und Atomkerne sind positiv geladen und stoßen einander ab. Die Energie der beschleunigten Teilchen muß hoch genug sein, um diese Abstoßung überwinden zu können. Anderenfalls kämen Projektil- und Targetkern nicht in Berührung, und die Kerne könnten nicht miteinander reagieren.

Die Energie, die ein Projektil benötigt, um in einen Targetkern einzudringen, kann man leicht abschätzen. Diese Energie darf nicht kleiner sein als die

Energie der gegenseitigen elektrostatischen Abstoßung

$$U_{\min} = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R}. \quad (1.1)$$

Hier bezeichnen Q_1 und Q_2 die Kernladungen des Projektil- und des Targetkerns und Z_1 und Z_2 die Ordnungszahlen der beiden Atome, also deren Kernladung in Einheiten der Elementarladung e . Die Größe R ist der Kernabstand (beim Kontakt der Kernoberflächen ist das die Summe der beiden Kernradien) und ϵ_0 steht für die elektrische Feldkonstante.

Den Radius eines Kerns kann man mit Hilfe der Formel

$$R = 1.3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ [m]}$$

abschätzen, wobei A die Massenzahl des betrachteten Kerns ist, also die Anzahl von Protonen und Neutronen im Atomkern.

Auf diese Weise kann man beispielsweise für das Zinnisotop $^{118}_{50}\text{Sn}$ als Targetmaterial zunächst den Kernradius zu

$$R_{\text{Sn}} = 1.3 \times 10^{-15} \times (118)^{1/3} = 6.4 \times 10^{-15} \text{ m}$$

berechnen. Setzt man außerdem in (1.1) die Werte

$$e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}, \quad \epsilon_0 = 8.8 \times 10^{-12} \text{ F/m}, \quad Z_2 = 50$$

ein und beachtet zudem (??) für die Umrechnung von Joule in eV, so ergibt sich

$$U_{\min} = \frac{Z_1 \cdot 50 \cdot (1.6 \times 10^{-19})^2}{4\pi \cdot 8.8 \times 10^{-12} \cdot 6.40 \times 10^{-15}} \cdot \frac{1 \text{ eV}}{1.6 \times 10^{-19}} = 11.2 Z_1 \text{ [MeV]},$$

wobei als Kernabstand beim Stoß nur R_{Sn} angenommen wurde. Diese Abschätzung zeigt, daß für die Untersuchung von Atomkernen Protonen mit einer Energie im MeV-Bereich benötigt werden. Verwendet man als Projektile Teilchen mit $Z_1 > 1$, so ist die erforderliche Energie noch höher.

Die durchgeführten Abschätzungen müssen noch in zweierlei Hinsicht ergänzt werden. Zunächst wurde nur die minimale Energie bestimmt, die notwendig ist, um zwei Kerne so nah aneinander zu bringen, daß die starken, aber kurzreichweitigen Kernkräfte zwischen den Kernbausteinen Protonen und Neutronen wirksam werden und Kernreaktionen auslösen können. Zur Untersuchung der Eigenschaften von Atomkernen benötigt man aber gewöhnlich eine zusätzliche Energie, die recht groß sein kann. So erfordert das Studium von angeregten Energiezuständen in einem Atomkern mindestens soviel

zusätzliche Energie, daß dieser Zustand angeregt werden kann. Die Anregungsenergien liegen bei Kernen im Bereich von einigen hundert keV bis zu einigen MeV. Bei noch höheren Energien (etwa ab 8 MeV) wird es möglich, ein Neutron aus dem Kern zu entfernen. Dadurch werden neue Arten von Kernreaktionen möglich. Es geht hierbei immer um die zusätzliche Energie, die man zur Energie der elektrostatischen Abstoßung hinzufügen muß. Für eine effektive Untersuchung von Kernreaktionen benötigt man einige zehn MeV. Bei noch höheren Energien besteht die Möglichkeit, mehrere Neutronen oder Protonen aus dem Kernverband zu entfernen oder sogar den Kern vollständig in seine Bausteine zu zerlegen. Solche Reaktionen sind ebenfalls aus wissenschaftlicher und praktischer Sicht von großem Interesse.

Außerdem ist die folgende Überlegung zu beachten. Beim Stoß eines Projektilkerns auf einen Targetkern bewegt sich der Schwerpunkt dieses Systems im Laborkoordinatensystem. Ein Teil der Energie des Projektils steckt in der Schwerpunktbewegung. Die potentielle Energie beim Kontakt von Projektil- und Targetkern nach (1.1) und die Schwerpunktenergie ergeben zusammen die erforderliche Projektilenergie. Die Situation ist ähnlich wie bei zwei Autos, die in einem Unfall zusammenstoßen. Wenn beide Autos mit einer gegebenen Geschwindigkeit (z.B. 60 und 65 km/h) frontal zusammenstoßen, ist der Schaden viel größer, als wenn sie sich bei einer Fahrt in gleicher Richtung nur leicht berühren. In beiden Fällen ist jedoch die Summe der kinetischen Energien beider Autos dieselbe. Im ersten Fall bewegt sich der Massenschwerpunkt beider Autos beinahe überhaupt nicht, und ihre kinetische Energie steckt fast vollständig in ihrer Bewegung relativ zueinander. Der größte Teil der Energie wird also im Stoß frei. Im zweiten Fall ist dagegen die Relativbewegung der Autos ziemlich unbedeutend. Fast die gesamte kinetische Energie hängt mit der Bewegung des Massenschwerpunkts beider Autos in dem Koordinatensystem zusammen, das mit der Erde verbunden ist. Diese Energie kann unter bestimmten Bedingungen sehr wichtig sein (z.B. wenn eines der Autos gegen einen Stein auf der Fahrbahn fährt), beim Zusammenstoß beider Autos spielt dieser Teil der Energie jedoch keine Rolle. Man kann zusammenfassend sagen, daß es für die Bestimmung der Stärke und des Ergebnisses eines Stoßes wichtig ist, über welche Energie die Teilchen in dem Koordinatensystem verfügen, in dem sich ihr gemeinsamer Massenschwerpunkt in der Ruhelage befindet.

Diese Stoßenergie im Schwerpunktsystem soll nun für den Fall berechnet werden, daß ein Projektil mit der Masse m_1 und der Geschwindigkeit v_1 mit einem Target der Masse m_2 zusammenstößt, das sich vor dem Stoß nicht bewegt, d.h. in Ruhe befindet. In nichtrelativistischer Näherung bewegt sich

der Schwerpunkt beider Teilchen mit der Geschwindigkeit

$$v_S = \frac{m_1 v_1}{m_1 + m_2}.$$

Im Koordinatensystem, das fest mit dem Schwerpunkt verbunden ist, hat das erste Teilchen die Geschwindigkeit $v_1 - v_S$ und das zweite die Geschwindigkeit $-v_S$. Die Summe der kinetischen Energie beider Teilchen ist in diesem Schwerpunktsystem gleich

$$T_S = \frac{m_1}{2}(v_1 - v_S)^2 + \frac{m_2}{2}(v_S)^2.$$

Setzt man in diesen Ausdruck den Wert für v_S ein, so erhält man nach einigen einfachen Umformungen

$$T_S = \frac{m_1 v_1^2}{2} \cdot \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (\text{nichtrelativistischer Fall}). \quad (1.2)$$

Formel (1.2) zeigt, daß die Stoßenergie im Schwerpunktsystem immer kleiner ist als die Energie des einlaufenden Teilchens: ihr Verhältnis ist gleich $m_2/(m_1 + m_2)$. Für ein leichtes Projektilteilchen und ein schweres Targetteilchen ($m_1 \ll m_2$) hat dieses Verhältnis einen Wert von fast Eins, bei gleichen Massen erhält man 1/2 und für ein schweres Projektilteilchen und ein leichtes Targetteilchen ergibt sich umgekehrt ein Wert, der sehr viel kleiner als Eins sein kann. Berücksichtigt man bei hohen Energien die relativistischen Effekte, so verschlechtert sich die Situation noch. Bei einer Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit wird die Masse eines Teilchen viel größer als seine Ruhemasse und das Projektilteilchen wird massiver, während die Masse des ruhenden Targetkerns unverändert bleibt.

Die vorangehenden Überlegungen sind wichtig für die genaue Festlegung der Energie, die man bei der einen oder anderen Untersuchung von Kernreaktionen benötigt. Mit diesen Korrekturen ändert sich aber kaum die Größenordnung der erforderlichen Projektilenergie. Man kann daher zusammenfassend sagen, daß für das Studium von Kernreaktionen Beschleuniger erforderlich sind, in denen Protonen auf Energiewerte von einigen 10 MeV oder wenigstens von einigen MeV und schwerere Projektilkerne auf entsprechende Energien pro Nukleon im Projektilteilchen gebracht werden können.

Schließlich soll noch diskutiert werden, für welche Energien Beschleuniger auszulegen sind, die zur Produktion und Untersuchung von Elementarteilchen dienen. Die Energie, die zur Erzeugung eines Teilchens der Masse m erforderlich ist, wird durch die Einstein'sche Formel

$$E = mc^2 \quad (1.3)$$

bestimmt. Diese Ruheenergie beträgt für Elektronen 0.51 MeV, für Pionen 140 MeV, für Protonen 938 MeV und sie ist noch größer für Hyperonen und andere der in den letzten Jahren entdeckten Teilchen.

Zudem muß natürlich auch für die Hochenergiebeschleuniger der Unterschied zwischen Stoßenergie, also der im Schwerpunktsystem der stoßenden Teilchen freiwerdenden Energie, und der Energie der Projektilteilchen im Laborsystem beachtet werden.

Die grundlegenden Erhaltungssätze, die in der Elementarteilchenphysik beobachtet wurden, führen schließlich dazu, daß die erforderliche Energie für die Erzeugung von Elementarteilchen gewöhnlich erheblich größer ist als der durch die Einstein'sche Formel gegebene Wert.

Diese Überlegungen sollen anhand von zwei Beispielen erläutert werden. Für die Erzeugung von Antiprotonen muß die Ruheenergie eines Antiprotons, also 0.938 GeV aufgebracht werden. Die Erhaltung der Baryonenzahl erfordert, daß mit jedem Antiproton ein normales schweres Teilchen (ein Baryon), gewöhnlich ein Proton erzeugt wird. Beim Stoß eines beschleunigten Protons auf ein Targetproton müssen im Schwerpunktsystem demnach zunächst 2 mal 0.938 GeV verfügbar sein. Als Projektilenergie sind dann nach (1.2) in nichtrelativistischer Rechnung 4 mal 0.938 GeV erforderlich. Diese Energie ist bereits groß gegenüber der Ruheenergie des Protons, so daß für eine genaue Abschätzung der erforderlichen Energie relativistisch gerechnet werden muß. Diese Rechnung ergibt als Mindestenergie 5.6 GeV. Mit Hilfe des Bevatron-Beschleunigers in Berkeley (USA) gelang es 1955 tatsächlich Antiprotonen nachzuweisen, indem man Protonenstrahlen mit Energien von 4.2 GeV bis 6.2 GeV auf ein Kupfertarget treffen ließ. Da die im Kupfer gebundenen Protonen Energien bis zu 25 MeV aufweisen, erniedrigt sich beim Stoß eines Projektilprotons mit einem entgegenlaufenden Targetproton von 25 MeV die Mindestenergie auf 4.3 GeV. Entsprechend wurden auch bei einer Strahlenergie von 4.2 GeV bereits Antiprotonen nachgewiesen.

Seit 1980 werden Antiprotonen in großer Zahl für Hochenergieexperimente erzeugt. Beim Stoß von 270 GeV Protonen mit 270 GeV Antiprotonen wurden am SPS-Beschleuniger im CERN 1982 erstmals die gegenwärtig schwersten bekannten Elementarteilchen, die W^+ , W^- und Z^0 Vektorbosonen mit Massen von 82 GeV bzw. 93 GeV nachgewiesen. Diese Teilchen spielen für die sogenannte schwache Wechselwirkung, die unter anderem den radioaktiven β -Zerfall in Atomkernen bewirkt, eine vergleichbare Rolle wie die Photonen für die elektromagnetische Wechselwirkung. Eine wichtige Aufgabe des neuen LHC im CERN wird die Suche nach dem Higgsboson sein. Experimente am mittlerweile abgebauten LEP Beschleuniger ergaben eine untere Grenze von 114 GeV für die Masse des Higgs.

