

4 Teilchenbeschleuniger

Für die Experimente der Kern- und Teilchenphysik werden je nach benötigtem Auflösungsvermögen Teilchen mit Energien von einigen MeV bis zu TeV verwendet. Um diese Energien zu erreichen, ist es notwendig zum Teil komplexe Beschleuniger zu verwenden. Fast alle Beschleuniger verwenden elektrische Felder, um geladene Teilchen auf die gewünschte Energie zu beschleunigen¹. Dabei wurden bis vor nicht all zu langer Zeit fast ausschließlich stabile Teilchen, wie Protonen, Elektronen oder stabile Kerne (schwere Ionen) beschleunigt. Erst in den letzten Jahren wurden Entwicklungen für die Erzeugung und effiziente Beschleunigung kurzlebiger radioaktiver schwerer Ionen durchgeführt.

4.1 Prinzip einer Beschleunigeranlage

Selbst die größten existierenden Beschleunigeranlagen operieren nach Prinzipien, die dem einer einfachen Fernsehröhre (Abb. 4.1) nicht unähnlich sind. Die Teilchen werden in einer Teilchenquelle erzeugt, durch Beschleunigung über eine Potenzialdifferenz auf die gewünschte Energie gebracht und zum Experiment geführt. Dabei unterscheiden sich die Beschleunigertypen dadurch, ob die gesamte Energie durch das einmalige Durchlaufen einer einzigen großen Beschleunigungsspannung gewonnen wird oder eine kleine Beschleunigungsspannung sehr oft durchlaufen wird, um eine große Energie zu gewinnen. Beim letzteren Typ von Beschleunigern unterscheidet man zusätzlich zwischen Kreis- bzw. Ringbeschleunigern einerseits und Linearbeschleunigern andererseits.

4.1.1 Teilchenquelle

Am Anfang jedes Beschleunigers befindet sich eine Teilchenquelle. Für Elektronen ist dies besonders einfach, da man im wesentlichen nichts anderes tun muss, als einen Draht im Vakuum genügend heiß zu machen, so dass Elektronen austreten, die dann von einer Extraktionsspannung in die richtige Richtung gerichtet werden.

Nachfolgend sei kurz eine typische Methode zur Erzeugung von geladenen Teilchen, in diesem Fall Schwerionen, diskutiert.

Neutrale Atome treten in die in Abb. 4.2 gezeigte Ionenquelle als Gas ein (Gas input) und werden in der Umgebung des heißen Filaments durch die austretenden Elektronen ionisiert. Das durch die wassergekühlte Spule (Magnetic coil) erzeugte Magnetfeld dient der Fokussierung der Ionen sowie der Konzentration der Elektronen um das Filament,

¹Nur das hier nicht näher behandelte Betatron beschleunigt mittels einer magnetischen Induktion.

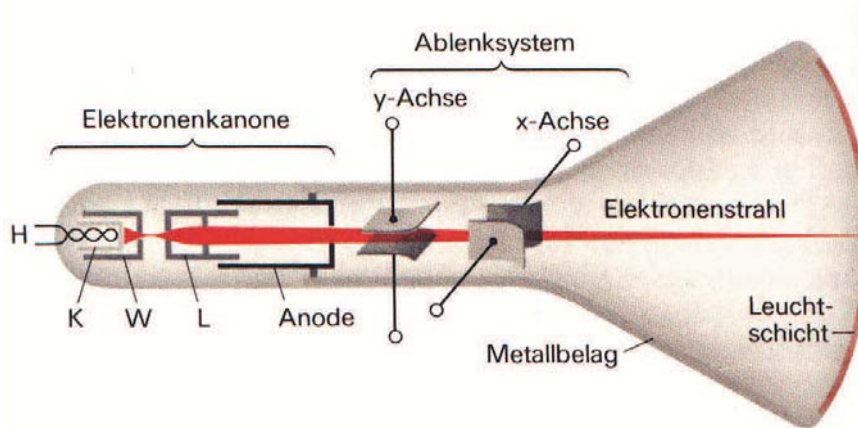


Abb. 4.1: Prinzipschema der Elektronenröhre in einem Fernseher oder einem Oszilloskop. Die aus der durch eine Heizwendel H erhitzten Kathode K austretenden Elektronen werden beschleunigt und fokussiert und anschließend durch Ablenkplatten auf die gewünschte Position des Schirms abgelenkt.

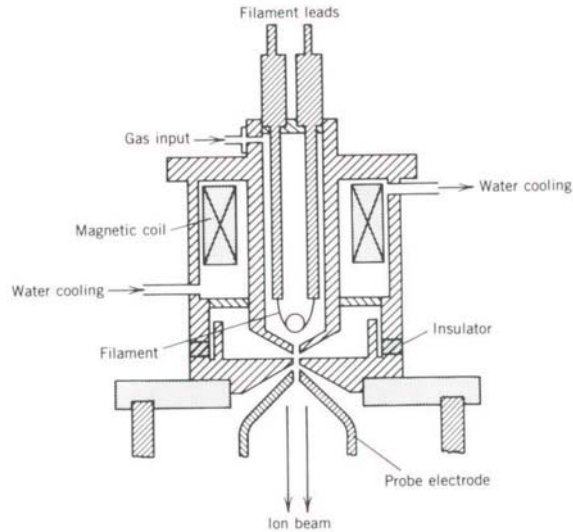


Abb. 4.2: Prinzip einer Ionenquelle. (aus Krane)

um die Ionisationseffizienz zu erhöhen. Die Ionen werden als Strahl (Ion beam) durch die an der Extraktionselektrode (Probe electrode) anliegende Hochspannung extrahiert.

4.1.2 Fokussierende Elemente

Ein Strahl geladener Teilchen hat die natürliche Eigenschaft, dass selbst im Vakuum ein anfangs paralleler Strahl der Teilchen aufgrund ihrer gegenseitigen Coulombabstoßung divergent wird, die Teilchen also senkrecht zur Strahlrichtung auseinanderlaufen. Um den Teilchenstrahl trotzdem kompakt über lange Distanzen zu transportieren, ist es daher nötig, analog zur Lichtoptik, fokussierende Elemente wie Linsen einzusetzen.

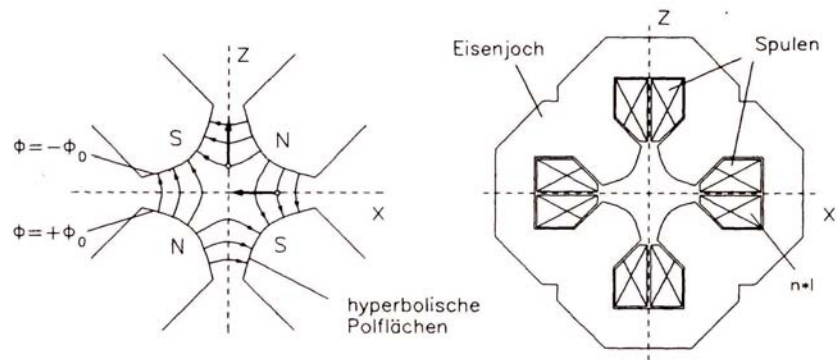


Abb. 4.3: Aufbau eines Quadrupolmagneten mit hyperbolischen Polflächen. (aus Wille)

Im Falle von Strahlen geladener Teilchen verwendet man hierfür zum Beispiel Quadrupolmagnete. Abb. 4.3 und Abb. 4.4 zeigen das Prinzip des Quadrupolmagneten. Auf der rechten Seite von Abb. 4.3 ist die fokussierende Wirkung des Feldes in x-Richtung und die defokussierende Wirkung in y-Richtung dargestellt. In Abb. 4.4 ist zudem die in beide Richtungen fokussierende Wirkung zweier hintereinander angeordneter und um 90 Grad gegeneinander gedrehter Quadrupolmagneten zu sehen.

4.2 Elektrostatische Beschleuniger

Bei diesem Typ von Beschleuniger wird ein großes elektrostatisches Potenzial U , das durch einen Hochspannungsgenerator erzeugt wird, direkt für die Beschleunigung der Teilchen mit Ladung $q = Ze$ verwendet. Nach dem Durchlaufen des beschleunigenden Potenzials hat das Teilchen die Energie $E = ZeU$.