Kapitel 2

Ionenquellen

2.1 Vorbemerkungen

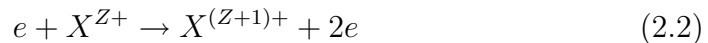
Ionenquellen werden in einer Vielzahl von Forschungsgebieten und Anwendungen eingesetzt wie z.B. Massenseparation, Ionenimplantation, Fusionsforschung, neue Antriebe für die Raumfahrt, Atomphysik sowie in Beschleunigern für die Kern- und Elementarteilchenphysik. Man unterscheidet im wesentlichen Quellen für sehr hochgeladene Ionen, Hochstromquellen für niedrig geladene Ionen sowie Quellen für negative Ionen. Für Beschleunigeranwendungen wird unterschieden zwischen gepulsten Quellen, z.B. für Synchrotrons, und Quellen im Dauerbetrieb. Das Problem der Extraktion und des Strahltransportes ist ähnlich für alle Quellentypen. Das Problem der Ionen-erzeugung im Quellplasma auf der anderen Seite ist stark abhängig vom Quellentyp und ist eher im Bereich der Plasmaphysik anzusiedeln, bekannt für ihre Komplexität und empirischen Gesetze.

2.2 Atomphysikalische Grundlagen

Positive Ionen können durch Stöße mit energetischen Elektronen erzeugt werden. Der zugrundeliegende Prozess lautet:



oder im Falle mehrfach geladener Ionen



vorausgesetzt Mehrfachprozesse können vernachlässigt werden. X^{Z+} steht hier für den Ladungszustand Z des Ion X . Die kinetische Energie W_e des

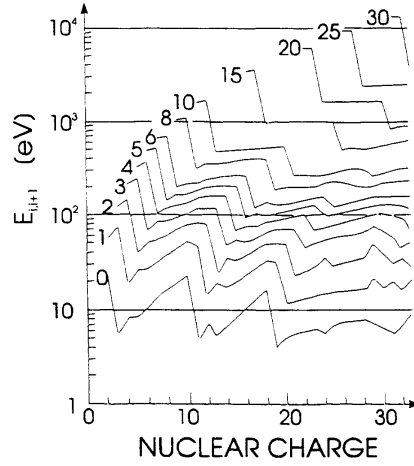


Abbildung 2.1: Ionisationsenergien $W_{Z,Z+1}$ als Funktion der Kernladung.

Elektrons e muss mindestens die Ionisationsenergie $W_{Z,Z+1}$ besitzen. Abbildung 2.1 zeigt die Ionisationsenergie als Funktion der Kernladung für verschiedene Ladungszustände. Die Ionisationsquerschnitte als Funktion der Elektronenenergie am Beispiel Ar sind in Abbildung 2.2 zu sehen. Die Querschnitte steigen für einen gegebenen Ladungszustand steil an und erreichen ihr Maximum bei etwa der dreifachen Ionisationsenergie. Mit zunehmender Ladungszahl nehmen die Querschnitte ab. Für hohe Produktionsausbeuten muss die Elektronenenergie etwas das dreifache der Ionisationsenergie des gewünschten Ladungszustandes sein. Für einfach geladene Ionen bedeutet dies z.B. 10-40 eV, einige 100 eV für mehrfach geladene Ionen und Energien im keV Bereich für hoch geladene Ionen.

Die notwendige Zeit zum Erreichen des gewünschten Ladungszustandes hängt vom Querschnitt und von der Elektronendichte ab. Die Ionisation konkurriert mit Verlustprozessen oder Umladungsprozessen mit Neutralen. Die zeitliche Entwicklung der Ladungszustandsverteilung im Plasma kann durch die folgenden stark vereinfachten Gleichungen beschrieben werden

$$\frac{dn_0}{dt} = -n_0 \sigma_{0,1} j_e \quad (2.3)$$

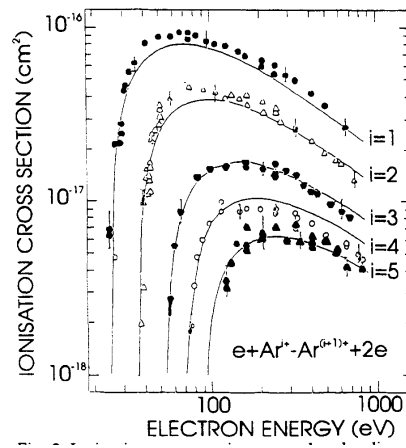


Abbildung 2.2: Ionisationsquerschnitte $\sigma_{Z,Z+1}$ als Funktion der Elektronenenergie am Beispiel Ar.

und

$$\frac{dn_Z}{dt} = n_{Z-1}\sigma_{Z-1,Z}j_e - n_Z\sigma_{Z,Z+1}j_e - \frac{n_Z}{\tau_{rec}(q)} \quad (2.4)$$

mit der Ionendichte n_Z im Ladungszustand Z , den Ionisationsquerschnitten σ , der Elektronenstromdichte j_e und der Lebensdauer τ_{rec} des Ladungszustandes q (ohne Ionisation). Als grobe Regel gilt, dass hohes j_e und n_0 zu hohen Ionenströmen führen, aber nicht zu hohen Ladungszuständen auf Grund des niedrigen τ_{rec} . Zur Generierung hoher Ladungszustände wird eine hohe Elektronenenergie, ein niedriger Plasmadruck und lange Plasmaeinschlusszeiten benötigt.

2.3 Magnetischer Plasmaeinschluss

Auf geladene Teilchen (Ladung q) in einem konstanten und homogenen Magnetfeld wirkt die transversale Kraft $F = qv_{\perp}B$. Die Teilchen 'kleben' an den Magnetfeldlinien um welche sie kreisen. Der Radius dieser Kreisbewegung ist durch den Larmorradius (auch Zyklotronradius oder Gyroradius genannt) bestimmt

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (2.5)$$

Für Elektronen erhält man die handliche Beziehung

$$r_e = 0.0035 \frac{\sqrt{W_e[eV]}}{B[T]} \text{ mm} \quad (2.6)$$

mit der transversalen Energie W_e . Die Kreisfrequenz dieser Bewegung wird als Zyklotronfrequenz bezeichnet und lautet

$$\omega_c = \frac{qB}{m} = 2\pi f_c \quad (2.7)$$

und in handlicher Form für Elektronen

$$f_{ce} = 0.28B[T] \text{ GHz} \quad (2.8)$$

Die Kreisbewegung des geladenen Teilchens generiert einen elektrischen Strom, dieser erzeugt ein magnetisches Dipolmoment $\mu = IA$ ($A = \pi r_L^2$). Bei diesem handelt es sich um eine adiabatische Invariante, d.h. eine Konstante der Bewegung in schwach inhomogenen oder zeitlich langsam veränderlichen Magnetfeldern

$$\mu = (qf_c)(\pi\rho_L^2) = \frac{W_{\perp}}{B} = \text{inv.}, \quad \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial s} \ll \omega_c \quad (2.9)$$

Die Invarianz des magnetischen Moments ermöglicht z.B. den Einschluss geladener Teilchen in magnetischen Flaschen, die oft auch einfache Spiegelkonfigurationen genannt werden. Eine magnetische Flasche besteht aus zwei 'magnetischen Wällen' zwischen denen die Teilchen gefangen sind (Abbildung). Die totale Energy eines Teilchens W_0 ist konstant

$$W_0 = W_{\parallel} + W_{\perp} = W_{\parallel}(z) - \mu B(z) \quad (2.10)$$

wird nun das Magnetfeld an einer Stelle z ausreichend gross, so dass $B(z) = W_0/\mu$, dann folgt $W_{\parallel}(z) = mv_{\parallel}^2/2 = 0$ und so $v_{\parallel} = 0$. Das Teilchen wird gestoppt und reflektiert. Die Einfangbedingung lautet

$$B_{\max} \gtrsim W_0/\mu \gtrsim B_{\min} \quad (2.11)$$

Teilchen die dieses Kriterium nicht erfüllen bilden den sogenannten Verlustkonus im $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ Raum.

Teilcheneinschluss und Plasmaeinschluss sind nicht synonym und dürfen nicht verwechselt werden. Die Eigenschaft einer Magnetfeldkonfiguration individuelle geladene Teilchen gefangen zu halten bedeutet nicht, dass ein thermisches Plasma stabil eingeschlossen werden kann. Kollektives Verhalten, charakterisiert z.B. durch die Elektronenplasmafrequenz

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

oder

$$\omega_{pe} = 56.4 \sqrt{n_e} \text{ rad s}^{-1}, \quad (2.13)$$

kann Plasmaflüsse quer zu den magnetischen Feldlinien ermöglichen. Die Selbstfelder des Plasmas, generiert speziell durch die heisseren Elektronen, verändern das Magnetfeld. In der einfachen magnetischen Flaschenkonfiguration lassen sich nur geringe Plasmaeinschlussparameter $\beta = nk_B T / (B^2 \mu_0)$ (Verhältnis des thermischen Plasmadrucks zu magnetischen Druck) erreichen. Optimierte sogenannte min- B Spiegelkonfigurationen (auch Mehrfachspiegelkonfigurationen genannt) ermöglichen ein β von nahezu eins. In der Literatur findet man die stark vereinfachte Beziehung

$$\tau_{conf} \sim \tau_{coll} \ln \left(\frac{B_{\max}}{B_{\min}} \right) \quad (2.14)$$

für die erreichbare Einschlusszeit. τ_{coll} steht hier nicht nur für die typischen Zweiteilchenstosszeiten in einem Plasma sondern auch z.B. für Stösse zwischen Teilchen und Plasmawellen in einem turbulenten Plasma durch die

Teilchen in den Verlustkonus gestreut werden können. Für typische Ionenquellenplasmen in einfachen magnetischen Flaschen werden nur kurze Plasmaeinschlusszeiten von $\tau_i \sim \tau_e \lesssim 10^{-5}$ s erzielt, während in optimierten *min - B* Konfiguration Einschlusszeiten von bis zu 10^{-3} s erreicht werden. Der Zusammenbruch des magnetischen Einschlusses zwischen Spiegeln tritt ein für Plasmadichten $\omega_{pe} > \omega_{ce}$, d.h. der Einschluss sogenannter überdichter Plasmen ist nicht effizient möglich.

2.4 Elektron-Zyklotron-Resonanz Quellen

In Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) Ionenquellen werden die in einer magnetischen Spiegelkonfiguration gefangenen Plasmaelektronen durch eine HF Welle geheizt (siehe Abbildung 2.3). Die Heizung erfolgt entlang der Fläche auf der die Frequenz der eingekoppelten HF Welle der Zyklotronfrequenz der Plasmaelektronen entspricht

$$\omega_{HF} = \frac{eB}{m_e} = \omega_{ce} \quad (2.15)$$

Die Absorption der HF Leistung durch die Plasmaelektronen, d.h. die Umwandlung kohärenter Energie in eine 'Elektronentemperatur' ist ein 'stossfreier' Prozess, da in typischen EZR Plasmen die Stossfrequenz der Elektronen mit den Plasmaionen klein ist

$$\nu_{coll} \ll \omega_{RF} \quad (2.16)$$

Man nimmt daher an, dass die Absorption durch kollektive Plasmaprozesse, wie z.B. Stöße der Elektronen mit Plasmawellen, erfolgen muss. Abbildung 2.4 zeigt den Querschnitt der am LBNL ingesetzten EZR Ionenquelle. Abbildung 2.5 zeigt das Plasma in der *min - B* Feldkonfiguration der Quelle.