4.3 Van-de-Graaff-Beschleuniger

Dieser Typ (Abb. 4.6) ist einer der am weitesten verbreiteten Beschleuniger für niedrige Energien mit bis zu etwa 10MeV Energie. Eine isoliert gehaltene leitende Hohlkugel

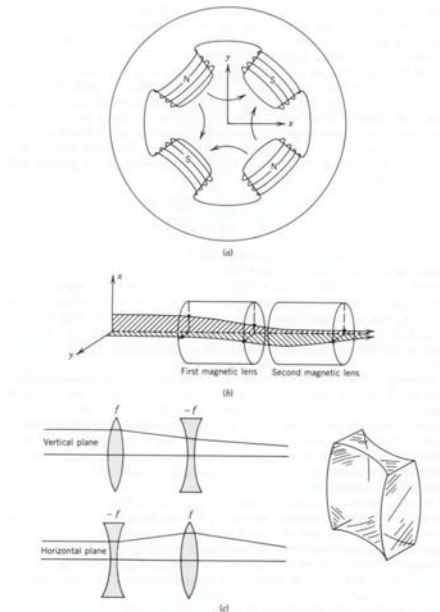


Abb. 4.4: (a) Schnitt durch einen Quadrupolmagneten. Man erkennt die Spulen, die die abwechselnden Nord- und Südpole erzeugen. Die Feldlinien sind angedeutet, (b) Insgesamt fokussierende Wirkung zweier hintereinander verwendeter Quadrupollinsen, von denen die erste Linse in x -Richtung fokussiert und in y -Richtung defokussiert und die zweite Linse in x -Richtung defokussiert und in y -Richtung fokussiert. (c) Optisches Analogon zur fokussierenden Wirkung zweier nacheinander angeordneter Linsen gleicher Brennweite mit fokussierender und defokussierender Wirkung. (aus Krane)

wird durch ein von einem Motor angetriebenes isolierendes Band aufgeladen. Auf das Band werden auf einer Seite durch spitze Elektroden (bzw. Bürsten), die mit einem Hochspannungsgenerator verbunden sind, Ladungen aufgebracht, die auf der anderen Seite von ähnlichen Elektroden, die im feldfreien Inneren der Hohlkugel sitzen und mit dieser verbunden sind, abgestreift. Die Hohlkugel, auch Hochspannungsterminal genannt, kann sich maximal bis zu einer Durchschlagspannung aufladen, die davon abhängt, ob die Anordnung an Luft steht oder in einem mit Isoliergas (SF_6) gefüllten und auf Überdruck von mehreren bar gehaltenen Drucktank befindet. An Luft lassen sich Spannungen bis zu $2MV$ erreichen, während man im Tank mit Isoliergas bis etwa $10MV$ kommt. Anstatt des isolierenden Bandes kann man auch Ketten von Metallkugeln oder -zylindern (sog. *Pelletron* oder *Laddertron*) verwenden, die durch isolierende Abstandshalter flexibel verbunden sind.

Die Kugel ist wiederum mit einer Elektrode am einen Ende des eigentlichen Beschleunigers verbunden, an der auch die Teilchenquelle angebracht ist. Die Beschleunigerstruktur besteht aus einem Vakuumrohr, das von einer Reihe von Elektroden umgeben ist, die elektrisch über hochohmige Widerstände miteinander verbunden sind. Die Elektroden

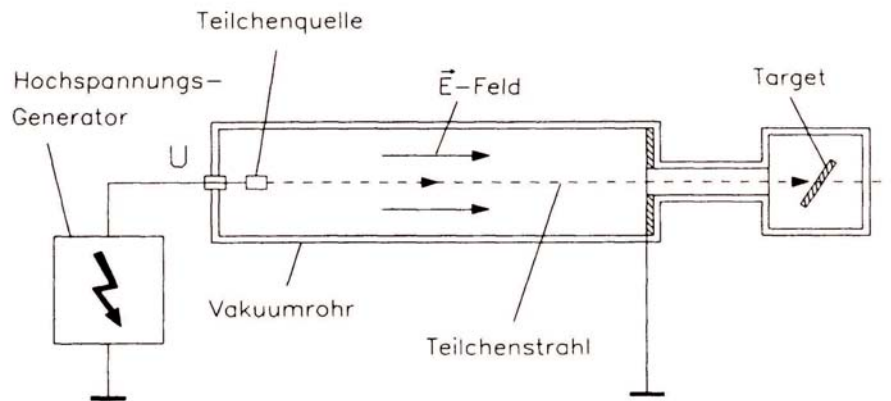


Abb. 4.5: Prinzip eines elektrostatischen Beschleunigers. Die Teilchen werden in einer Teilchenquelle erzeugt, die auf einer Hochspannung gegenüber dem Ende der Beschleunigersektion liegt. Das elektrische Feld beschleunigt die geladenen Teilchen, die mit einer der durchlaufenen Potentialdifferenz entsprechenden Energie aus dem Beschleuniger treten und auf ein Target geführt werden. (aus Wille)

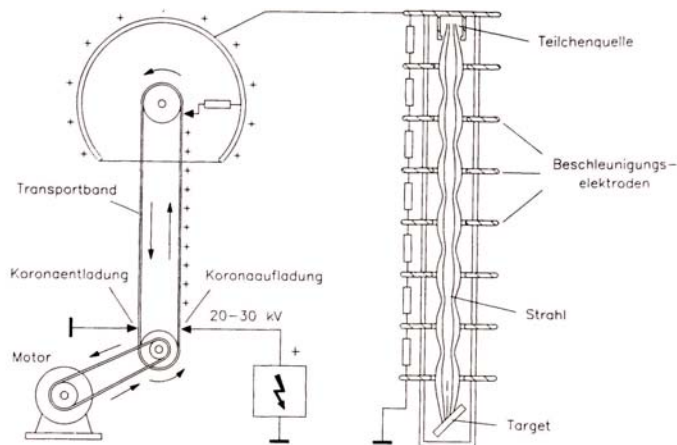


Abb. 4.6: Prinzip des van-de-Graaff Beschleunigers. (aus Wille)

sorgen für eine gleichmäßigen Feldverteilung entlang der Beschleunigerstruktur. Zudem ist hiermit ein definierter Potenzialabfall gewährleistet, der auch sicherstellt, dass keine extrem großen Spannungsgradienten auftreten, die zu Überschlügen führen könnten.

4.4 Tandem van-de-Graaff Beschleuniger

Beim Tandem-Beschleuniger (Abb. 4.7) handelt es sich um einen van-de-Graaff Beschleuniger, bei dem die Beschleunigungsspannung zweimal ausgenutzt wird, um höhere Teilchenenergien zu erreichen. Das Hochspannungsterminal, das über ein Band oder ein Pelletron positiv aufgeladen wird, befindet sich hierbei in der Mitte der Beschleunigungsstruktur. Es werden einfach negativ geladene Ionen eingeschossen, die bei einer Terminalspeisung U bis zum Terminal eine Energie eU gewinnen. In der feldfreien Mitte des Terminals treffen die Ionen auf ein Strippergas oder eine dünne Kohlenstofffolie. Beim Durchfliegen des Strippers werden den Ionen Elektronen abgestreift (*engl.: stripping*) und man erhält positiv geladene Ionen auf der anderen Seite des Terminals, die nun über den zweiten Teil der Beschleunigerstruktur wiederum eine Beschleunigung durch die Potenzialdifferenz U erfahren. Dabei gibt es nicht nur positive Ionen mit einem Ladungszustand, sondern es tritt eine Ladungsverteilung auf, deren Form von der Energie der Strahlteilchen abhängt. Ein Ion mit der Ladung ze erfährt dabei also eine Beschleunigung in der zweiten Stufe des Tandems von zeU .

Bespiel: Es liege eine Terminalspeisung von 10MV an und es werden $^{16}\text{O}^{1-}$ Ionen in den Tandem eingeschossen. Im Terminal haben die Ionen eine Energie von 10MeV . Nach dem Stripper gibt es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit vollständig ionisierte Sauerstoffionen $^{16}\text{O}^{8+}$, die nun eine Energie von 80MeV auf der zweiten Beschleunigerhälfte gewinnen. Aus dem Tandem treten also $^{16}\text{O}^{8+}$ Ionen mit einer Energie von 90MeV aus. Gleichzeitig treten aber auch $^{16}\text{O}^{7+}$ Ionen mit einer Energie von 80MeV aus.

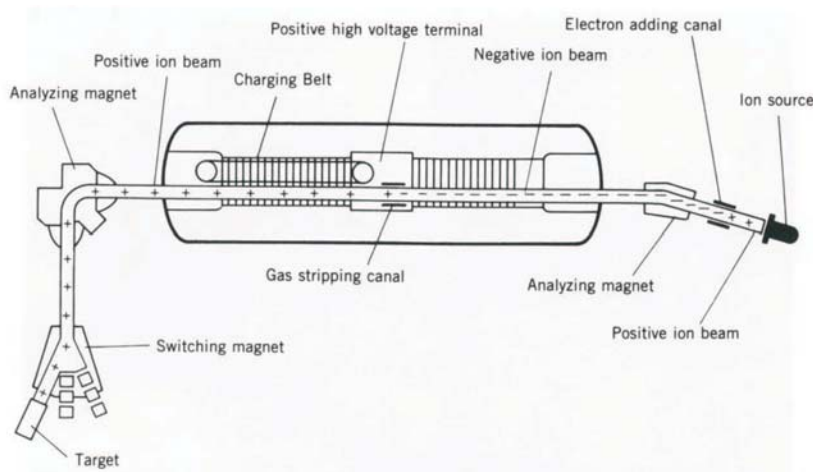


Abb. 4.7: Prinzipieller Aufbau eines Tandem van-de-Graaff Beschleunigers. (aus Krane)

Die Selektion der gewünschten Ionenspezies mit der richtigen Energie wird durch einen 90° Analyse-Magneten und ein nachfolgendes Schlitzsystem gewährleistet. Nachfolgend werden die Ionen mittels eines ionenoptischen Systems zum Experiment geführt. Um

hohe Beschleunigungsspannungen zu erreichen, ist die gesamte Beschleunigerstruktur im Inneren eines Drucktanks, der bei großen Tandembeschleunigern mit reinem SF_6 Isoliergas gefüllt ist und unter etwa 7 Atmosphären Druck steht. Das aus Glas oder Keramik bestehende Vakuumrohr im Inneren hat dagegen einen Druck von besser als 10^{-6} mbar . Entlang der Beschleunigungsstrecke sind wiederum Elektroden angebracht, die das Feld entlang der Beschleunigerstruktur und zwischen Terminal und der Wand des Drucktanks definieren, und so die Wahrscheinlichkeit von Überschlügen reduzieren. Abb. 4.8 zeigt den 15 MV Tandembeschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching. Die größten Tandembeschleuniger erreichen Terminalspannungen von 25 MV.



Abb. 4.8: Der 15 MV Tandembeschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching. Man sieht den Drucktank des Beschleunigers und im Vordergrund den 90° Analyse magneten.

4.5 Kreisbeschleuniger

In Kreisbeschleunigern werden die geladenen Teilchen durch senkrecht zu ihrer Bahn stehende Magnetfelder auf Kreisbahnen gehalten. Dabei unterscheidet man zwischen Kreisbeschleunigern, bei denen die Teilchen vollständige Kreis- bzw. Spiralbahnen in einem ausgedehnten Magnetfeld ausführen, z.B. das Zyklotron, und Kreisbeschleunigern bei denen die Teilchen in einer Serie von Dipolmagneten jeweils ein Stück eines Kreissektors beschreiben, z.B. das Synchrotron. Die vollständige Kreisbahn wird dann durch die Hintereinanderreihung vieler solcher Magnete erreicht.

Die Bewegung eines geladenen Teilchens im homogenen Magnetfeld ist durch die bereits eingeführte Zyklotronfrequenz ω_c gegeben, die sich aus dem Kräftegleichgewicht zwischen Lorentzkraft und Zentrifugalkraft ableitet:

$$\omega_c = \frac{q}{m} B.$$

Die Zyklotronfrequenz hängt für nicht-relativistische Teilchen nicht von der Geschwindigkeit der Teilchen ab, vielmehr resultieren höhere Geschwindigkeiten in einem größeren Bahnradius, wodurch die Konstanz der Umlauffrequenz gewährleistet wird. Dies wird im Zyklotronbeschleuniger ausgenutzt.

4.5.1 Das Zyklotron

Das Zyklotron, von Lawrence um 1930 entwickelt, besteht aus einem ausgedehnten vertikalen homogenen Magnetfeld. Zwischen den Polschuhen des Magnetfeldes sind zwei D-förmige leitende Kammern angebracht (siehe Abb. 4.9). Zwischen den beiden Kammern wird eine Wechselspannung angelegt. Die Ionen werden im Zentrum des Zyklotrons eingebracht und werden von der über dem Spalt anliegenden Spannung zur anderen Seite des Spalts beschleunigt. Sobald sie in die D-förmige Kammer eintreten spüren sie nur noch das Magnetfeld und laufen auf einer halbkreisförmigen Bahn um, bis sie wieder auf den Spalt treffen. Die Frequenz der Wechselspannung ist nun so gewählt, dass die Ionen, wenn sie den Spalt erreichen, wiederum ein beschleunigendes elektrisches Feld spüren. Bei Eintritt in die gegenüberliegende Kammer haben sie nun eine höhere Energie, weshalb der Radius des nun durchlaufenen Halbkreises größer als der in der anderen Kammer ist. Wiederum werden sie beim Durchlaufen des Spaltes beschleunigt. Die Ionen durchlaufen also immer größer werdenden Spiralbahnen, bis sie den Rand der Kammern erreichen und dort von einem Magneten aus der Kammer heraus abgelenkt werden. Von dort kann der Ionenstrahl zum Experiment geführt werden. Abb. 4.10 zeigt wie der aus einem Zyklotron austretende Ionenstrahl die Luft ionisiert. Üblicherweise würde man den Ionenstrahl natürlich in einem Vakuumrohr weitertransportieren.

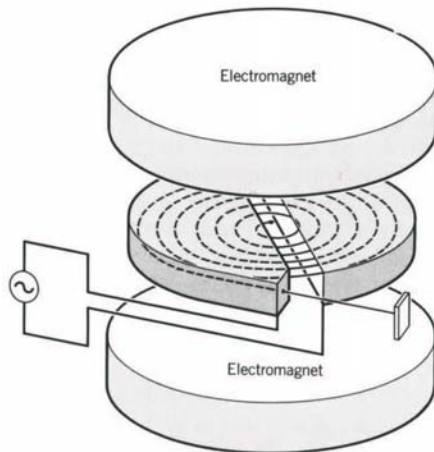


Abb. 4.9: Prinzip des Zyklotrons mit den D-förmigen Kammern im Magnetfeld und der Wechselspannung, die zwischen der beiden Kammern anliegt und für die Beschleunigung sorgt (aus Krane).

Der große Vorteil dieses Beschleunigerkonzeptes ist natürlich die Tatsache, dass nur ei-

ne Beschleunigungsspannung mit einer relativ kleinen Amplitude notwendig ist, da die Gesamtenergie durch das häufige Ausnutzen der selben Spannung erreicht wird. Hierbei muss die Phase der Beschleunigungsspannung auf die Umlauffrequenz der Ionen abgestimmt sein und damit gleich der Zyklotronfrequenz sein. Die maximale Geschwindigkeit der Ionen ist durch die Stärke des Magnetfelds und den Radius r des Zyklotrons festgelegt:

$$v_{max} = \frac{qBr}{m}. \quad (4.1)$$

Damit ergibt sich eine kinetische Energie der Ionen von

$$E_{max} = \frac{1}{2}mv_{max}^2 = \frac{(qBr)^2}{2m} = \frac{m\omega^2 r^2}{2}. \quad (4.2)$$

Man sieht an dieser Gleichung, dass es für das Erreichen hoher Energien notwendig ist, ein möglichst hohes Magnetfeld und einen großen Radius zu verwenden. Die Amplitude der Wechselspannung geht hier nicht ein. Eine größere Spannungsamplitude bedeutet nur, dass weniger Umläufe von den Ionen gemacht werden. Die Energie der Ionen ist jedoch die selbe, wie bei einer kleinen Spannung mit mehr Umläufen. Üblicherweise werden mit etwa 50-100 Umläufen Strahlströme von ca. $100\mu A$ erreicht. Hierbei werden typische Magnetfeldstärken von 1,5T und Wechselspannungen mit einer Amplitude von 200 – 500kV eingesetzt.

Beispiel 4.1

Wir wollen Protonen auf 20MeV mit einem Magnetfeld von 1,5T beschleunigen. Die Zyklotronfrequenz ist

$$\omega_c = \frac{1e}{938MeV/c^2} \cdot 1,5T = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}C}{1,67 \cdot 10^{-27}kg} \cdot 1,5 \frac{kg}{C \cdot s} = 144MHz,$$

womit man ein Zyklotron mit einem Radius von

$$r = \sqrt{\frac{2E_{kin}}{m\omega_c^2}} \approx \sqrt{\frac{40MeV}{1000MeV/c^2}} \cdot \frac{1}{\omega_c} = 0,2 \frac{c}{\omega_c} = 0,42m$$

benötigt.

Wie in Abb. 4.11 zu sehen ist, ist das Magnetfeld am äußeren Rand des Magneten nicht mehr wirklich homogen. Die sich nach außen wölbenden Magnetfeldlinien haben einerseits den positiven Effekt, dass sie zu einer vertikalen Fokussierung des Ionenstrahls führen, andererseits jedoch den unschönen Effekt, dass die Resonanzbedingung aufgrund des nicht mehr homogenen Magnetfeldes nicht exakt erfüllt ist. Man darf diese Inhomogenitäten also nicht zu groß werden lassen, da man ansonsten nicht mehr mit einer konstanten Frequenz der Wechselspannung arbeiten kann. Bei zu hohen Energien, nämlich wenn man in den Bereich relativistischer Bewegung kommt und sich die Masse der Ionen verändert, ist man auch nicht in der Lage mit einer konstanten Frequenz zu arbeiten. Dies soll im nachfolgenden Abschnitt näher erläutert werden.