Diese EZR Quelle ist optimiert für die Produktion hoch geladener Ionen. Das maximale magnetische Feldstärke auf der Achse beträgt 1.7 T bzw. 1.1 T in den Injektions und Extraktionsbereichen. Die Plasmakammer ist 30 cm lang mit einem inneren Durchmesser von 7.6 cm. Die Plasmaheizung erfolgt durch HF Wellen der Frequenzen 10 und 14 GHz, welche durch drei Wellenleiter eingekoppelt werden. Das Arbeitsgas wird axial durch einen der drei Wellenleiter in die Kammer geblasen. Mit dieser Quelle wurden folgende maximale elektrische Ionenströme erzielt: 85 μA Bi²⁵⁺, 1 μA Bi⁴⁷⁺, 25 μA U³¹⁺ und 0.5 μA U⁵⁰⁺. Aktuelle Forschungs- und Entwicklungsarbeiten an EZR Quellen betreffen z.B. dem Einsatz supraleitender Magnet für höhere Magnetfeldstärken.

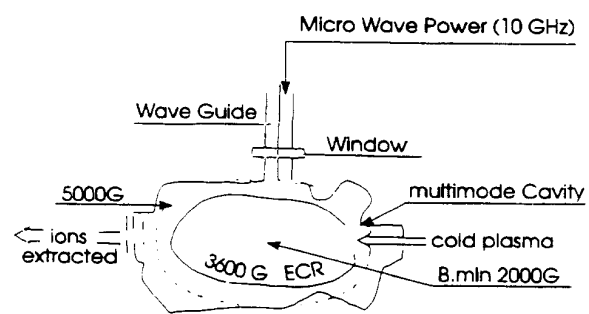


Abbildung 2.3: Schema einer ECR Ionenquelle.

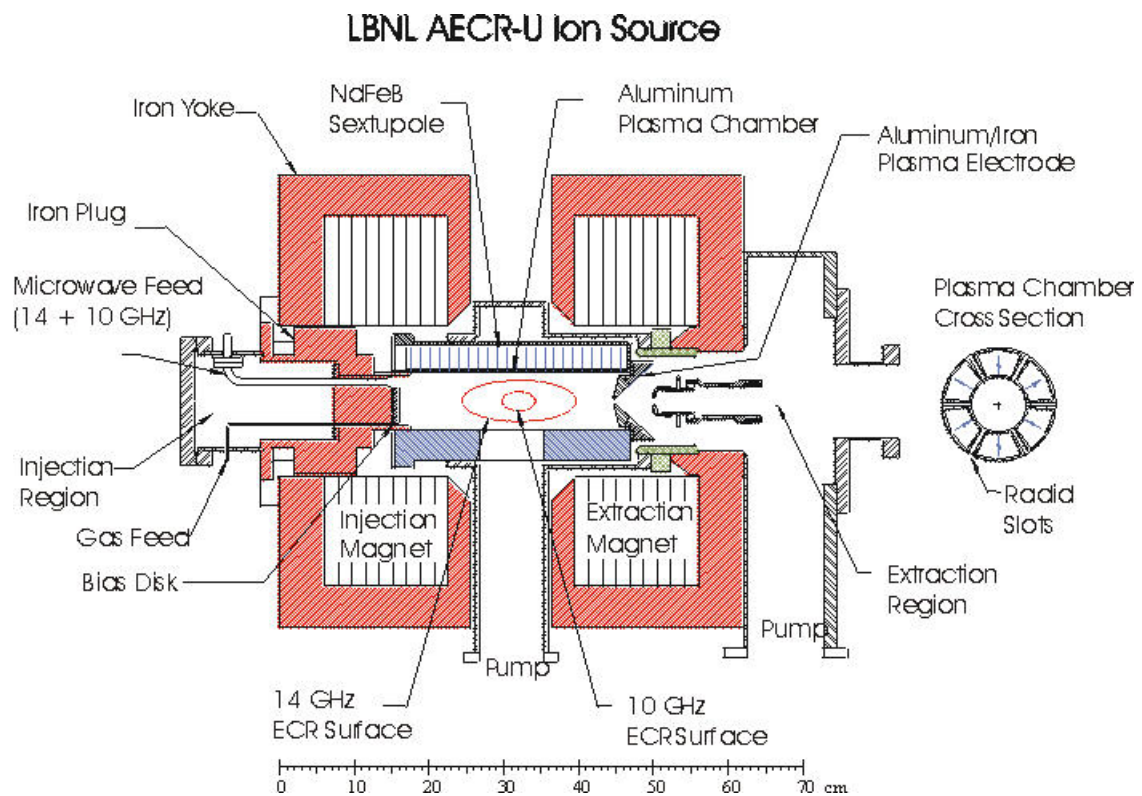


Abbildung 2.4: Querschnitt der LBNL AECR-U Ionenquelle. Nur einer der drei Wellenleiter ist gezeigt. Auf der rechten Seite ist der Querschnitt der Aluminiumplasmakammer zu sehen.

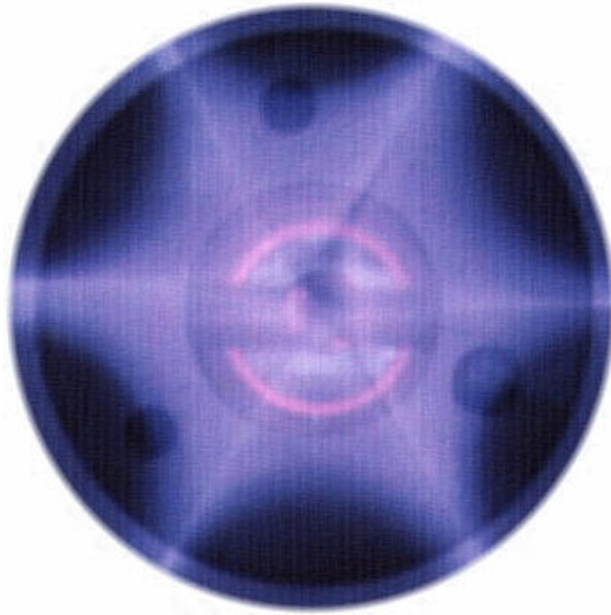


Abbildung 2.5: Plasma in der in der *min* – *B* Feldkonfiguration einer EZR Quelle.

2.5 Laserionenquellen

Einen ganz anderen Weg zur Erzeugung grosser Ausbeuten an hochgeladenen Ionen geht man bei den Laserionenquellen (LIQ). Ein leistungsfähiger Laser (z.B. CO₂, 100 J) mit einer Pulslänge von einigen ns und einer Wiederholfrequenz von etwa 1 Hz erzeugt hier ein expandierendes Oberflächenplasma aus unterschiedlichen Ladungszuständen und Elektronen. Je nach Ladungszustand besitzen die Ionen verschiedene Geschwindigkeiten, dies bewirkt eine von der Driftlänge abhängige Ladungsseparation. Die Pulslänge der expandierenden Ionen hängt von der Länge der Driftstrecke ab. Ziel der Entwicklung z.B. am CERN ist die Erzeugung einer Pulslänge von einigen μ s mit $1.5 \cdot 10^{10}$ Pb²⁵⁺ Ionen für die nachfolgende Beschleunigung in der *Pb* LHC Kette (siehe auch Abbildung 2.6). Eine leistungsfähige LIQ (CO₂, 10 J, 1 Hz) im Beschleunigerbetrieb existiert bereits seit 1983 in Dubna. Aus dieser Quelle wurden z.B. $1.5 \cdot 10^{10}$ C⁶⁺ beschleunigt. Die Pulslänge aus einer LIQ wird durch die Umlaufzeit in dem nachfolgenden Synchrotron bestimmt. Die LIQ soll so die komfortable Füllung eines Synchrotrons innerhalb eines Umlaufs ermöglichen.

Die Heizung der Plasmaelektronen, d.h. die Generierung der hohen Ladungszustände im Plasma erfolgt bei LIQ durch den Prozess der inversen

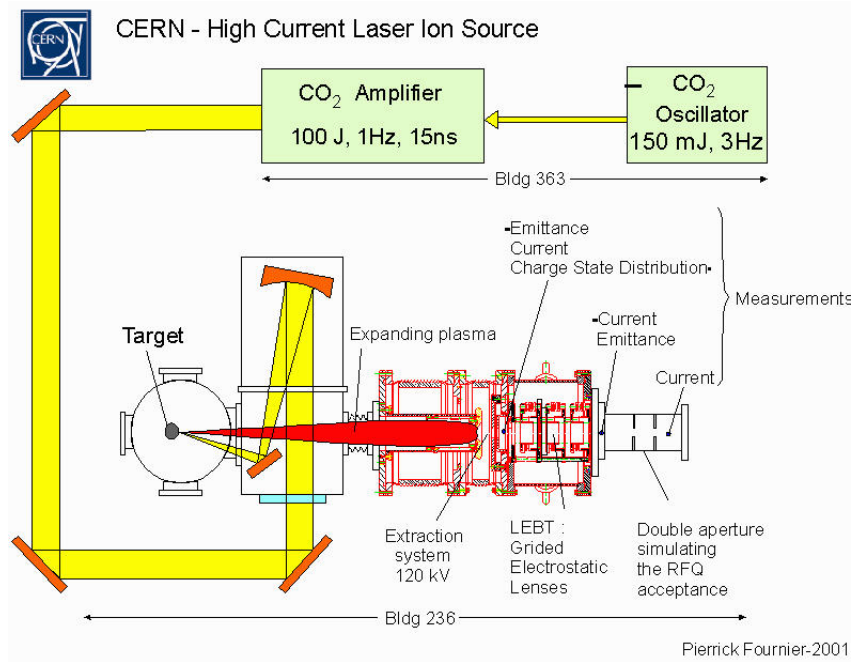


Abbildung 2.6: Schema der geplanten CERN Laserionenquelle.

Bremsstrahlungsabsorption. Anders als im Falle der EZR Plasmen sind die dichten Laserplasmen nicht stossfrei. Die im Laserfeld schwingenden Elektronen können ihre kohärente Oszillationsenergie durch Stösse mit den Plasmaionen in thermische Energie umwandeln: Die Elektronen schwingen im Laserfeld E_L mit der Geschwindigkeit $v_e = eE_L/(m_e\omega_L)$. Die Umwandlung der kohärenten Schwingungsenergie $E_e^{koh} = m_e v_e^2/2$ in thermische Energie $E_e^{th} = 3mk_B T_e/2$ erfolgt durch Stösse zwischen Elektronen und Ionen mit der Stossfrequenz ν_{ei}

$$\frac{dE_e^{th}}{dt} = \nu_{ei} E_e^{koh} \quad (2.17)$$

Mit steigender Laserleistung kann aber davon ausgegangen werden, dass auch sogenannte anormale, d.h. kollektive, Laserabsorptionsmechanismen eine wichtige Rolle spielen.

2.6 Strahlextraktion und Vorbeschleunigung

Durch anlegen einer Potentialdifferenz werden die Ionen aus dem Quellenplasma extrahiert. Der im Potential beschleunigte Ionenstrahl gelangt durch eine Blende in der Extraktionselektrode in die Vakuumdriftröhre (siehe Abbildung

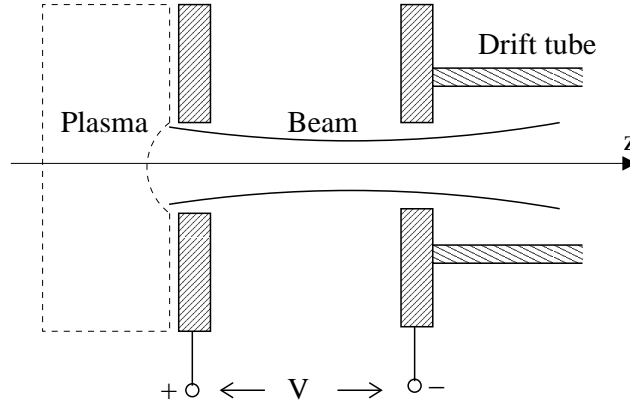


Abbildung 2.7: Einfaches Schema der Strahlextraktion aus einem Quellenplasma.