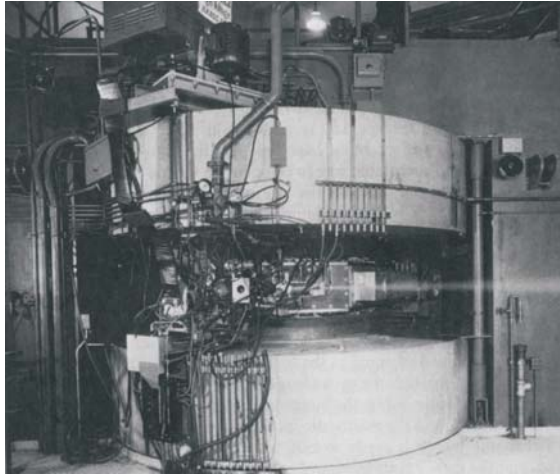


Abb. 4.10: Bild eines Zyklotrons am Argonne National Laboratory. Die großen Kammern unten und oben halten die Magneten. Man kann sehen, wie der Strahl aus dem Zyklotron austritt und die Luft ionisiert. (aus Krane)

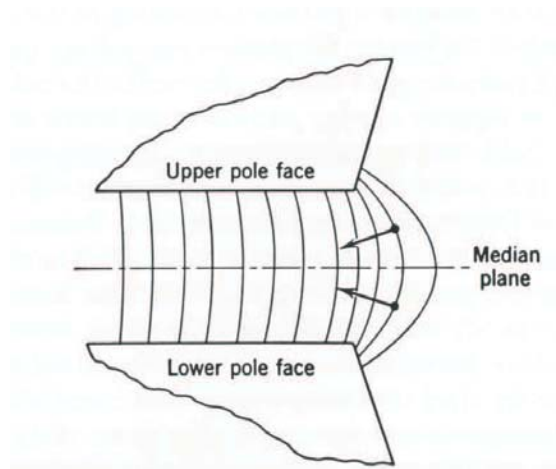


Abb. 4.11: Magnetfeldlinien am äußeren Rand sind auswärts gekrümmt, was zu einer vertikalen Fokussierung der Ionen führt. Gleichzeitig ist jedoch auch die Bedingung für die Zyklotronbewegung nicht mehr vollständig erfüllt. (aus Krane)

4.5.2 Effekt des relativistischen Massenanstiegs

Wird die Energie der beschleunigten Teilchen so groß, dass man den Bereich der nicht-relativistischen Näherung verlässt, verändert sich aufgrund des relativistischen Massen-

anstiegs

$$m = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (4.3)$$

Die Zyklotronfrequenz mit zunehmender Energie. Nur für $\gamma \approx 1$ ($v \ll c$) ist es möglich mit konstanter Hochfrequenz $\omega_{HF} = \omega_c = \text{const.}$ zu arbeiten. Hieraus folgt, dass man ein Zyklotron unter der Bedingung $p \ll m_0$ einsetzen kann:

$$1 \approx \gamma = \frac{E}{m_0 c^2} = \frac{\sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}}{m_0 c^2} \Rightarrow pc \ll m_0 c^2 \quad (4.4)$$

Für Protonen ist dieses Limit bei etwa 40 MeV ($\gamma = 1,04$) erreicht. Man sieht außerdem sehr leicht ein, dass man ein Zyklotron für Elektronen ($m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$) nicht einsetzen kann.

Um zu höheren Energien für die Strahlpulse (*engl. bunch*) zu kommen, ist es offensichtlich notwendig, entweder die Hochfrequenz der eingestrahlten Beschleunigungsspannung oder das Magnetfeld dynamisch anzupassen.

Im Falle des Zyklotrons wurden hierfür einerseits frequenzmodulierte Zyklotrons entwickelt, so genannte Synchrozyklotrons, und andererseits Zyklotrons mit nach außen variierendem Magnetfeld. Bei letzterem wurden zusätzlich alternierende Sektoren mit hohem und niedrigem Magnetfeld eingesetzt, um die zum Rand hin auftretende defokussierende Wirkung der Randfelder zu umgehen. Näheres hierzu findet sich in der Literatur [Wil96, Kra87].

Gleichzeitig benötigt man für höhere Energien immer größere Radien, was sehr kostspielig werden kann. Als Beispiel eines großen Sektorzyklotrons sei in Abb. 4.12 das 520 MeV TRIUMF Zyklotron gezeigt. Man beachte die Menschen, die auf den Polschuhen der unteren Magnete stehen.

4.5.3 Das Synchrotron

Anstatt, wie bei den Weiterentwicklungen des einfachen Zyklotrons, entweder nur die Hochfrequenz oder nur die Magnetfeldstärke zu variieren, basiert das Synchrotron darauf, die Hochfrequenz der Beschleunigungsspannung als auch Magnetfeld zeitlich synchron so zu variieren, dass die Teilchen immer auf etwa dem gleichen Radius im Vakuum umlaufen. Für den Ablenkradius der Teilchen gilt

$$r = \frac{mv}{qB} = \frac{v}{qc^2} \cdot \frac{E}{B}. \quad (4.5)$$

Um die Teilchen auf konstantem Radius zu halten, muss also das Verhältnis E/B konstant bleiben. Das Magnetfeld muss also proportional zum Energieanstieg hochgefahren werden. Mit normalleitenden Magneten kann man Magnetfelder von ca. $1,5 \text{ T}$ erreichen, während man durch den Einsatz supraleitender Magnete bis zu ca. 5 T kommt.

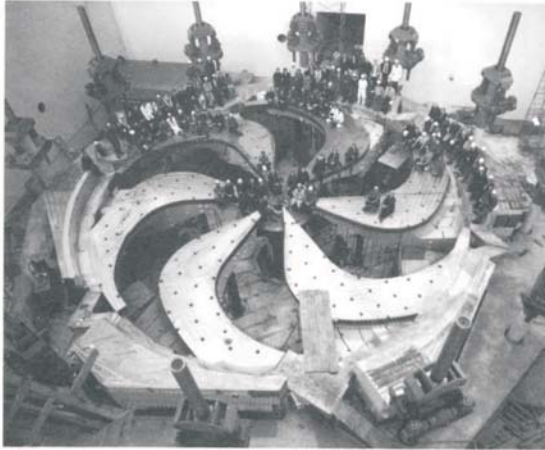


Abb. 4.12: Das 520MeV TRIUMF AVF Sektorzyklotron (aus Krane).

Abb. 4.13 zeigt den schematischen Aufbau eines Synchrotrons. Es besteht aus einer Reihe von Ablenkmagneten, dazwischen liegenden Fokussierungsmagneten und einer kurzen Beschleunigungsstrecke. Die Teilchenpakete (*engl. bunch*) werden aus einem Linearbeschleuniger (*LINAC*=*LI*Near *AC*celerator) (siehe Abschnitt 4.6) in das Synchrotron eingespeist.

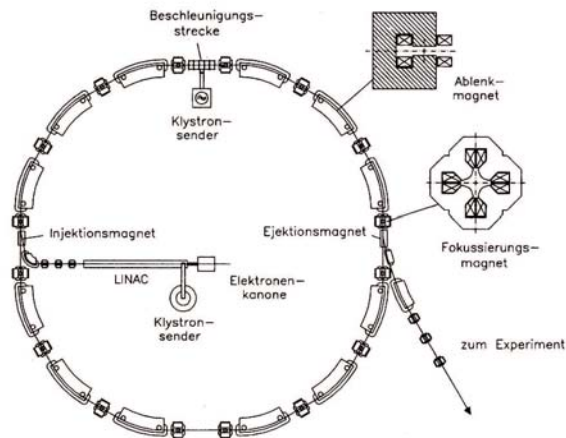


Abb. 4.13: Schematischer Aufbau eines Synchrotrons (aus Wille).

Die HF-Frequenz muss so eingestrahlt werden, dass die Teilchen in der Beschleunigungsstrecke immer eine beschleunigende Spannung erfahren und gleichzeitig auf dem

selben Radius im Vakuumrohr umlaufen. Da wir es nun mit relativistischen Teilchen zu tun haben, müssen wir die Zyklotron-Resonanzbedingung entsprechend anpassen.

Betrachten wir hierzu ein sich in einem Magnetfeld B bewegendes Teilchen mit Impuls p und der Ladung q . Aufgrund der Lorentz-Kraft bewegt es sich auf einem Kreisbogen mit Radius r für den gilt:

$$p = qrB = \gamma m_0 v. \quad (4.6)$$

Die totale relativistische Energie des Teilchens ist:

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{q^2 r^2 B^2 c^2 + m_0^2 c^4} = mc^2 = \gamma m_0 c^2. \quad (4.7)$$

Damit ergibt sich für die Zyklotron-Resonanzbedingung (nichtrelativistisch: $\omega_c = qB/m_0$) nun:

$$\omega_c = \frac{qB}{m} = \frac{qBc^2}{E} = \frac{qBc^2}{\sqrt{q^2 r^2 B^2 c^2 + m_0^2 c^4}}. \quad (4.8)$$

Für einen festen Radius r definiert diese Relation den Zusammenhang zwischen B und ω_c . Anders ausgedrückt kann man auch schreiben:

$$\omega_c = n \cdot \frac{qBc^2}{E} = n \cdot \frac{c}{R} \cdot \frac{pc}{E} = n \cdot \frac{c}{r} \cdot \frac{\gamma m_0 v c}{\gamma m_0 c^2} = n \cdot \frac{c}{r} \cdot \beta. \quad (4.9)$$

Hier wurde die ganze Zahl n eingeführt, um zu verdeutlichen, dass natürlich auch höhere Harmonische der Grundfrequenz die Bedingung für die Beschleunigung der Teilchen erfüllen. Die Frequenz wird also mit ansteigender Geschwindigkeit hochgeführt und bleibt bei $v = c$ konstant.

Erreichen die Teilchen die Beschleunigungsspannung immer mit der gleichen Phase ψ_s , so ist der Energiegewinn pro Umlauf:

$$\Delta E_{\text{stabil}} = eU_0 \sin \psi_s - \Delta E_{\text{verlust}}. \quad (4.10)$$

Hierbei ist $\Delta E_{\text{verlust}}$ die durch Abstrahlung elektromagnetischer Strahlung (*Synchrotronstrahlung*) verlorene Strahlung. Für Protonen sind diese Verluste vernachlässigbar, so dass es möglich ist, Protonenenergien von 1000GeV zu erreichen. Für Elektronen wächst der Energieverlust jedoch mit der vierten Potenz der Strahlenergie ($\Delta E_{\text{verlust}} \propto E^4$), so dass in Synchrotrons nur maximale Energien für Elektronen von etwa 100GeV erreichbar sind.

Bei Beschleunigungsspannungen von 500kV muss ein Proton ca. 10^6 mal umlaufen, um eine Energie von 1000GeV zu erreichen.

4.5.4 Einsatz von Synchrotrons

CERN bei Genf: Am *Super Proton Synchrotron (SPS)* des CERN werden mit einem maximalen Magnetfeld von $B_{max} = 1,4T$ und einem Radius von $1,1km$ ein maximaler Impuls von $p_{max} = 450GeV/c$ erreicht.

Der derzeit am CERN im Bau befindliche *Large Hadron Collider (LHC)* wird mit supraleitenden Magneten $B_{max} \approx 5,4T$ erreichen und mit einem Radius vom $R \approx 4,3km$ (Umfang $\approx 27km$) im alten LEP Tunnel (*LEP = Large Electron Positron collider*) für Protonen einen maximalen Impuls von $p_{max} = 7000GeV/c = 7TeV/c$ produzieren.

Fermi-Laboratory bei Chicago: Der Beschleuniger mit der heute höchsten Energie für Protonen ist das sogenannte Tevatron am Fermi-Lab mit einem maximalen Impuls von $p_{max} = 1TeV/c$.

GSI Darmstadt: Das Schwerionensynchrotron (SIS) der GSI Darmstadt beschleunigt schwere hochgeladene Ionen bis Uran auf Energien bis zu 2 A GeV (2 GeV pro Nukleon). Die im Zukunftprojekt FAIR² der GSI geplanten Beschleuniger SIS100 und SIS300 werden Uran auf bis zu 34 A GeV und Protonen und Antiprotonen auf bis zu 3 GeV zu beschleunigen.

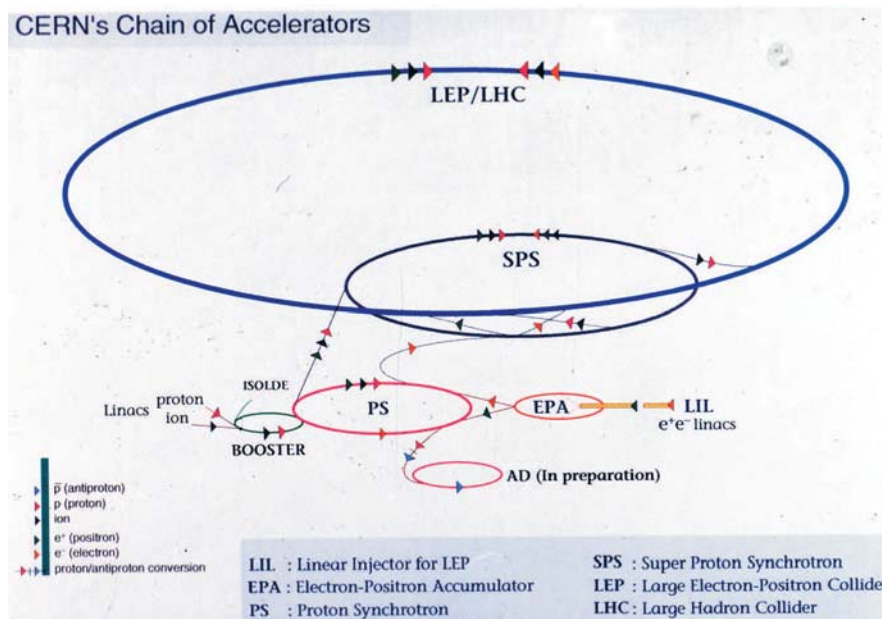


Abb. 4.14: Beschleunigerkomplex des CERN mit dem SPS und dem LEP/LHC Synchrotrons.

²FAIR = Facility for Antiproton and Ion Research



Abb. 4.15: Blick auf das CERN aus der Vogelperspektive. Der Verlauf der unterirdischen SPS und LHC/LEP Ringe ist markiert. Im Vordergrund der Genfer Flughafen.

4.5.5 Strahlstabilität und Fokussierung

Die Teilchen in einem Teilchenpaket, das in einem Synchrotron umläuft, befinden sich natürlich nicht alle auf dem idealen Radius und haben nicht alle exakt den gleichen Impuls. Wie nachfolgend gezeigt wird, laufen die Teilchen im Synchrotron nicht auf idealen Kreisbahnen (der Sollbahn) um, sondern sie führen in radialer Richtung kleine Schwingungen um die Sollbahn aus. Dasselbe gilt für die vertikale Ebene entlang der Sollbahn.

Phasenstabilität. Ein Teilchen ohne Impulsabweichung $\Delta p/p = 0$ erreicht die Beschleunigungsspannung immer mit der gleichen Phase ψ_s . Unter dieser Bedingung wird das Teilchen immer so beschleunigt, dass es nach jedem Umlauf wieder mit der gleichen Phase ankommt. Man wählt die Phase der Beschleunigungsspannung so, dass die Beschleunigung immer im abfallenden Teil der HF-Wechselspannung erfolgt (siehe Abb. 4.17). Hierdurch wird eine Phasenfokussierung erreicht, wie nachfolgend beschrieben wird.

Ein Teilchen mit einem etwas kleineren Impuls $\Delta p/p < 0$ wird stärker vom Magnetfeld in den Ablenkmagneten abgelenkt und beschreiben somit eine Bahn auf insgesamt kleinerem Radius, was dazu führt, dass sie vor den Sollteilchen an der Beschleunigungsstrecke ankommen. Sie haben also auch eine kleinere Phase ($\psi = \psi_s - \Delta\psi$) in bezug auf die Beschleunigungsspannung. Daher sehen diese Teilchen eine höhere Beschleuni-

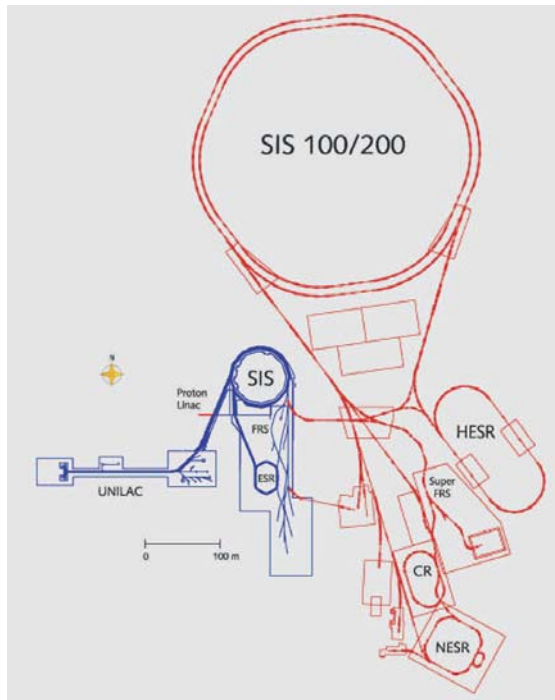


Abb. 4.16: Beschleuniger- und Experimentierkomplex der GSI heute (blau) mit dem Linearbeschleuniger UNILAC und dem Schwerionensynchrotron SIS. In rot ist der im Rahmen des GSI Zukunftsprojektes geplante Komplex gezeigt, der die Schwerionensynchrotrons SIS100 und SIS200 beinhaltet, die im gleichen Tunnel untergebracht sind ([http : //www – new.gsi.de/zukunftsprojekt/index_e.html](http://www-new.gsi.de/zukunftsprojekt/index_e.html)).

gungsspannung, die das Teilchen stärker beschleunigt, als dies für die Sollteilchen der Fall ist. Damit holen diese Teilchen im Vergleich zu den Sollteilchen auf, und können diese sogar überholen. Für Teilchen mit einem etwas zu großen Impuls $\Delta p/p > 0$ wird dementsprechend weniger beschleunigt und nähert sich auch dem Impuls der Sollteilchen an. Insgesamt kommt es zu einer Oszillation der Phasen um die Sollphase, was Stabilität garantiert.