2.7). Die emittierende Plasmaoberfläche ist nicht konstant, sondern besitzt eine konkave Oberfläche ('Plasmameniskus') deren Form von der Plasmadichte und vom elektrischen Beschleunigungsfeld abhängt. Der maximale Ionenstrom als Funktion der angelegten Spannung wird limitiert durch das elektrische Selbstfeld des Ionenstrahls. Dieser raumladungslimitierte Strom wird durch das Child-Langmuir Gesetz beschrieben, dass im Folgenden hergeleitet wird. Wir nehmen dazu vereinfachend an, dass die Ionen mit vernachlässigbarer Geschwindigkeit ($\mathbf{v}_0 = 0$) aus einer planaren Plasmaoberfläche austreten (d.h. sie folgen einer geraden Bahn entlang der z -Achse). Wir suchen eine stationäre, selbstkonsistente Lösung ($\partial/\partial t = 0$). Das elektrostatische Potential $\phi(z)$ entlang der z -Achse wird aus die Poissongleichung bestimmt, mit der Ladungsdichte $\rho = qn_i$ des Ionenstrahls als Quellterm und den Randbedingungen $\phi(z = 0) = 0$ and $\phi(z = d) = -V_0$. Die Beziehung zwischen ρ , der Stromdichte j_z und der Ionengeschwindigkeit v folgt aus der Kontinuitätsgleichung ($\partial j_z / (\partial z) = 0$ oder $j_z = \rho v = \text{const}$). Die Bewegungsgleichung stellt den Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit und dem Potential her. Folglich haben wir die drei Gleichungen:

$$\nabla^2 \phi = \frac{d^2 \phi}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{Poissongleichung}) \quad (2.18)$$

$$j_z = \rho v = \text{const} \quad (\text{Kontinuitätsgleichung}) \quad (2.19)$$

$$\frac{m}{2} \dot{z}^2 = -q\phi(z) \quad (\text{Bewegungsgleichung}) \quad (2.20)$$

Substitution führt auf

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = \frac{j_z}{\epsilon_0 (2q/m)^{1/2}} \frac{1}{V^{1/2}}$$

Nach Multiplikation mit dV/dz und Integration folgt

$$\left(\frac{dV}{dz}\right)^2 = \frac{4j_z}{\epsilon_0(2q/m)^{1/2}} V^{1/2} + C$$

Für $V(z=0) = 0$ und $dV/dz = 0$ an der Stelle $z = 0$ erhalten wir $C = 0$. Die weitere Integration liefert

$$\frac{4}{3} V^{4/3} = 2 \left(\frac{j_z}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \left(\frac{2q}{m}\right)^{-1/4} z$$

und mit $V(z=d) = V_0$

$$V(z) = V_0 \left(\frac{z}{d}\right)^{4/3}$$

mit der Beziehung

$$j_z = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2q}{m}\right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad [\text{A/m}^2]$$

Für den raumladungslimitierten Ionenstrom der aus einer Öffnung mit dem Radius $r_s = d$ extrahiert werden kann ($I = j_z \pi r_s^2$) folgt damit

$$I = \left(\frac{0.7Z}{A}\right)^{1/2} V_0^{3/2} [\text{kV}] \quad [\text{mA}] \quad (2.21)$$

Der tatsächlich extrahierte Strom bleibt meist wesentlich unter diesem Limit. Quellen für hochgeladene Ionen z.B. werden eher durch das geringe Ionenangebot limitiert während Spannungüberschläge eine Strombeschränkung für Hochstromquellen darstellen. Die Beschleunigung nach der Extraktion erfolgt durch sogenannte Potentialbeschleuniger. Zu einem Potentialbeschleuniger gehören als die wichtigsten Komponenten einmal das Beschleunigungsrohr, in dem die Teilchen durch die anliegende Spannung beschleunigt werden, und dann ein Hochspannungsgenerator, mit dem die erforderliche Beschleunigungsspannung erzeugt werden kann. Als Beispiel betrachten wir hier die elektrostatische Vorbeschleunigung von Protonen mit 700 kV für die FNAL Beschleunigerkette mittels eines sogenannten Cockcroft-Walton Beschleunigungsrohres (siehe Abbildung 2.8). D.h. die Protonen erreichen in dem Rohr eine kinetische Energie von 700 keV.

2.7 Strahlqualität und Strahlemittanz

Nehmen wir an, dass die Ionen im Quellenplasma eine Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Temperatur T besitzen

$$f(\mathbf{v}) = f_0 \exp\left(-\frac{m|\mathbf{v}|^2}{2k_B T}\right)$$

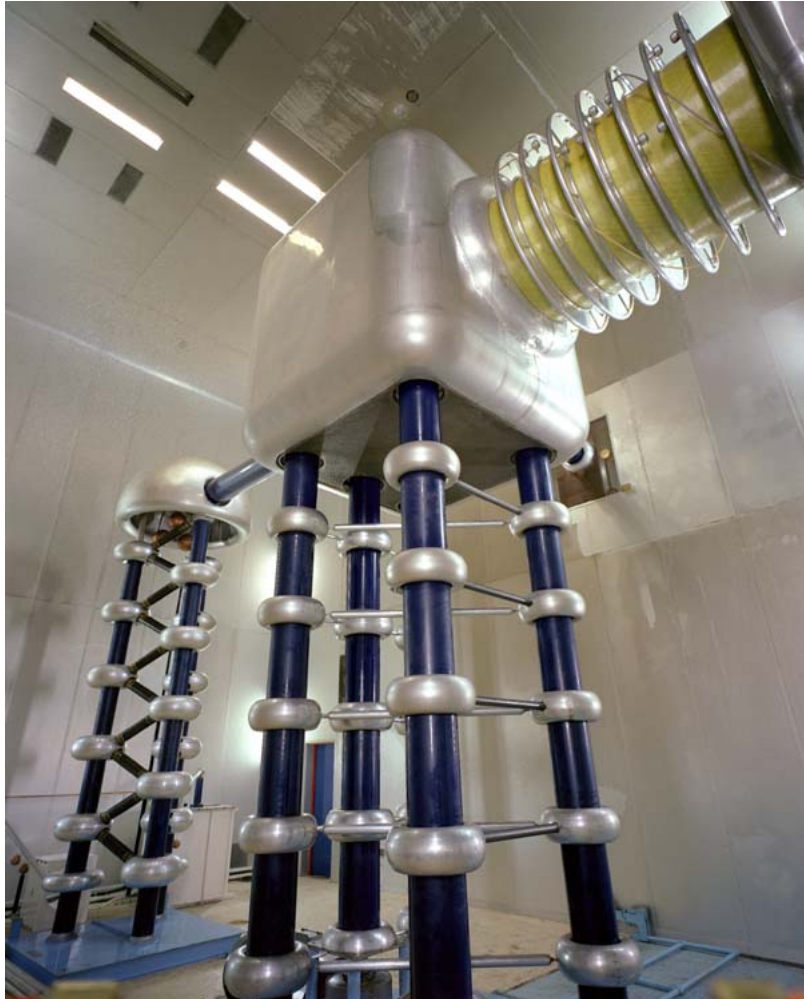


Abbildung 2.8: FNAL Cockcroft-Walton Beschleunigungsrohr für 700 kV.

D.h. die aus der Quelle emittierten Ionen besitzen eine endliche transversale Geschwindigkeitsstreuung. Die mittleren transversalen Geschwindigkeitsstreuungen sind

$$\tilde{v}_x = \tilde{v}_y = \left(\frac{k_B T}{m} \right)^{1/2}$$

Ist die emittierende Fläche ein Kreis mit dem Radius r_s mit homogener Stromdichte, dann folgt für die mittleren Strahlbreiten

$$\tilde{x} = \tilde{y} = \frac{r_s}{2}$$

Eine wichtige Grösse zur Charakterisierung der Strahlqualität ist die Emittanz. Eine normierte Emittanz wird aus dem Produkt der mittleren Strahlbreite und der mittleren transversalen Geschwindigkeitsstreuung wie folgt berechnet

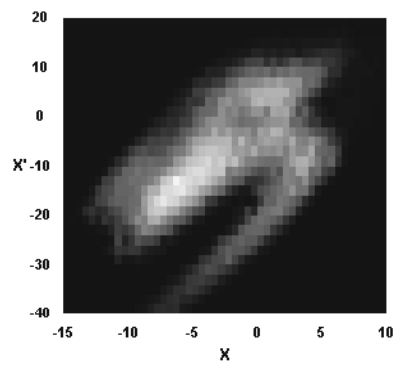
$$\epsilon_n = 4\tilde{x} \frac{\tilde{v}_x}{c}$$

und

$$\epsilon_n = 2r_s \left(\frac{k_B T}{m} \right)^{1/2}, \quad [\text{m-rad}]$$

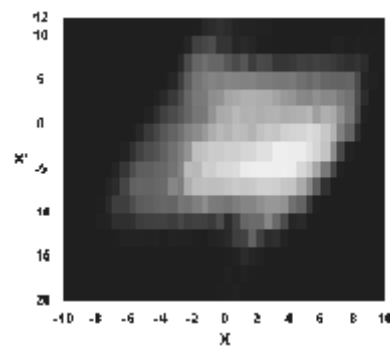
Die transversale Emittanz misst die Strahlqualität im zweidimensionalen Phasenraum, der durch die Orts- und Impulskoordinaten der Teilchenverteilung aufgespannt wird. In dem idealisierten Fall der Abwesenheit nichtlinearer elektromagnetischer Felder bleibt die normierte Emittanz während der Beschleunigung erhalten. Die Emittanz des aus der Quelle emittierten Strahls definiert daher ein unteres theoretisches Limit für die resultierende Emittanz nach der Beschleunigung. Abbildung 2.9 zeigt die gemessene Emittanz aus der Berkeley EZR Ionenquelle. Es ist zu erkennen, dass ein stabiles und homogenes Quellenplasma eine wichtige Voraussetzung für eine niedrige Emittanz (d.h. hohe Qualität) des extrahierten Strahls ist.

Die Emittanz alleine ist nicht ausreichend um die Qualität eines Strahles bzw. einer Quelle zu beurteilen. Was zählt ist vielmehr die Anzahl der Ionen innerhalb einer gegebenen Emittanz. Aussagekräftiger ist daher die normierte Brillianz, definiert durch den Strahlstrom I dividiert durch ϵ_n^2 . Auf diese Definitionen wird in Kapitel. ? noch genauer eingegangen werden.



60 eμA Kr¹⁹⁺,
Unstable plasma
 $\epsilon_{\text{norm}} = 0.09 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

x' axis: -40 to 20 mrad
x axis: -15 to 10 mm



50 eμA Kr¹⁹⁺,
Stable plasma
 $\epsilon_{\text{norm}} = 0.03 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

x' axis: -20 to 12 mrad,
x axis: -10 to 10 mm

Abbildung 2.9: Gemessene Strahlemittanz aus der LBL AECR-U Ionenquelle für zwei verschiedene Betriebsmoden.

Kapitel 3

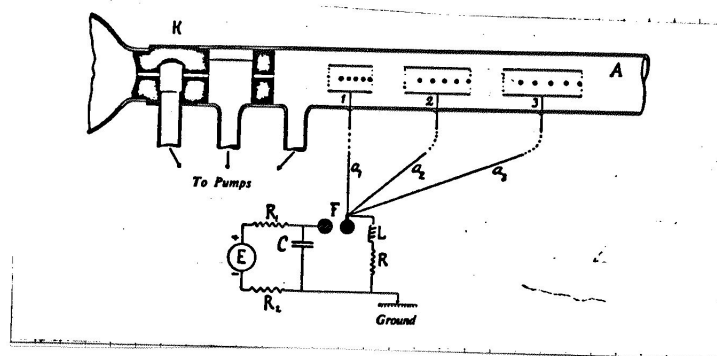
Linearbeschleuniger

3.1 Vorbemerkungen

Potentialbeschleuniger, die eine in der Zeit konstante anliegende Gleichspannung nur einmal zur Beschleunigung nutzen, können nur bis zu einer Spannung von etwa 30 MV betrieben werden, weil bei noch höheren Gleichspannungen elektrische Durchschläge kaum noch zu vermeiden sind.

Die Entwicklung von Beschleunigern für erheblich größere Spannungen erforderte daher ein neues Konzept: die sogenannte Resonanzbeschleunigung. Dabei werden Teilchen durch wiederholte Beschleunigung mit hochfrequenten elektrischen Feldern Schritt für Schritt auf hohe Energien beschleunigt. Die Teilchenbewegung muß allerdings stets im Takt oder in Resonanz mit dem hochfrequenten Wechselfeld bleiben. Dieses Resonanzprinzip wurde zunächst für Beschleuniger vorgeschlagen, in denen die Teilchen auf gerader Bahn laufen und die man deshalb Linearbeschleuniger nennt. Abbildung 3.1 zeigt den ersten Vorschlag dieser Art, der 1924 von G. Ising publiziert wurde. Sobald die Funkenstrecke F zündet, werden die rohrförmigen Elektroden 1, 2 und 3 über die Leitungen a_1 , a_2 und a_3 nacheinander aufgeladen, so daß die Teilchen jeweils zwischen den Elektroden bei richtiger Auslegung beschleunigt werden können. Insbesondere die Verwendung einer Funkenstrecke und die Aufladung der Elektroden über Drahtleitungen führen aber auf technische Schwierigkeiten. Deshalb wurde dieser Beschleuniger auch niemals praktisch in Betrieb gesetzt.

Die erste experimentelle Demonstration eines Hochfrequenz-Resonanzbeschleunigers gelang dann R. Wideröe im Jahr 1928. Wie Abb. 3.2 zeigt, wurde nun ein Röhrenkreis zur Erzeugung der hochfrequenten Wechselspannung bei einer Frequenz von 1.5 MHz eingesetzt, wobei die Spannung an der mittleren Elektrode BR über einen Resonanztransformator RT auf etwa 20 kV angeho-



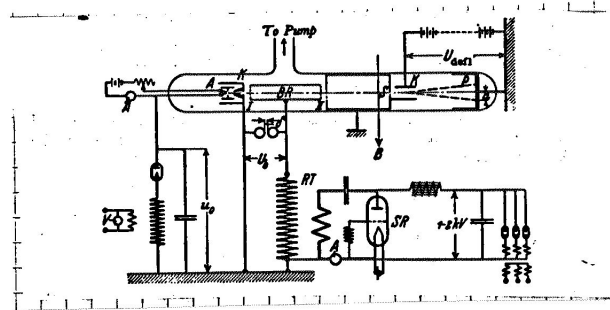
3.4
 12
 Abb. 3.4: Der erste Resonanzbeschleuniger nach einem Vorschlag von G. Ising (1924)

Abbildung 3.1: Der erste Resonanzbeschleuniger nach einem Vorschlag von G. Ising (1924)

ben wurde. Mit Hilfe des transversalen elektrischen Felds in dem Kondensator K rechts am Ende des Beschleunigers konnten die beschleunigten Kalium- oder Natrium-Ionen abgelenkt werden. Auf diese Weise wurde nachgewiesen, daß die Ionen durch die zweimalige Beschleunigung in den Beschleunigungsspalten I und II die Energie von 40 keV erreichen können.

Im Jahr 1931 bauten E.O. Lawrence und D.H. Sloan einen Linearbeschleuniger mit 30 Elektroden, zwischen denen jeweils eine Hochfrequenzspannung von 42 kV bei einer Frequenz von 10 MHz anlag. Damit wurden Quecksilber-Ionen bis auf 1.26 MeV beschleunigt, aber auch diese Energie war für die Untersuchung von Kernreaktionen viel zu niedrig.

So kam es, daß Linearbeschleuniger erst ab 1945 zur Teilchenbeschleunigung praktisch genutzt wurden, weil erst zu diesem Zeitpunkt die erforderlichen Anlagen zur Erzeugung starker hochfrequenter Beschleunigungsfelder zur Verfügung standen. Die Grundlagen dazu waren in der vorangehenden Entwicklung der Radartechnik geschaffen worden. Praktisch bewährt hatte sich das Prinzip der Resonanzbeschleunigung bereits im Zeitraum von 1930 bis 1945 in den Zyklotrons, die als Kreisbeschleuniger erst im nächsten Kapitel dargestellt werden.



3.2

Abb. 3.2: Schemazeichnung des Hochfrequenz-Beschleunigers, mit dem R. Wideröe im Jahr 1928 erstmals Kalium- und Natrium-Ionen auf 40 keV beschleunigte

Abbildung 3.2: Schemazeichnung des Hochfrequenz-Beschleunigers, mit dem R. Wideröe im Jahr 1928 erstmals Kalium- und Natrium-Ionen auf 40 keV beschleunigte

3.2 Wideröe-Beschleuniger

Das Prinzip der Resonanzbeschleunigung soll nun am Beispiel des Wideröe-Beschleunigers (siehe auch Abbildung 3.3) ausführlich erläutert werden. Die Teilchenquelle für Kalium-Ionen, links im Bild, befindet sich auf Erdpotential. Bei konstanter Spannung an der mittleren Beschleunigungselektrode würde die Energie, die im ersten Beschleunigungsspalt gewonnen wird, im zweiten Spalt wieder verlorengehen. Im Resonanzbeschleuniger wird jedoch eine Hochfrequenzspannung an die mittlere Elektrode angelegt. Das elektrische Feld im Spalt I beschleunigt die einlaufenden Teilchen, wenn die Spannung gerade richtig gepolt ist. Danach laufen die Teilchen durch die mittlere Elektrode und werden hier gegen das elektrische Feld abgeschirmt. Indessen ändert die Beschleunigungsspannung ihr Vorzeichen, so daß die Teilchen auch im zweiten Spalt beschleunigt werden können. R. Wideröe konnte wie gesagt mit seinem Experiment zeigen, daß sich auf diese Weise Energie erzielen läßt, die der zweifachen Nutzung der Beschleunigungsspannung an der mittleren Elektrode entspricht. Reiht man mehrere dieser Beschleunigungsstrecken nacheinander an, so kann man mit einer kleinen Wechselspannung im Prinzip auf beliebig hohe Energien beschleunigen.

Der Erfolg dieses Verfahrens hängt allerdings davon ab, daß es gelingt, Bedingungen für die Abschirmung der Teilchen zu schaffen, solange das elek-

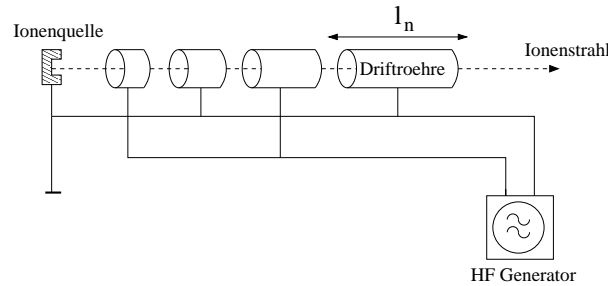


Abbildung 3.3: Schema eines Wideröe-Beschleunigers.

trische Feld die falsche Richtung hat. Die Bewegung der Teilchen muß also sorgfältig auf die Frequenz der Wechsellspannung abgestimmt werden. Man spricht deswegen von Resonanzbeschleunigung. Die röhrenförmigen Elektroden, in denen die Teilchen abgeschirmt sind, nennt man Driftröhren, weil die Teilchen darin ohne Wirkung eines Beschleunigungsfeldes driften. Der Zwischenraum von einer Driftröhre zur nächsten wird als Beschleunigungsspalt bezeichnet.

Die Beschleunigung in einem solchen Driftröhrenbeschleuniger soll nun mit Hilfe einiger einfacher Formeln beschrieben werden. Zunächst und vor allem muß man feststellen, daß sich die Teilchen in einem Resonanzbeschleuniger nur in Bündeln bewegen können, während Potentialbeschleuniger einen kontinuierlichen Teilchenstrahl liefern. Die Erklärung dafür ist einfach. In einem Hochfrequenzfeld können nicht beliebige Teilchen beschleunigt werden, sondern nur solche, welche die Beschleunigungsstrecken bei der richtigen Phase des elektrischen Felds durchlaufen, also zu den Zeitpunkten, in denen das Feld die richtige Polung und eine entsprechende Stärke besitzt. Ein Teilchenbündel bezeichnet man in der englischsprachigen Fachliteratur als „bunch“.

Die Länge der Driftröhren nimmt in einem Linearbeschleuniger in Bewegungsrichtung zu, weil die beschleunigten Teilchen die Beschleunigungsspalte jeweils nach genau einer halben Periodendauer der Beschleunigungsspannung durchlaufen sollen. In diesem Fall ist also der Abstand vom n -ten bis zum $(n + 1)$ -ten Beschleunigungsspalt gegeben durch

$$l_n = \frac{1}{2} v_n T, \quad (3.1)$$

wobei v_n die Geschwindigkeit in der n -ten Driftröhre und T die Periodendauer des Hochfrequenzfeldes bezeichnen. Im nichtrelativistischen Fall – und Wideröe-Beschleuniger werden nur in diesem Energiebereich eingesetzt – ist

der Zusammenhang zwischen der Energie K_n und der Geschwindigkeit v_n durch die Formel

$$K_n = \frac{1}{2}mv_n^2 \quad (3.2)$$

gegeben. Die kinetische Energie, die ein Teilchen beim Durchlaufen der n -ten Driftröhre besitzt, ist in den vorangehenden n Beschleunigungsspalten akkumuliert worden. Bezeichnet man mit K_0 die kinetische Energie bei Injektion am Anfang des Beschleunigers und mit eV den Energiezuwachs pro Beschleunigungsspalt, so folgt für die kinetische Energie in der n -ten Driftröhre

$$K_n = K_0 + n \cdot eV. \quad (3.3)$$

Durch Kombination dieser drei Gleichungen ergibt sich der Abstand vom n -ten zum $(n+1)$ -ten Beschleunigungsspalt zu

$$l_n = \frac{T}{2} \sqrt{\frac{2}{m} [K_0 + neV]}. \quad (3.4)$$

Die Injektionsenergie ist gewöhnlich nicht sehr groß. In guter Näherung nimmt deshalb die Länge der Driftröhren proportional zur Quadratwurzel aus ihrer Nummer n zu. Für einen Wideröe-Beschleuniger, der Protonen auf eine Energie von 2 MeV beschleunigen soll, ergibt sich zunächst mit Hilfe von (3.2) in der Form

$$v_n = c \sqrt{\frac{2K}{mc^2}}$$

für die Parameter $K_n = 2 \text{ MeV}$, $mc^2 = 938 \text{ MeV}$ und $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ als Geschwindigkeit

$$v_n = 0.065c = 2.0 \times 10^7 \text{ m/s}.$$

Die Geschwindigkeit für Protonen mit der Energie 2 MeV beträgt also 1/15 der Lichtgeschwindigkeit. Die nichtrelativistische Rechnung ist demnach gerechtfertigt.

Die Länge der Driftröhren ergibt sich aus (3.4). Für die Frequenz 10 MHz, also für $T = 1 \times 10^{-7} \text{ s}$, müßte die letzte Driftröhre bei 2 MeV etwa 1.0 m lang sein, bei 100 MHz entsprechend nur 10 cm. Man erkennt, daß die zweckmäßige Wahl der Frequenz die Gesamtlänge des Beschleunigers entscheidend bestimmt.