Es ist im übrigen eine bemerkenswerte Tatsache, dass Teilchen mit geringem Impuls, aufgrund ihres kleineren Umlaufradius, mit höherer Frequenz umlaufen, und umgekehrt.

Radiale Stabilität. Die vorherige Diskussion der Phasenstabilität hat bereits gezeigt, dass die Phasenoszillation zu einer Oszillation im Radius führt. Zusätzlich führen die verwendeten Fokussierungsmagneten des Synchrotrons ebenfalls zu einer Oszillation in der Radialkoordinate.

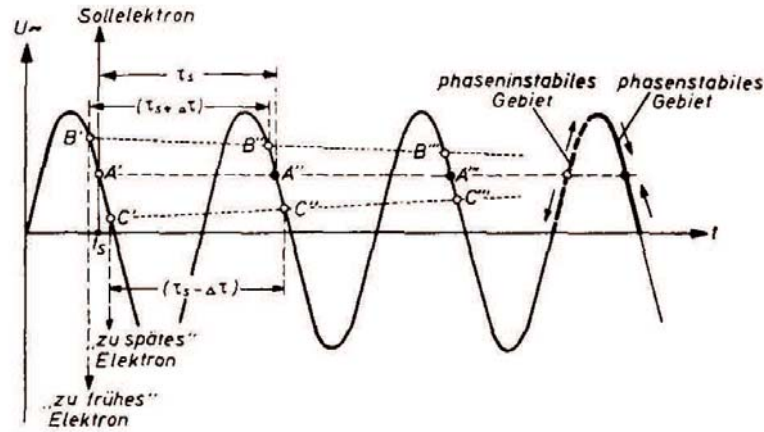


Abb. 4.17: Prinzip der Phasenfokussierung im Ringbeschleuniger für relativistische Teilchen. (aus [Kol55])

4.6 Linearbeschleuniger

Ein Linearbeschleuniger besteht aus einer Reihe von Driftröhren aus Metall, die abwechselnd mit den Polen des HF-Generators verbunden sind (siehe Abb. 4.18). Die geladenen Teilchen werden aus der Quelle heraus zur ersten Driftröhre hin beschleunigt. In der Driftröhre sind sie vom elektrischen Feld abgeschirmt. Wenn die Teilchen am Ende der Röhre ankommen, muss die HF-Spannung umgekehrt worden sein, so dass die Teilchen wiederum eine Beschleunigung erfahren. Dieser Prozess wiederholt sich für alle Driftröhren.

Da die Teilchen in jedem Spalt zwischen den Driftröhren immer schneller werden, müssen die Driftröhren immer länger werden, um eine konstante HF-Frequenz einsetzen zu können.

Nach der i -ten Driftröhre haben die Teilchen eine Energie von

$$E_i = i \cdot qU_0 \cdot \sin \psi_s \quad (4.11)$$

erreicht, wobei ψ_s die Sollphase der Teilchen ist.

Der wesentliche Vorteil im Vergleich zu den elektrostatischen Beschleunigern ist der, dass die maximale Spannung nie größer als U_0 wird, die sich im Bereich von einigen hundert kV bewegt.

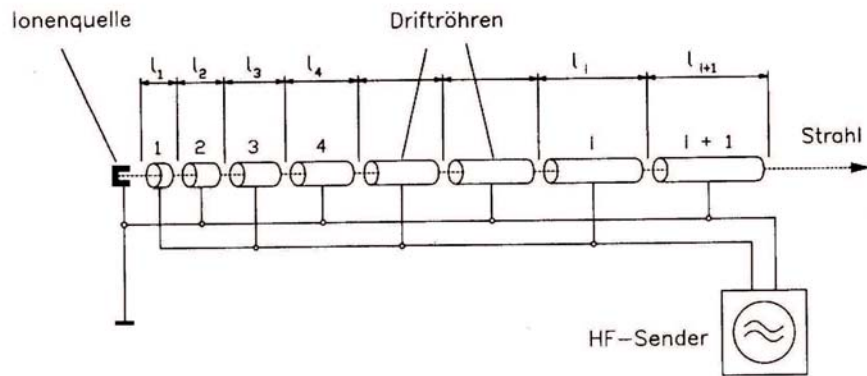


Abb. 4.18: Schema des Linearbeschleunigers. (aus Wille)

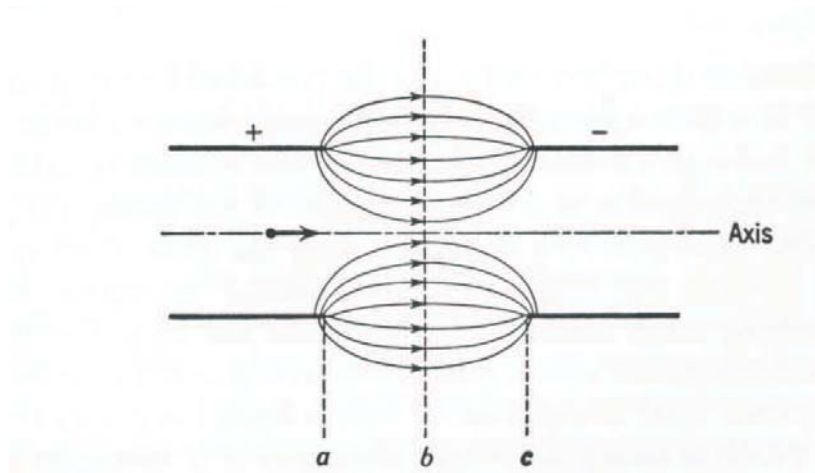


Abb. 4.19: Das elektrische Feld zwischen zwei Driftröhren. (aus Krane)

4.6.1 Nicht-relativistischer Fall

In der i -ten Driftröhre haben die Teilchen (im nicht-relativistischen Fall) die Geschwindigkeit:

$$v_i = \sqrt{\frac{2E_i}{m}} \quad (4.12)$$

In der Zeit, die das Teilchen für das Durchlaufen der nächsten Driftröhre benötigt, muss für die HF-Spannung eine halbe Periode vergehen. Damit ergibt sich für die Länge der Driftröhre:

$$l_i = \frac{v_i \cdot T_{HF}}{2} = \frac{\pi}{\omega_{HF}} \sqrt{\frac{2i \cdot q U_0 \sin \psi_s}{m}} \propto \sqrt{i}. \quad (4.13)$$

Die Länge der Driftröhren muss also für nicht-relativistische Teilchen mit $\sqrt{i}$ ansteigen. Fokussierende Elemente können in den feldfreien Räumen im Inneren der Driftröhren eingebaut werden. Der Feldgradient zwischen den Driftröhren (Abb. 4.19) führen auch zu einer Fokussierung.

Beispiel 4.2

Betrachten wir die Beschleunigung von Protonen mit einer Beschleunigungsspannung von $U_0 \sin \psi_s = 500kV$ und einer Hochfrequenz von $\omega_{HF} = 100MHz$. Damit benötigt man 40 Driftröhren, um eine Energie von $20MeV$ zu erreichen. Die 40te Driftröhre muss eine Länge von etwa $1,9m$ haben und die gesamte Länge des Beschleunigers beträgt ca. $50m$.

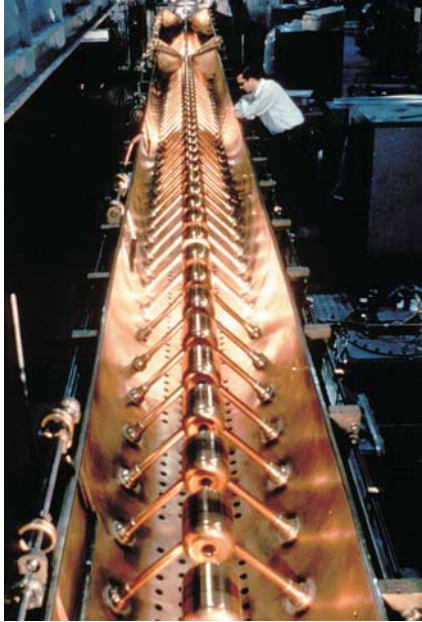


Abb. 4.20: Driftröhren eines Protonenlinacs.

4.6.2 Relativistische Teilchen

Für relativistische Teilchen ($v \approx c$) ist die Länge der Driftröhren im wesentlichen konstant. Für Elektronen ist dies bereits bei einer Energie von einigen MeV erreicht. Hierdurch ist es möglich erheblich einfachere Konstruktionen einzusetzen. Man verwendet keine individuellen Driftröhren, sondern eine Hohlleiterstruktur, in dem eine stehende Welle erzeugt wird. Bei der in Abbildung 4.21 gezeigten, so genannten Runzelröhre, sind in einem glatten Hohlleiter Ringe eingebaut. Der wesentliche Effekt dieser Ringe besteht aus einer Absenken der Phasengeschwindigkeit auf unter Lichtgeschwindigkeit.