Abbildung 3.4 zeigt einen modernen Wideröe-Beschleuniger, der bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt für die Beschleunigung von schweren Teilchen, also zum Beispiel von 10fach geladenen Uran-Ionen,

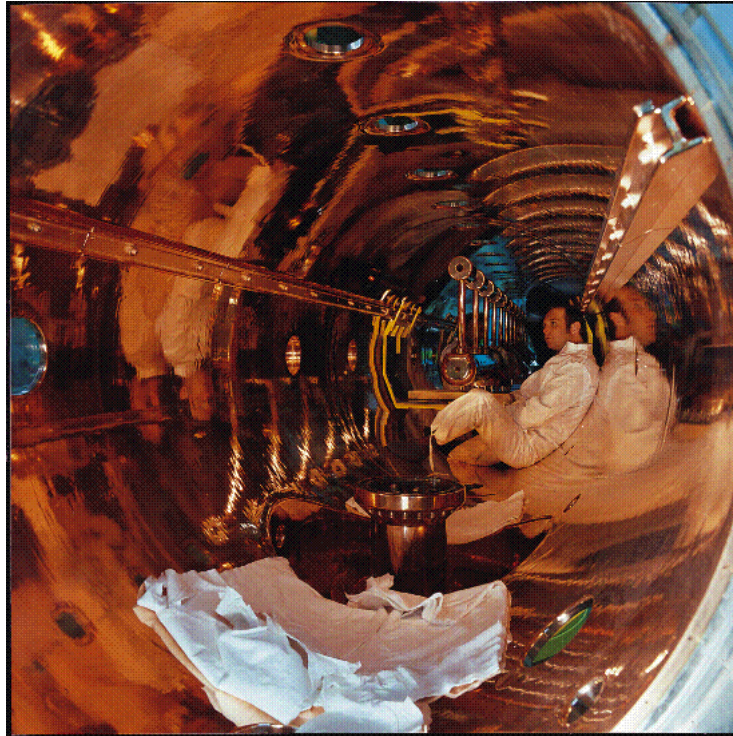


Abbildung 3.4: Modernerer Wideröe-Beschleuniger, der in der GSI (Darmstadt) für die Beschleunigung schwerer Ionen eingesetzt wird

auf eine Maximalenergie von 1.4 MeV pro Nukleon eingesetzt wird. Die Geschwindigkeit der Ionen entspricht damit derjenigen von 1.4 MeV Protonen, die Gesamtenergie ist allerdings erheblich größer und ergibt sich als Produkt der Nukleonenzahl oder Massenzahl der jeweiligen Ionen mit 1.4 MeV pro Nukleon, also zu 333 MeV für Uran-Ionen. In diesem Beschleuniger wurde jeweils jede zweite Driftröhre auf einem Innenleiter montiert, während die zweite Gruppe von Driftröhren am Außenleiter aufgehängt wurde, der zugleich Vakuumtank für den Beschleuniger ist. Die Betriebsfrequenz beträgt etwa 27 MHz.

Wesentlich höhere Frequenzen können für Wideröe-Beschleuniger nicht verwendet werden. Dies kann mit Hilfe der Abb. ?? erläutert werden, die den Verlauf der Hochfrequenzspannung an einem geradlinigen Leiter darstellt. Die Spannungsquelle möge im Punkt A bei $x = 0$ durch folgenden Zeitverlauf vorgegeben sein

$$V_A = V_0 \sin \omega t. \quad (3.5)$$

V_0 bezeichnet die Amplitude und ω die Kreisfrequenz der Hochfrequenz-

Abb. 3.4:

Schwingungen. In Richtung positiver x -Werte wird die Spannung durch eine nach rechts laufende Welle übertragen

$$V_x = V_0 \sin \omega(t - x/c); \quad (3.6)$$

in Richtung negativer x -Werte läuft die Welle nach links

$$V_x = V_0 \sin \omega(t + x/c). \quad (3.7)$$

Die jeweilige Spannung in der Welle wird durch die Amplitude V_0 und die Phase, also das Argument der Sinusfunktion, bestimmt. Die Phase ändert sich um 2π auf einer Strecke, die der Wellenlänge entspricht. Soll die Spannung in allen Beschleunigungsspalten annähernd konstant sein, so müssen die Driftröhren an einer Leitung aufgehängt werden, die kürzer ist als $\lambda/4$, d.h. für $f = 30$ MHz kürzer als 2.5 m. Das ist der Grund, weshalb Widerö-Beschleuniger nur für Frequenzen bis zu etwa 30 MHz und entsprechend wegen der Länge der Driftröhren bis zu Geschwindigkeiten von etwa 5% der Lichtgeschwindigkeit gebaut werden können.

Diese Begrenzung hängt aber nicht mit dem Resonanzprinzip selbst zusammen, sondern nur mit der von Widerö vorgeschlagenen technischen Lösung für den Hochfrequenzgenerator, also mit den Beschränkungen, die ein Leitungsresonator für die Wahl der Betriebsfrequenz vorgibt.

3.3 Alvarez-Beschleuniger

Zunächst soll nun dargestellt werden, wie man Resonanzkreise für höhere Betriebsfrequenzen etwa ab 100 MHz und darüber hinaus bauen kann. Für diese hohen Frequenzen eignen sich sogenannte Hohlraum-Resonatoren. Solche Resonatoren für Schallwellen sind jedermann bekannt und vertraut. Ein Beispiel sind Orgelpfeifen als lange, an beiden Enden geschlossene zylindrische Hohlkörper. In jeder Orgelpfeife können nur bestimmte ausgewählte Schwingungen angeregt werden, bei denen die Wellenlänge λ und die Rohrlänge L durch die Beziehung

$$L = n \frac{\lambda}{2} \quad (3.8)$$

verknüpft sind, wobei n eine beliebige ganze Zahl ist. Jede Orgelpfeife kann also nur einen bestimmten Grundton erzeugen, der allerdings eine Beimischung von Obertönen mit kleineren Wellenlängen enthält, die alle (3.8) erfüllen. Die Schallschwingungen können durch (3.6) und (3.7) beschrieben werden. Die elektrische Spannung V muß dazu nur durch eine geeignete akustische Größe, also zum Beispiel die Verschiebung der schwingenden Luftmoleküle,

ersetzt werden. In einem Resonator sind sowohl die hinlaufende als auch die rücklaufende Welle vertreten und zwar mit gleich großer Amplitude. Für die Verschiebung y der schwingenden Luftmoleküle in einem Resonator ergibt sich somit

$$y = A \sin \omega(t - x/c) + A \sin \omega(t + x/c), \quad (3.9)$$

wobei c nun die Schallgeschwindigkeit bezeichnet. Diese Gleichung läßt sich umformen zum Ausdruck

$$y = 2A \cos \frac{\omega x}{c} \cdot \sin \omega t = 2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \cdot \sin \omega t. \quad (3.10)$$

Die Überlagerung von hin- und rücklaufenden Wellen führt demnach zu einer stehenden Welle. Die Schwingungsamplitude

$$2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}$$

ändert sich längs der x -Richtung. Sie ist in den Wellenbäuchen mit $x/\lambda = 0, 1/2, 1, \text{ usw.}$ am größten und in den Schwingungsknoten mit $x/\lambda = 1/4, 3/4, 5/4, \text{ usw.}$ gleich Null, die Luft ist in diesen Knotenpunkten also in Ruhe. Man kann nun ohne große Fehler annehmen, daß die festen Wände eines Resonators, also zum Beispiel die beiden Endseiten einer Orgelpfeife, in den Knotenpunkten stehender Wellen liegen, weil die Luft dort in Ruhe ist. Daraus folgt unmittelbar der in (??) gegebene Zusammenhang zwischen der Länge einer Orgelpfeife und den Wellenlängen der möglichen Schwingungen.

Die einfache eindimensionale Herleitung kann allerdings nur zeigen, wie sich im Prinzip der Zusammenhang zwischen der Größe eines Resonators und den Frequenzen der darin anregbaren Schwingungen ergibt. Bei genauer Betrachtung muß man selbstverständlich Resonatoren als dreidimensionale Objekte beschreiben und ebenso die darin auftretenden Schwingungen. So hängt zum Beispiel in einem zylindrischen Resonator die Schwingungsamplitude nicht nur von der Koordinate längs der Achse, sondern auch von den radialen Koordinaten ab. Auf der Zylinderachse schwingt die Luft sehr stark, während die Schwingungen auf der Zylinderwand sehr schwach werden. Man kann wiederum annehmen, daß dort Knoten liegen und die Amplitude verschwindet.

Bei der Untersuchung von Resonatoren mit komplizierter Form wird die mathematische Beschreibung sehr aufwendig. Solche Resonatoren können mit den unterschiedlichsten akustischen Schwingungen angeregt werden. Umgekehrt muß die Form eines Resonators sehr kompliziert sein, wenn er für die unterschiedlichsten Frequenzen geeignet sein soll. Eine Geige ist ein Beispiel für einen solchen komplizierten Resonator, mit dem man sehr unterschiedliche Töne erzeugen kann. Formel (??) verliert hier ihre quantitative Bedeutung.

Abbildung 3.5: Verteilung der elektrischen Feldstärke in einem Resonator mit der Form eines langen Rohres

Es bleibt jedoch gültig, daß ein Resonator mindestens die Größe einer halben Wellenlänge haben muß, wie man am Beispiel der Größe von Kontrabaß, Violoncello und Geige sehen kann.

Diese Überlegungen, die für akustische Resonatoren gemacht wurden, kann man folgerichtig auf Hohlraumresonatoren für elektromagnetische Schwingungen übertragen. Die Amplitude der akustischen Schwingungen muß man durch eine geeignete elektromagnetische Größe, wie die elektrische Feldstärke E , ersetzen, während die Lichtgeschwindigkeit an die Stelle der Schallgeschwindigkeit tritt. Als einfaches Beispiel kann man wiederum ein langes Rohr mit rundem Querschnitt betrachten. Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung des elektrischen Felds in diesem Resonator zu einem bestimmten Zeitpunkt. Der Vektor \mathbf{E} der elektrischen Feldstärke ist parallel zur Achse gerichtet und verschwindet an den Seitenwänden. Längs der Achse ergibt sich ein sinusförmiger Verlauf der Feldstärke. Die Feldstärke ist sowohl nach links wie nach rechts gerichtet und verschwindet in den Schwingungsknoten. Diese Momentaufnahme der Feldverteilung verändert sich im Verlauf der Schwingungsperiode. Nach einem Viertel der Periode ist das elektrische Feld überall im Resonator Null, nach einer halben Periodendauer ändert das Feld seine Richtung, usw.

Abb. 3.5:

Wo bleibt die Energie des elektrischen Felds, wenn die elektrische Feldstärke überall verschwindet? Die gesamte Energie ist dann im magnetischen Feld konzentriert. Die Feldlinien der magnetischen Induktion \mathbf{B} umfassen im betrachteten zylindrischen Resonator als konzentrische Kreise die elektrischen Feldlinien und der Vektor \mathbf{B} rotiert abhängig vom Vorzeichen im Uhrzeigersinn oder in Gegenrichtung.

Man betrachte nun die Bewegung von geladenen Teilchen, die einen solchen Resonator entlang der Achse durchfliegen. Diese Teilchen durchlaufen beschleunigende und abbremsende elektrische Felder. Unter bestimmten Bedingungen können die Teilchen dennoch beschleunigt werden. Teilchen, die einen Schwingungsbauch des elektrischen Felds bei maximaler Stärke und richtiger Polung durchlaufen, müssen die Strecke $\lambda/2$ bis zum nächsten Schwingungsbauch gerade in der Zeit $T/2$ durchlaufen. Dann hat das Feld auch in diesem nächsten Schwingungsbauch die richtige Polung und beschleunigt erneut. Die Geschwindigkeit v der Teilchens muß somit

$$v = \frac{\lambda}{2} : \frac{T}{2} = \frac{\lambda}{T} = c$$

Abbildung 3.6: Linearbeschleuniger nach L.W. Alvarez

betragen. Auf diese Weise lassen sich also nur Teilchen beschleunigen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Tatsächlich ist die Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in Hohlleitern sogar noch größer als die Lichtgeschwindigkeit. Somit sind Hohlraumresonatoren scheinbar ungeeignet für die Teilchenbeschleunigung. Dennoch ergeben sich bei genauer Betrachtung sehr wohl Möglichkeiten zur Verwendung von Resonatoren als Beschleuniger.

Elektronen erreichen schon bei niedriger Energie von einigen MeV praktisch Lichtgeschwindigkeit. Wenn diese Geschwindigkeit um nur etwas kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle im Resonator, so verschiebt sich zwar die Phase allmählich, in der die Elektronen aufeinander folgende Schwingungsbäuche erreichen. Wählt man aber den Resonator so kurz, daß die Phasenverschiebung noch nicht das abbremsende Feld erreichen kann, so ist dennoch die Elektronenbeschleunigung in einem nicht zu langen zylindrischen Hohlraumresonator möglich.

Etwas schwieriger ist die Situation für Protonen, deren Geschwindigkeit zum Beispiel bei 10 MeV nur 14% der Lichtgeschwindigkeit beträgt. Abbildung 3.6 zeigt, wie ein zylindrischer Hohlraumresonator für die Beschleunigung von langsamen Teilchen verändert werden muß. L.W. Alvarez hat diesen Beschleunigertyp, der heute mit seinem Namen bezeichnet wird, in den Jahren 1945 bis 1947 entwickelt und erstmals gebaut. Nach dem Krieg hatte er einen großen Vorrat von etwa 2000 Leistungsverstärkern zur Verfügung, die für 200 MHz ausgelegt waren und aus der Radarentwicklung kamen. Zunächst war geplant, mit Hilfe einer großen Anzahl von Hohlraumresonatoren einen leistungsfähigen Elektronenbeschleuniger zu bauen. Eines Tages aber erklärte ihm E. McMillan, der sich 1945 intensiv mit der Entwicklung von Kreisbeschleunigern beschäftigt hatte, was er gerade erfunden hatte: das Synchrotron. Alvarez erkannte sofort die Vorteile dieses neuen Beschleunigerkonzepts. In der folgenden Zeit baute McMillan dann in Berkeley (USA) ein 300 MeV Elektronen-Synchrotron. Alvarez aber, der sich mit dem großen Vorrat von 200 MHz Verstärkern zum Bau eines Linearbeschleunigers verpflichtet hatte, entschloß sich, einen Protonen-Beschleuniger bauen zu lassen. Nach dem Rezept des Wideröe-Beschleunigers wurden Driftröhren in den Resonator eingebaut, welche die beschleunigten Protonen wiederum dann abschirmen, solange das elektrische Feld im Resonator die falsche Polung hat und abbremsen würde. Im Alvarez-Beschleuniger sind die elektrischen Felder in allen Beschleunigungsspalten in Phase und nicht wie im Wideröe-Beschleuniger abwechselnd in Phase und in Gegenphase. Dementsprechend

Abb. 3.6:

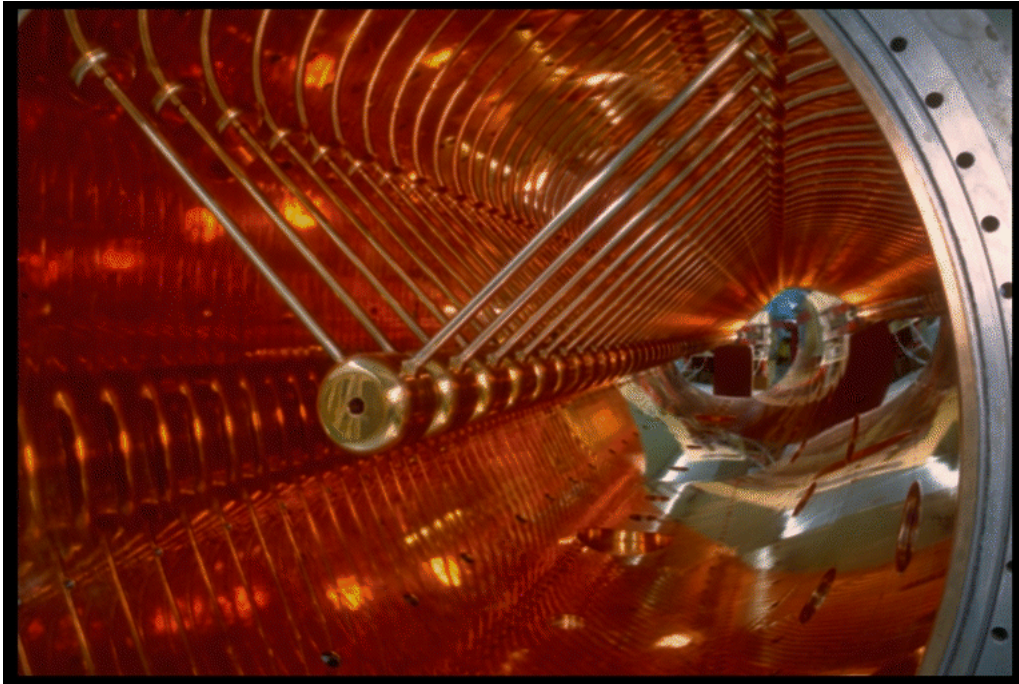


Abbildung 3.7: Alvarez-Beschleuniger, der in der GSI (Darmstadt) für die Beschleunigung schwerer Ionen eingesetzt wird.

muß der Abstand der Beschleunigungsspalte

$$l_n = \frac{v_n}{c} \lambda$$

betragen. Die Länge der Driftröhren muß dann ebenfalls mit anwachsender Teilchengeschwindigkeit zunehmen.

Alvarez-Beschleuniger wurden für den Energiebereich von etwa 1 MeV bis zu 200 MeV gebaut, die fast alle bei der Frequenz von 200 MHz betrieben werden. Diese Beschleuniger werden sehr oft als Einschubbeschleuniger für Protonen-Synchrotrons eingesetzt. Abbildung 3.7 zeigt den Alvarezbeschleuniger der GSI (Darmstadt).

3.4 Hochfrequenzquadrupolfeld-Beschleuniger

Linearbeschleuniger für Protonen werden gewöhnlich mit der oben dargestellten Alvarez-Beschleunigungsstruktur aufgebaut. Als erste Stufe ist dabei stets ein Vorbeschleuniger erforderlich, der Protonen auf eine Energie von

Abbildung 3.8: Aufbau eines HFQ-Beschleunigers. Das Bild zeigt den HFQ-Beschleuniger für Protonen, der im HERA-Beschleunigerkomplex (DESY, Hamburg) eingesetzt werden soll.

etwa 0.5 MeV beschleunigen kann. Erst oberhalb dieser Energie ist die Geschwindigkeit der Protonen so groß daß sich geeignete Abmessungen für die Driftröhren eines Alvarez-Beschleunigers ergeben. Außerdem ist diese Injektionsenergie für eine ausreichende Fokussierung durch magnetische Quadrupollinsen erforderlich (s. Kap. ??)

Lange Zeit wurden als Vorbeschleuniger elektrostatische Potentialbeschleuniger mit Cockcroft-Walton Generatoren eingesetzt. Inzwischen wurde aber ein neuer Beschleunigertyp entwickelt, der speziell für Protonen und Ionen bei sehr kleinen Energien etwa im Bereich von 10 keV bis zu 500 keV eingesetzt werden kann. Diese HFQ-Beschleuniger, abgekürzt für Hochfrequenz-Quadrupol, sind so ausgelegt, daß ein elektrisches Hochfrequenzfeld den Teilchenstrahl beschleunigt und zugleich auch noch ohne zusätzliche magnetische Linsen fokussiert. Häufig wird auch die Bezeichnung RFQ-Beschleuniger als Abkürzung für „radio frequency quadrupole“ gebraucht.

Abbildung 3.8 zeigt den Aufbau eines HFQ-Beschleunigers für Protonen. In der Umgebung der Beschleunigerachse zwischen den vier Elektroden wird ein elektrisches Hochfrequenz-Quadrupolfeld erzeugt, das insbesondere bei kleinen Energien die beschleunigten Teilchen sehr gut fokussieren kann. Dieses Feld ist also mit Rücksicht auf die gewünschte Fokussierung überwiegend transversal ausgerichtet. Die zur Teilchenbeschleunigung erforderliche longitudinale Feldkomponente wird durch die im Bild erkennbare Modulation der Elektrodenflächen in Richtung des Teilchenstrahls erzeugt. Die Wellenlänge dieser Modulation wird der zunehmenden Teilchengeschwindigkeit angepaßt. Auf diese Weise kann so wie in den bereits beschriebenen Linearbeschleunigerstrukturen die Phasengeschwindigkeit der vorlaufenden elektrischen Welle der anwachsenden Teilchengeschwindigkeit angeglichen werden. Die mittlere Beschleunigungsfeldstärke ist mit etwa 1 MV/m klein im Vergleich zum transversalen elektrischen Fokussierungsfeld mit Feldstärken zwischen 10 und 20 MV/m.

Abb. 3.9:

Die vier Elektroden werden in geeigneter Weise in einen zylindrischen Hohlraumresonator eingefügt. In der Regel wird dafür ein innen verkupfertes Stahlrohr mit etwa 30 cm Durchmesser und 1 bis 2 m Länge eingesetzt, das zugleich als Vakuumbehälter dient.

HFQ-Beschleuniger wurden in dieser Form erstmals von I.M. Kapchinskii und V.A. Teplyakov im Jahr 1970 vorgeschlagen. Bereits vorher waren einige Vorschläge publiziert worden, wie durch Abweichungen von der Rotations-

symmetrie im Hochfrequenz-Beschleunigungsfeld eine transversale Fokussierung erreicht werden könnte. Aber erst die oben genannte Arbeit zeigte den Weg zu einem wirkungsvollen HFQ-Beschleuniger. Einige Jahre später wurden erstmals HFQ-Beschleuniger mit Erfolg in Betrieb gesetzt, und zwar 1974 in Serpuchov (RUS) und danach in Los Alamos (USA).

Mittlerweile werden bereits viele HFQ-Beschleuniger mit großem Erfolg als erste Beschleunigerstufe unmittelbar nach einer elektrostatischen Vorbeschleunigung eingesetzt. Infolge der starken Fokussierung in dem engen Kanal zwischen den vier Elektroden werden dabei recht einfach Strahlströme zwischen 10 mA für Ionen und 250 mA für Protonen erreicht. Zudem kann der injizierte Gleichstrom fast ohne Strahlverluste durch einen langsamen Anstieg der elektrischen Beschleunigungsfeldstärke längs der HFQ-Struktur aufgenommen und in Pakete gebündelt werden, die synchron auf der HF-Welle reiten (bunching).

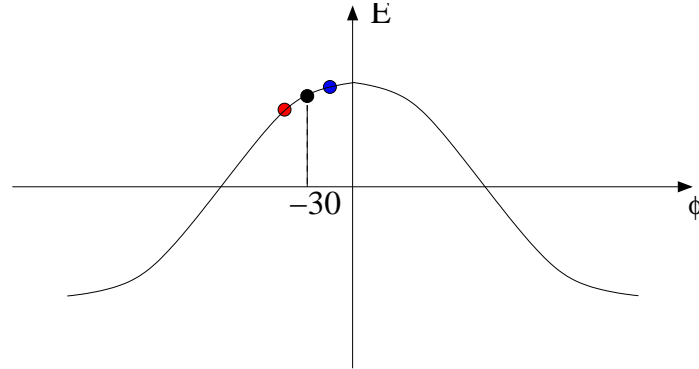


Abbildung 3.9: Stabile Phase.

3.5 Longitudinale Fokussierung

In diesem Kapitel soll die Fokussierung der Teilchen in einem Linearbeschleuniger genauer untersucht werden. Das synchron mit den Beschleunigungsfeldern laufende Teilchen wird synchrones Teilchen genannt. Zur Beschleunigung ausreichender Strahlintensität sind Fokussierungskräfte notwendig, so dass auch von dem synchronen Teilchen abweichende Teilchen beschleunigt werden können. Wenn wir uns vereinfacht vorstellen, dass die Teilchen durch eine laufende Welle beschleunigt werden, dann wird die longitudinale Fokussierung durch die geeignete Wahl der Phase des synchronen Teilchens relativ zum Maximum der Welle bewirkt (siehe Abbildung 3.9).