Die stehende Welle in diesen Hohlleiterstrukturen kann als die Überlagerung einer hinlaufenden mit einer rücklaufenden Welle betrachtet werden. Hat die stehende Welle eine Phasengeschwindigkeit $v_{Phase} = v_{Teilchen}$, so "surfen" die Teilchen auf der Wellenfront der Welle.

Die Hohlleiterstrukturen werden sowohl für Elektronen, als auch hochenergetische Protonen eingesetzt. Der LINAC des Stanford Linear Accelerator Laboratory der Stanford Universität hat eine Länge von 3km und beschleunigt Elektronen bis zu einer Energie von 20GeV . Der sogenannte LAMPF (*Los Alamos Meson Physics Facility*) Beschleuniger ist ein Protonen-LINAC mit einer Maximalenergie von 800MeV am Los Alamos National Laboratory. Heute wird er zur Produktion von Neutronen eingesetzt und wird als LANSCE (*Los Alamos Neutron Science Center*) bezeichnet.

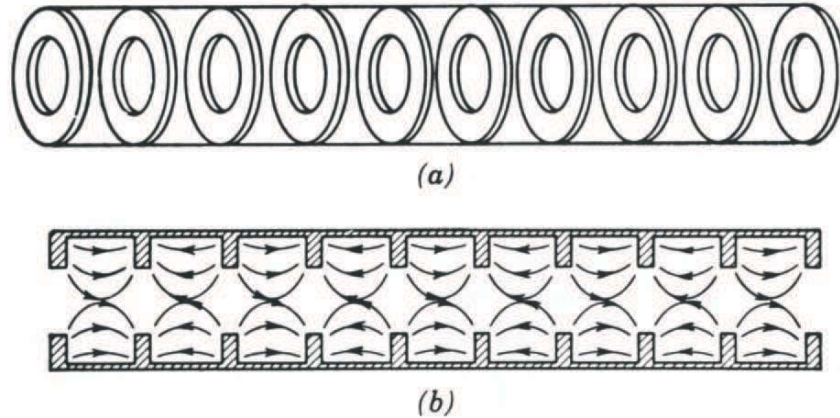


Abb. 4.21: (a) So genannte Runzelröhre (b) resultierendes Feld. (aus Krane)

4.6.3 Phasenstabilität im LINAC

Die Phasenstabilität in einem Linearbeschleuniger wird auf ähnliche Weise erreicht, wie beim Synchrotron. Der wesentliche Unterschied ist jedoch, dass im Falle des LINACs die Phase der Teilchen zur Beschleunigungsspannung so gewählt wird, dass die Beschleunigung in der aufsteigenden Flanke passiert. Betrachte Teilchen, die mit der korrekten

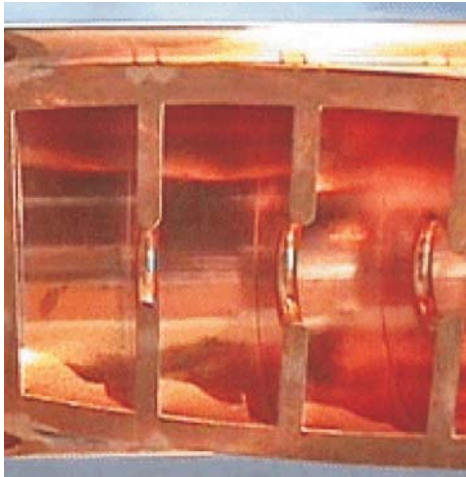


Abb. 4.22: Hohleiter des SLAC Elektronenlinacs.

Phase laufen (Punkt a in Abb. 4.23). Teilchen, die zu schnell sind (Punkt b in Abb. 4.23) erfahren eine kleinere Beschleunigung und fallen zurück, während zu langsame Teilchen (Punkt c in Abb. 4.23) eine größere Beschleunigung erfahren und zu den Sollteilchen aufholen. Die Verwendung der ansteigenden Flanke der Spannung kommt daher, dass es im Gegensatz zum Synchrotron keine “Abkürzung” für die langsameren Teilchen gibt. Es kommt auch hier zu einer longitudinalen Schwingung der Teilchen um die Sollphase.

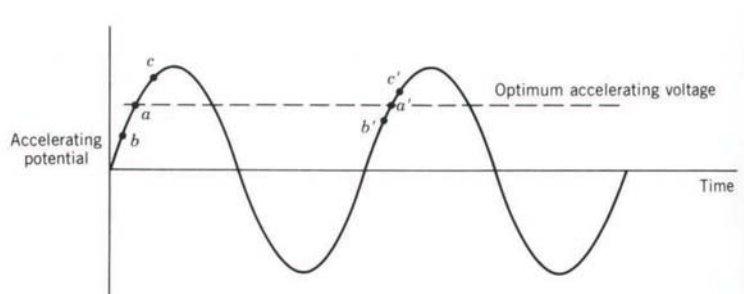


Abb. 4.23: Phasenstabilität im LINAC.

4.7 Collider

Bei den bisher diskutierten Beschleunigern werden die Teilchen auf die gewählte Energie beschleunigt und anschließend aus dem Beschleuniger extrahiert und zu einem ruhenden Target geführt, an dem die zu untersuchenden Reaktionen und Streuungen stattfinden.



Abb. 4.24: Das Stanford Linear Accelerator Laboratory (SLAC).

Dies führt jedoch nur zu einer geringen Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Energie, da relativ viel Energie in der Bewegung des Schwerpunktes sitzt, wie im folgenden veranschaulicht wird. Für das Erreichen der höchsten Energien im Schwerpunktsystem geht man daher dazu über zwei Teilchenstrahlen miteinander kollidieren zu lassen, was in so genannten Collidern geschieht.

4.7.1 Schwerpunktsenergie

Wir betrachten zwei kollidierende Teilchen mit Gesamtenergien und Dreierimpulsen $E_1, \vec{p}_1$ sowie $E_2, \vec{p}_2$ und den Viererimpulsen $P_1 = (E_1/c, \vec{p}_1)$, $P_2 = (E_2/c, \vec{p}_2)$. Es sei daran erinnert, dass das Quadrat der Viererimpulse eine lorentzinvariante Größe ist. Somit gilt:

$$(P_1 + P_2)^2 = (P_1^{cm} + P_2^{cm})^2 \quad (4.14)$$

wobei das Superskript *cm* für das Schwerpunktsystem (*engl.*: *center of mass*) steht. Das Schwerpunktsystem ist bekannter weise definiert als das System in dem die Summe der Dreierimpulse gerade verschwindet:

$$\vec{p}_1^{cm} + \vec{p}_2^{cm} = 0.$$

Damit wird

$$\begin{aligned}(P_1^{cm} + P_2^{cm})^2 &= (E_1^{cm} + E_2^{cm})^2 / c^2 - (\vec{p}_1^{cm} + \vec{p}_2^{cm})^2 \\ &= (E_1^{cm} + E_2^{cm})^2 / c^2 \\ &\equiv W^2 / c^2.\end{aligned}$$

W ist hierbei die in der relativistischen Kinematik der Kern- und Teilchenphysik übliche Bezeichnung für die Schwerpunktsenergie. Man führt die Lorentzinvariante Größe s ein:

$$s^2 \equiv W. \quad (4.15)$$

Experimente mit ruhendem Target (engl.: fixed target). In diesem Fall ist $\vec{p}_2 = 0$ und man erhält

$$\begin{aligned}s &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 c^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 - \vec{p}_1^2 c^2 \\ &= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 - \vec{p}_1^2 c^2 \\ &= \vec{p}_1^2 c^2 + m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 + 2E_1 m_2 c^2 - \vec{p}_1^2 c^2 \\ &= 2E_1 m_2 c^2 + (m_1^2 + m_2^2) c^4\end{aligned}$$

Beispiel 4.3

a: Positronen mit Energie $E_1 = 10\text{GeV} \gg m_e c^2$ treffen auf Elektronen in einem ruhenden Target:

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{2 \cdot 10\text{GeV} \cdot 0,5\text{MeV}} = \sqrt{10^4 \text{MeV}^2} = 100\text{MeV}.$$

b: Protonen mit Energie $E_1 = 450\text{GeV} \gg m_p c^2 = 0,938\text{GeV}$ treffen auf Protonen in einem ruhenden Target:

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{2 \cdot 450\text{GeV} \cdot 0,938\text{GeV}} = \sqrt{844,2\text{GeV}^2} = 29\text{GeV}.$$

Die restliche Energie der Strahlteilchen geht in die Schwerpunktsbewegung und kann somit nicht für Reaktionen eingesetzt werden.