Sei ϕ_s die Phase des synchronen Teilchens relativ zum maximalen Feld im Beschleunigungsspalt, dann ist der Energiegewinn des synchronen Teilchens in dem Spalt

$$\Delta W_s = \frac{Z}{A} eV \cos \phi_s \quad (3.11)$$

Fokussierung bedeutet, dass ein später (d.h. $\phi > \phi_s$) in den Spalt gelangendes Teilchen einen größeren Energiegewinn erfährt und ein früheres (d.h. $\phi < \phi_s$) Teilchen einen geringeren.

Zwecks einer genaueren Beschreibung der longitudinalen Fokussierung betrachten wir nun die Teilchenbewegung in einer Anordnung von Driftröhren (siehe Abbildung 3.10), in welchen die Teilchen keine Kraft sehen, gefolgt von schmalen Spalten in welchen die Kräfte als Impulse auf die Teilchen wirken. Während sich ein Teilchen von dem Spalt $n-1$ zum nächsten Spalt n bewegt, ändert sich die Phase $\phi_{n-1} = \omega t_{n-1}$ um

$$\phi_n = \phi_{n-1} + \omega \frac{l_{n-1}}{\beta_{n-1} c} \quad (3.12)$$

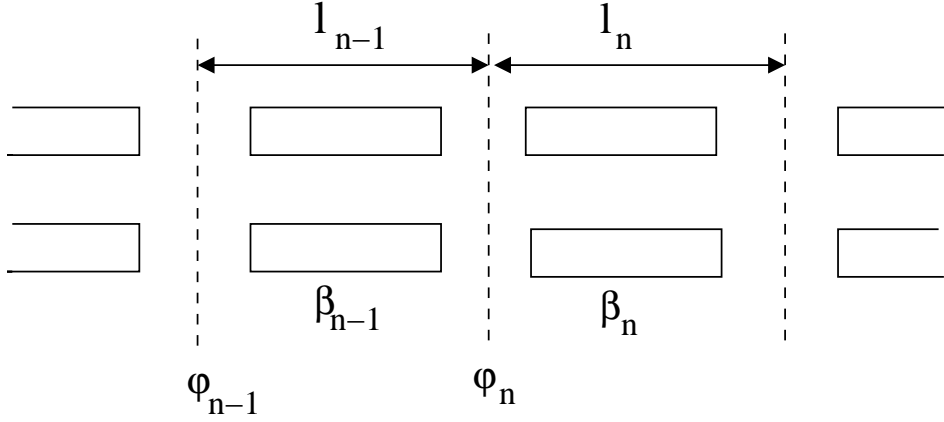


Abbildung 3.10: Beschleunigungszellen einer Driftröhrenstruktur zur Beschreibung der longitudinalen Bewegung.

$\beta_{n-1}c$ ist die Geschwindigkeit des Teilchens im Spalt $n - 1$ und $l_{n-1} = \beta_{s,n-1}\lambda/2$ ist der Abstand zwischen zwei Spalten, angepasst an das synchrone Teilchen. Die Phaseänderung eines nichtsynchrone Teilchens in der Zeit während es sich von einem Spalt $n - 1$ zu dem nächsten Spalt n fortbewegt relativ zu der Phasenänderung des synchronen Teilchens beträgt

$$\Delta(\phi - \phi_s)_n = \Delta\phi_n - \Delta\phi_{s,n} = 2\pi\beta_{s,n-1} \left(\frac{1}{\beta_{n-1}} - \frac{1}{\beta_{s,n-1}} \right) \quad (3.13)$$

Nehmen wir an, dass für alle Teilchen und alle n die Geschwindigkeitsdifferenz $\delta\beta = \beta - \beta_s \ll 1$ klein ist dann folgt

$$\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta_s} \approx -\frac{\delta\beta}{\beta_s^2} \quad (3.14)$$

Mit der kinetischen Energie pro Nukleon $W = m_p(\gamma - 1)c^2$ folgt aus $\delta\beta = \delta W / (m_p c^2 \gamma_s^3 \beta_s)$

$$\Delta(\phi - \phi_s)_n = -2\pi \frac{W_{n-1} - W_{s,n-1}}{m_p c^2 \gamma_{s,n-1}^3 \beta_{s,n-1}^2} \quad (3.15)$$

Die Differenzengleichung für die Energiedifferenz lautet

$$\Delta(W - W_s)_n = \frac{Z}{A} e V_0 (\cos \phi_n - \cos \phi_{s,n}) \quad (3.16)$$

Die gekoppelten Gleichungen 3.15 und 3.16 beschreiben die Bewegung eines Teilchens in einer Driftröhrenstruktur. Der Einfachheit halber konvertieren

wir diese Differenzgleichungen nun mittels

$$\Delta(\phi - \phi_s) \rightarrow \frac{d(\phi - \phi_s)}{dn}, \quad \Delta(W - W_s) \rightarrow \frac{d(W - W_s)}{dn} \quad (3.17)$$

und der nun kontinuierlichen Variablen $n = s/(\beta_s \lambda)$ in die Differentialgleichungen

$$\gamma_s^3 \beta_s^3 \frac{d(\phi - \phi_s)}{ds} = -2\pi \frac{W - W_s}{m_p c^2 \lambda} \quad (3.18)$$

und

$$\frac{d(W - W_s)}{ds} = \frac{Z}{A} e E_0 (\cos \phi - \cos \phi_s) \quad (3.19)$$

mit $E_0 = V_0/(\beta_s \lambda)$. Nach Substitution und der Annahme langsamer Beschleunigung (d.h. $\gamma_s \beta_s \approx \text{konst.}$) folgt für die Phasendifferenz

$$\frac{d^2(\phi - \phi_s)}{ds^2} = -\frac{2\pi Z e E_0}{A m_p c^2 \lambda \gamma_s^3 \beta_s^3} (\cos \phi - \cos \phi_s) \quad (3.20)$$

Betrachten wir nur Teilchen mit kleinen Phasendifferenzen relativ zum synchronen Teilchen, d.h.

$$\cos \phi - \cos \phi_s \approx (\phi - \phi_s) \sin \phi_s \quad (3.21)$$

so erhalten wir eine lineare Schwingungsgleichung

$$\frac{d^2(\phi - \phi_s)}{ds^2} = -k_0^2 (\phi - \phi_s) \quad (3.22)$$

mit der longitudinalen Schwingungszahl

$$k_0^2 = -\frac{2\pi Z e E_0 \sin(-\phi_s)}{A m_p c^2 \lambda \gamma_s^3 \beta_s^3} \quad (3.23)$$

Die nichtsynchrone Teilchen führen harmonische Schwingungen mit der Frequenz $\omega_0 = k_0 \beta_s c$ um das synchrone Teilchen aus. Bezeichnen wir nun als $\Delta\phi$ die Phasenabweichung vom synchronen Teilchen und als ΔW die entsprechende Energieabweichung, dann bewegen sich in der linearen Approximation kleiner $\Delta\phi$ alle Teilchen auf einer Ellipse die durch

$$\left(\frac{\Delta W}{\Delta W_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi}{\Delta\phi_0} \right)^2 = 1 \quad (3.24)$$

gegeben ist. Die maximale Phasenabweichung eines Teilchens $\Delta\phi_0$ bestimmt die maximale Energieabweichung ΔW_0 bei $\Delta\phi = 0$

$$\frac{\Delta W_0}{m_p c^2} = \sqrt{Z e E_0 \beta_s^3 \gamma_s^3 \lambda \sin(-\phi_s) \Delta\phi_0^2 / (2\pi A m_p c^2)} \quad (3.25)$$

Die Ellipsenfläche $\pi\Delta\phi_0\Delta W_0$ ist eine adiabatische Invariante, d.h. in Abwesenheit nichtlinearer Felder bleibt sie während der Beschleunigung konstant. Als longitudinale Emittanz bezeichnet man den Ausdruck

$$\epsilon_l = \Delta\phi\Delta W \quad (3.26)$$

mit der Energie- und Phasenabweichung des Teilchens mit der grössten Schwingungsamplitude. Die Emittanz wird üblicherweise in Grad-keV/u angegeben. Über den Zusammenhang $\Delta\phi = \omega\Delta t$ wird auch oft eine longitudinale Emittanz $\epsilon_l = \Delta W\Delta t$ in den Einheiten keV/u-ns definiert. Die longitudinal Akzeptanz wird bestimmt durch die Grenze der stabilen Bewegung ϕ_{max} definiert. Teilchen mit $|\phi_0| > |\phi_{max}|$ gehen verloren.

3.5.1 Beschleunigung benachbarter Ladungszustände

Ein Beschleuniger für schwere Ionen wird üblicherweise für viele verschiedene Ionenarten ausgelegt. Im Falle einer Driftröhrenstruktur ist das Geschwindigkeitsprofil des synchronen Teilchens festgelegt. Um Ionen mit einem abweichenden Ladungs-zu-Masse Verhältnis $(Z/A)_i$ beschleunigen zu können muss die folgende Relation erfüllt sein

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_i V_i = \left(\frac{Z}{A}\right)_0 V_0 \quad (3.27)$$

d.h. bei unveränderter synchroner Phase muss die Amplitude des Beschleunigungsfelds verändert werden. Um ein Ion mit höherem (Z/A) zu beschleunigen muss die Feldamplitude erhöht werden. Die Endgeschwindigkeit und Endenergie pro Nukleon bleibt gleich. Auch ohne Anpassung der Feldamplituden ist es möglich einige benachbarte Ladungszustände mitzubeschleunigen. Verschiedene Ladungszustände des gleichen Ions haben das gleiche synchrone Geschwindigkeitsprofil vorausgesetzt es gilt

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_i \cos \phi_{s,i} = \left(\frac{Z}{A}\right)_0 \cos \phi_{s,0} \quad (3.28)$$

oder

$$\phi_{s,i} = -\arccos \left[\frac{Z_0}{Z_i} \cos \phi_{s,0} \right] \quad (3.29)$$

d.h. es muss eine von der Designphase verschiedene synchrone Phase gewählt werden. Da mit der Verschiebung der synchronen Phase von dem Designwert die Akzeptanz reduziert wird können nur wenige Ladungszustände mitbeschleunigt werden. Abbildung 3.11 zeigt die synchrone Phase als Funktion des Ladungszustandes am Beispiel Uran. Mit zunehmenden Ladungszustand liegen die synchronen Phasen benachbarter Ladungszustände enger beieinander.

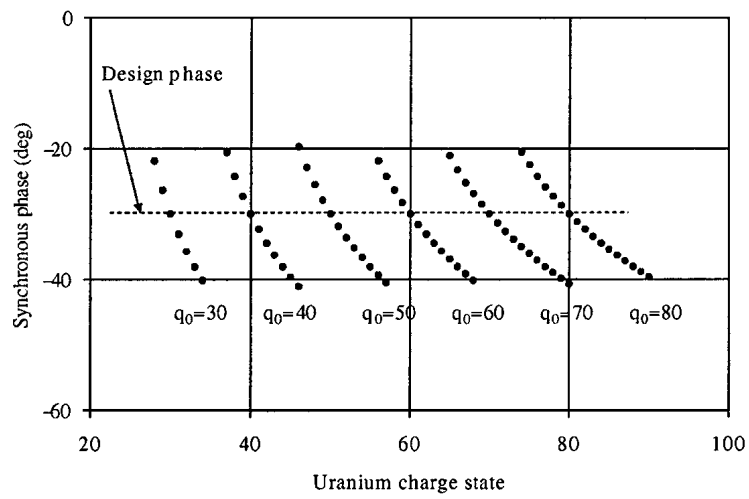


Abbildung 3.11: Synchrone Phase als Funktion des Ladungszustandes am Beispiel Uran. Die Punkte stehen für die Ladungszustände um den Designladungszustand Z_0 .