Kollision zweier Teilchenstrahlen. Betrachten wir die Kollision zweier gleich schwerer Teilchen, z.B. Elektronen mit Positronen oder Protonen mit Protonen, mit jeweils der gleichen Energie. Somit ruht der Schwerpunkt im Labor (Schwerpunktsystem und

Laborsystem sind identisch) $E_1 = E_2$ und $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$. Somit ergibt sich:

$$\begin{aligned} s &= (E_1^{cm} + E_2^{cm})^2 - (\vec{p}_1^{cm} + \vec{p}_2^{cm})^2 c^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 c^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 \end{aligned}$$

also

$$\sqrt{s} = E_1 + E_2 \quad (4.16)$$

Beispiel 4.4

Betrachten wir wieder unsere beiden Beispiele, nun allerdings mit kollidierenden Strahlen:

a: Positronen treffen auf Elektronen mit Energien $E_1 = E_2 = 10\text{GeV} \gg m_e c^2$:

$$\sqrt{s} = 20\text{GeV}.$$

b: Protonen treffen auf Protonen mit Energien $E_1 = E_2 = 450\text{GeV} \gg m_p c^2$

$$\sqrt{s} = 900\text{GeV}.$$

Es ist ganz deutlich, dass bei Strahl-Strahl Kollisionen ein erheblich größerer Teil der kinetischen Energie für Reaktionen eingesetzt werden kann.

4.7.2 Funktionsweise des Colliders

Um den Vorteil des ruhenden Schwerpunktes auszunutzen muss man Strahlen miteinander kollidieren lassen. Dieses Prinzip ist in Collidern realisiert, bei denen zwei Teilchenstrahlen der gleichen Masse in entgegengesetzter Richtung umlaufen. Bei Teilchen mit unterschiedlicher Ladung, wie zum Beispiel Protonen-Antiprotonen oder Elektronen-Positronen, können die Teilchen im selben Ring umlaufen. Verwendet man Teilchen mit der gleichen Ladung, z.B. Proton-Proton oder Kern-Kern, so werden zwei verschiedene Ringe verwendet. Bei den Colliderringen handelt es sich um Synchrotrons, in denen die Teilchen zunächst auf die gewünschte Energie beschleunigt werden und dann in den Ringen gespeichert werden. Bei Elektronen ist es aufgrund der Strahlungsverluste durch die Synchrotronstrahlung notwendig ständig Energie nachzuführen.

Die Umlaufbahnen sind so konzipiert, dass es entlang der Ringe eine oder mehrere Stellen geben, an denen die Strahlen sich kreuzen und es zu den erwünschten Kollisionen der Teilchen kommen kann. Im Falle der zwei physikalisch unterschiedlichen Ringe ist es natürlich notwendig hier entsprechende Überlappregionen zu schaffen. Nachfolgend sind einige Collider aufgeführt:

e^+e^- Collider:	
LEP II, CERN	mit $90\text{GeV} + 90\text{GeV}$
$p\bar{p}$-Collider:	
Tevatron, Fermi-Lab (FNAL)	mit $0,9\text{TeV} + 0,9\text{TeV}$
pp , AA Collider:	
RHIC, BNL	mit $65\text{AGeV} + 65\text{AGeV}$ (für Au)
LHC, CERN	mit $7\text{TeV} + 7\text{TeV}$ (für p)
	mit $2,7\text{ATeV} + 2,7\text{ATeV}$ (für Pb)

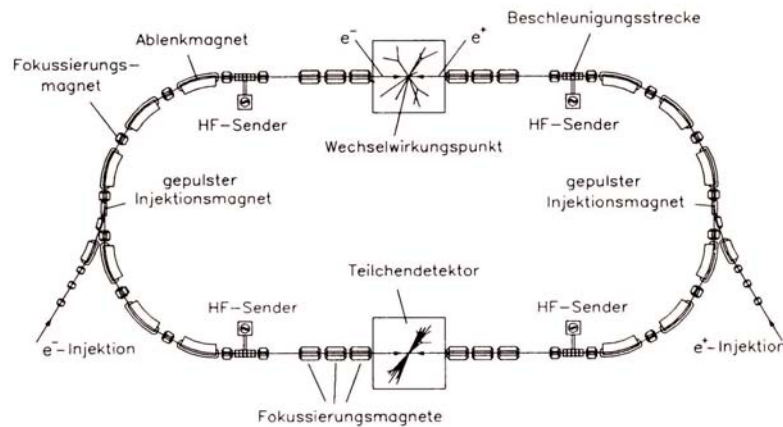


Abb. 4.25: Prinzip des Colliders für Elektronen und Positronen. (aus [Wil96])

4.8 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zwischen zwei Teilchen. Wir wollen dies an einer geometrischen Betrachtung erklären.

Betrachte einen Strahl von Projektilen, der auf ein Target mit Streuzentren trifft. Für die Projektile führen wir folgende Bezeichnungen ein:

- A : Querschnittsfläche des Strahls
- n_p : Teilchenzahldichte der Projektile pro Volumeneinheit
- v_p : Geschwindigkeit der Projektile

Damit ist die auf das Target, das eine größere Fläche als der Strahldurchmesser habe, treffende Projektilrate $\dot{N}_p$ gegeben durch:

$$\dot{N}_p = n_p \cdot v_p \cdot A. \quad (4.17)$$

Damit können wir einen Teilchenfluss ϕ_p pro Einheitsfläche für die Projektile definieren durch

$$\phi_p = \frac{\dot{N}_p}{A} = n_p \cdot v_p. \quad (4.18)$$

Die Projektile durchqueren ein Target der Dicke d mit einer Teilchenzahldichte pro Volumen n_t . Damit ist die Gesamtzahl der Targetteilchen innerhalb des Strahlquerschnitts

$$N_t = n_t \cdot d \cdot A. \quad (4.19)$$

Die Reaktionsrate R ist dann gegeben durch:

$$R = \phi_p \cdot N_t \cdot \sigma, \quad (4.20)$$

womit der Wirkungsquerschnitt definiert ist als

$$\sigma = \frac{R}{\phi_p \cdot N_t}. \quad (4.21)$$

Man kann nun einen rein geometrischen Wirkungsquerschnitt betrachten, was bedeutet, dass eine Reaktion beliebiger Art (elastische Streuung, inelastische Streuung, Kernreaktion, etc.) genau dann vorkommt, wenn das Projektil auf die durch den Radius R des Targetteilchens definierte Fläche πr^2 trifft. Dann wäre zum Beispiel der geometrische Wirkungsquerschnitt eines Kerns mit einem Radius von $6fm$

$$\sigma_g = \pi r^2 \approx 100 fm^2. \quad (4.22)$$

Der Wirkungsquerschnitt hat die Dimension einer Fläche und man verwendet die Einheit *barn* (was englisch für Scheune steht, also etwas was man nicht verfehlen kann):

$$1b(barn) = 100 fm^2 = 10^{-28} m^2$$

Es ist wichtig, den Wirkungsquerschnitt nicht mit der Größe, z.B. des Targets, zu assoziieren. Zum Beispiel beträgt der Wirkungsquerschnitt für den Einfang von Neutronen am Nuklid ^{135}Xe $\sigma_n = 10^6 b$, während der geometrische Wirkungsquerschnitt nur $\sigma_g = 1b$ beträgt.

4.9 Luminosität

Oft verwendet man für die Beschreibung der Reaktionsrate auch den Begriff der *Luminosität* L , wobei

$$R = \sigma \cdot L. \quad (4.23)$$

Die Luminosität hat die Einheiten $cm^{-2}s^{-1}$ und hat damit die selben Einheiten wie ein Teilchenfluss.

Für den Fall eines Strahls von Projektilen, der auf ein ruhendes Target trifft, ist die Luminosität definiert als $L = \phi_p \cdot N_t$ mit dem Teilchenfluss ϕ_p und der Gesamtzahl N_t der Targetteilchen im Strahlquerschnitt, wie im vorigen Abschnitt eingeführt. Damit lässt sich die Luminosität ausdrücken als:

$$L = \phi_p \cdot N_t = \frac{\dot{N}_p}{A} \cdot d \cdot A \cdot n_t = \dot{N}_p \cdot d \cdot n_t = n_p \cdot v_p \cdot N_t. \quad (4.24)$$

Die Luminosität für die Kollision zweier Teilchenpakete in einem Collider ist definiert als

$$L = f \cdot n \frac{N_1 N_2}{A} \quad (4.25)$$

wobei N_1 und N_2 die Teilchenzahl pro Paket der Teilchen 1 und 2 ist, n die Anzahl der Pakete entlang des Rings, f die Umlauffrequenz und A die Querschnittsfläche der überlappenden Strahlen ist.

Die Kollision zweier Teilchenstrahlen bei ruhendem Schwerpunkt hat, wie bereits angemerkt, große Vorteile für die verwendbare Energie für Reaktionen. Allerdings liegen die erreichbaren Luminositäten und damit die Reaktionsraten um mehrere Größenordnungen unter den Werten, die mit einem dicken ruhenden Target erreichbar sind.

So liegen typische Luminositäten von pp , $p\bar{p}$ Kollidern bei $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, während man mit einem 1m langen Target aus flüssigem Wasserstoff und einer Strahlintensität von 10^{12} Protonen pro Sekunde Luminositäten von $L = 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht.