

Teilchenbeschleuniger

Martin Eibach

Teilchenbeschleuniger werden in der Forschung und im täglichen Gebrauch angewendet, denn es gibt einige Möglichkeiten, beschleunigte Teilchen oder die von ihnen emittierte Strahlung zu nutzen.

I. MOTIVATION

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, gibt es vielfältige Einsatzmöglichkeiten für Teilchenbeschleuniger. Das für uns interessanteste Anwendungsgebiet ist die Physik, in der sie genutzt werden um Elementarteilchen oder Radionuklide herzustellen oder um Strukturen der Materie zu untersuchen. Allerdings gibt es auch in der Industrie, wo Elektronenbeschleuniger zur Materialforschung genutzt oder Elektronenspeicherringe, die Synchrotronstrahlung emittieren. Die Hauptanwendung von Beschleunigern in der Medizin sind kurze, gepulste Elektronenlinacs mit einer Energie von ein paar MeV bis wenigen 10 MeV. Diese dienen der Strahlentherapie von Tumoren mit Elektronen oder Photonen, die durch aus der Bremsstrahlung kommen. Wegen des Bragg Peaks ist aber insbesondere die Bestrahlung mit Protonen oder auch ^{12}C -Ionen interessant. Zu ersterem gibt es weltweit einige Anlagen, zu letzterem hat die GSI in Pilotversuchen ungefähr 50 Patienten behandelt. Außerdem befindet sich zur Zeit eine klinische Anlage in Heidelberg im Aufbau.

Macht man es sich nun zur Aufgabe, elementare Strukturen zu untersuchen, so wird man feststellen, dass bereits die Größe eines Nukleons im Bereich von $d < 10^{-15} \text{ m}$ liegt. Das führt dazu, dass man elektromagnetische Strahlung benötigt, deren Wellenlänge $\lambda \leq 10^{-15} \text{ m}$ liegen muss, was dazu führt, dass man eine Energie von

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda} = 0,2 \text{ nJ} = 1,2 \text{ GeV} \quad (1)$$

benötigt. Diese Untersuchungen sind natürlich ebenfalls mit Materiewellen möglich. Da hier jedoch für die de-Broglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} \leq 10^{-15} \text{ m}$ gelten muss, kommt man zu dem Ergebnis, dass ebenfalls eine Energie von $1,2 \text{ GeV}$ benötigt wird.

Es ist ebenfalls möglich durch das Aufbringen genügend hoher Energien Teilchen zu erzeugen. Das bedeutet, dass bei der Kollision von Teilchen Energie frei wird, die der Summe der kinetischen Energien entspricht. Aus der Energie, die bei der Kollision frei wird, können sich nun Teilchen bilden. Damit ein bestimmtes Teilchen entsteht muss allerdings mindestens dessen Ruheenergie aufgewendet werden.

Teilchen	Ruheenergie
e^-, e^+	511 keV
$p, \bar{p}$	938 MeV
Z_0	91 GeV
t	$174,3 \text{ GeV}$
Higgs	?

Tabelle I: Verschiedene Teilchen und ihre Ruhemassen.

II. GRUNDLAGEN

A. Beschleunigen und Ablenken

Möchte man ein Teilchen beschleunigen, kann man dies nur, indem eine der vier fundamentalen Wechselwirkungen wirkt. Aus einfachen Gründen der Reichweite, bieten sich starke und schwache Wechselwirkung nicht an. Die Gravitation ist nicht nutzbar, da sie viel zu schwach ist, was dazu führt, dass nur noch der **Elektromagnetismus** übrig bleibt. Bewegt sich ein Teilchen mit der Ladung q mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ durch einen Raum, in dem ein Magnetfeld $\vec{B}$ und ein elektrisches Feld $\vec{E}$ wirken, so wirkt auf es die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q \left(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E} \right). \quad (2)$$

Der Energieübertrag auf das Teilchen entspricht nun einfach dem Integral über den Weg, den es zurücklegt:

$$\Delta E = q \int_{r_1}^{r_2} \left(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E} \right) d\vec{r} \quad (3)$$

$$= q \int_{r_1}^{r_2} \vec{E} d\vec{r} = qU \quad (4)$$

Gleichung 4 ergibt sich dadurch, dass der Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}$ und der Richtungsvektor $d\vec{r}$ parallel und Kreuzprodukte paralleler Vektoren Null sind.

Daraus kann man sofort folgern, dass man Energie geladener Teilchen nur mit elektrischen Feldern erhöhen kann und man Magnetfelder zu Ablenkung benutzt. Die wahrscheinlich auftauchende Frage, warum man die Teilchen nicht mit elektrischen Feldern ablenkt, lässt sich ganz einfach beantworten:

Betrachten wir die Lorentzkraft und nehmen an, dass sich die abzulenkenden Teilchen schon fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Nun ist die auf ein Teilchen wirkende Kraft, die durch $B = 1 \text{ T}$ erzeugt wird so groß wie die, die durch $E = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ erzeugt wird. Da letzteres nicht zu realisieren ist, lenkt man mit Magnetfeldern ab. Im Umkehrschluss kann man sich verdeutlichen, dass es

für sehr niederenergetische Teilchen günstiger ist, elektrische Felder zur Strahlführung zu verwenden. Das liegt daran, dass man sehr geringe Magnetfelder zum Ablenken von Teilchen benötigen würde, die sich aufgrund der Remanenz von Eisenmagneten nur schwer reproduzieren lassen. Diese Reproduzierbarkeit kann mit elektrischen Feldern, die man mit Plattenkonfigurationen annähernd beliebig realisieren kann, bei geringen Feldstärken allerdings sehr leicht erreichen.

B. Der einfachste Beschleuniger

Wenn man sich ganz naiv überlegt, wie man geladene Teilchen beschleunigen könnte, kommt man sicher auf einen Gleichspannungsbeschleuniger, wie in Abbildung 1 zu sehen.

Hier werden die Teilchen aus einer Teilchenquelle emit-

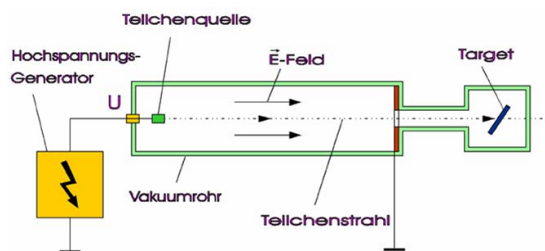


Abbildung 1: Gleichspannungsbeschleuniger

tiert und zu der entgegengesetzt geladenen Elektrode hinbeschleunigt. Einige durchdringen dann das Loch in der Mitte und treffen auf das Target. Man muss beachten, dass der Aufbau, vollständig im Vakuum sein muss. Dieses Verfahren wird sogar noch heute verwendet. Ein Beschleuniger, der nach diesem Prinzip arbeitet, findet sich in jedem Röhren Monitor und wird mit einer Arbeitsspannung von 16 – 25 kV betrieben.

Doch diese Art der Beschleunigung hat ihre Grenzen, denn die maximale Betriebsspannung liegt bei ungefähr 10 MV. Verantwortlich dafür sind im Wesentlichen drei Effekte:

- **Ionenstrom:** Restgas wird ionisiert und beschleunigt. Dieser Effekt tritt früh auf und nimmt schnell ein Maximum an.
- **Ohmscher Widerstand:** Da die Isolatoren einen endlichen Widerstand haben, fließt immer Strom, der linear zur Spannung steigt.
- **Koronabildung:** Ionen und Elektronen werden so stark beschleunigt, dass durch Stöße mit Restgasatomen weitere Ionen entstehen. So kann es zu Funkenüberschlägen kommen. Dieser Effekt tritt erst bei hohen Spannungen auf und steigt dann exponentiell zur Spannung an.

Eine grafische Darstellung der Effekte findet man in Abbildung 2 mit der Spannung auf der x - und dem Strom auf der y -Achse.

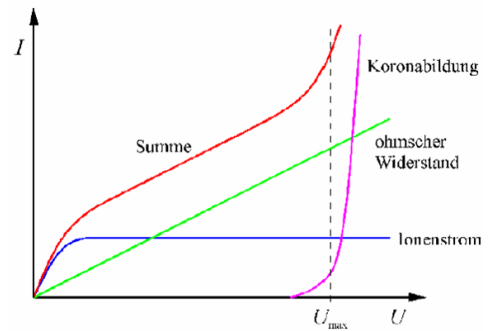


Abbildung 2: verschiedene Effekte, die Gleichspannungsbeschleuniger limitieren.

III. LINEARBESCHLEUNIGER

Nachdem die Grenzen des Gleichspannungsbeschleunigers aufgezeigt wurden, muss man sich überlegen, wie man Teilchen noch mehr Energie zuführen kann. Rolf Wideröe entwickelte zu diesem Zweck einen Hochfrequenzbeschleuniger wie in Abbildung 3 zu sehen. Hier sieht

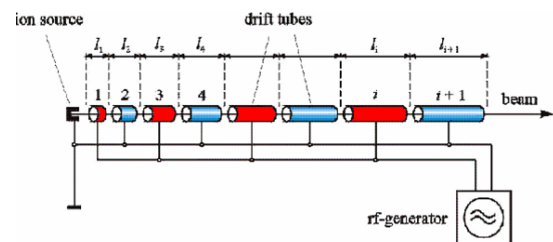


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines Driftröhrenlinacs

man einen Ausbau mit verschiedenen langen Röhren, wobei immer jeweils ungeradzahlig und geradzahlig gleich gepolt sind. Diese Röhren sind mit einer Hochspannungsquelle verbunden, die eine Sinusspannung mit einer festen Frequenz liefert. Während das Teilchen in einer Röhre ist, sieht es kein Feld und wird demnach nicht beschleunigt, ist es zwischen zwei Röhren, wird es beschleunigt und gewinnt eine Energie von

$$E_{\gamma} = qU_0 \sin \Psi_s \quad (5)$$

mit der Phase Ψ_s der Spannung. Da die Teilchen durch den Energiegewinn immer schneller werden, müssen auch die Röhren immer länger werden, denn das Teilchen soll während einer halben Periodendauer der Frequenz nicht vom Feld beeinflusst werden, da es sonst gebremst würde. Diese halbe Periodendauer $\frac{T_{HF}}{2}$ kommt durch die abwechselnde Polung der Röhren zustande, denn wenn das

Teilchen eine Röhre verlässt, muss die vor ihm liegende umgekehrt gepolt sein.

So ergibt sich für die Länge der Röhren:

$$l_i = \frac{v_i \tau_{HF}}{2} = \frac{v_i}{2\nu_{HF}} = \frac{v_i \lambda_{HF}}{2c} = \beta_i \frac{\lambda_{HF}}{2} \quad (6)$$

Rechnet man β_i aus dem bekannten Geschwindigkeitszuwachs pro Driftröhre aus, ergibt sich das Endergebnis

$$l_i = \frac{1}{\nu_{HF}} \sqrt{\frac{iqU_0 \sin \Psi_s}{2m}} \quad (7)$$

Aus Gleichung 6 kann man erkennen, dass es einen klaren Unterschied für relativistische und nichtrelativistische Teilchen gibt: Da bei relativistischen Teilchen $\beta \approx 1$ ist, haben alle Röhren dieselbe Länge, während sie für nichtrelativistische Teilchen länger werden.

Diese Überlegungen gelten zunächst nur für ein Teilchen. Schwieriger wird es, wenn man sich ein Teilchenpaket, einen bunch, betrachtet, da in einem solchen bunch die Teilchen unterschiedliche Geschwindigkeiten haben. Aus Gleichung 5 ist bekannt, dass der Energiezuwachs von der Phase der Spannung abhängt.

In Abbildung 4 ist der Verlauf der Spannung illustriert,

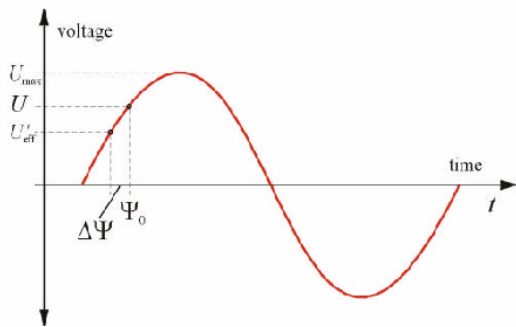


Abbildung 4: Eine Periode der HF-Spannung

wobei auf der x -Achse die Zeit aufgetragen wurde und auf der y -Achse die Spannung.

Würde man nun im Maximum der Spannung beschleunigen, hätte man das Problem, dass hinten liegende Teilchen, die demnach eine niedrigere Phase sehen als vor ihnen liegende, weniger beschleunigt würden, was dazu führt, dass der Strahl auseinander läuft.

Aus diesem Grund bedient man sich der sogenannten *Phasenfokussierung*. Das bedeutet, dass die Teilchen an der steigenden Flanke der Spannung beschleunigt werden und somit hinten liegende Teilchen später beschleunigt werden als vorne liegende, was dazu führt, dass sie eine höhere Phase sehen und stärker beschleunigt werden. Das heißt, die Teilchen schwingen in der Phase immer um die Position des Idealteilchens, dass in der Mitte des bunches liegt und immer gleich beschleunigt wird.

IV. KREISBESCHLEUNIGER

Es ist nun möglich, sich über folgende Probleme im Klaren zu sein: Je schneller die Teilchen sein sollen, desto länger müssen die Beschleunigerstrukturen sein, was wiederum dazu führt, dass die HF-Leistung immer höher werden muss und die Kühlung der Strukturen damit immer aufwändiger wird. Falls man auf supraleitende Strukturen verzichten möchte, kann man an auch eine Beschleunigerstruktur mehrfach verwenden. Das führt dann aber auch dazu, dass der Strahl im Kreis geführt werden muss.

A. Strahloptik

Um zu verstehen, wie ein Kreisbeschleuniger funktioniert, muss man sich erst ein wenig mit Strahloptik beschäftigen. Wenn ein Teilchen im Magnetfeld abgelenkt wird gilt immer, dass Lorentz- und Zentripetalkraft gleich sind, woraus sich eine Relation für $\frac{1}{R}$ ergibt:

$$\frac{mv^2}{R} = evB \Leftrightarrow \frac{1}{R} = \frac{e}{p} B(x) \quad (8)$$

Wenn man nun eine Multipolentwicklung von $B(x)$ durchführt, wie in Abbildung 5 zu sehen, erhält man die verschiedenen Multipolmomente, die den Strahl beeinflussen. Hier reicht es allerdings, sich nur mit Di- und Quadrupolmomenten zu beschäftigen, weshalb wir ab sofort nur noch von *linearer Strahloptik* sprechen.

Einen Dipol, dessen schematischen Aufbau man in

Magnetische Multipole:

Multipol	Definition	Wirkung
Dipol	$\frac{1}{R} = \frac{e}{p} B_{\phi 0}$	Strahl ablenkung
Quadrupol	$k = \frac{e}{p} \frac{dB_z}{dx}$	Fokussierung
Sextupol	$m = \frac{e}{p} \frac{d^2 B_z}{dx^2}$	Kompensation der Chromatizität
Oktupol	$o = \frac{e}{p} \frac{d^3 B_z}{dx^3}$	Feldfehler oder Feldkompensation
usw.		

Abbildung 5: Multipolentwicklung des Magnetfeldes

Abbildung 6 sieht, benutzt man, um einen Strahl abzulenken, wobei man die Ablenkung mit der „Drei-Finger-Regel“ ermitteln kann. In dem unten zu sehenden Schema wird ein Elektronenstrahl, der aus der Ebene kommt, nach rechts abgelenkt.

Für den Ablenkradius gilt Gleichung 9 für relativistische Teilchen und Gleichung 10 speziell für relativistische Elektronen:

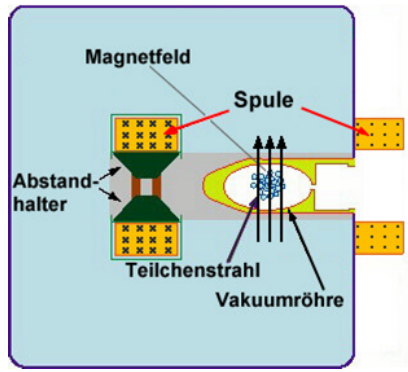


Abbildung 6: Schematischer Aufbau eines Dipols

$$R = \frac{E}{ecB} \quad (9)$$

$$R[m] = 3,3 \cdot \frac{E[GeV]}{B[T]} \quad (10)$$

Ein Quadrupol, dessen schematischer Aufbau in Abbildung 7 zu sehen ist, wird benutzt, um einen Teilchenstrahl zu fokussieren. Das Problem, das sich hier auftut, ist allerdings, dass er, wie man an den roten Pfeilen erkennen kann, die die Lorentzkraft darstellen, in eine Richtung fokussierend und in die andere defokussierend wirkt. Dieses Problem lässt sich dadurch beheben, dass

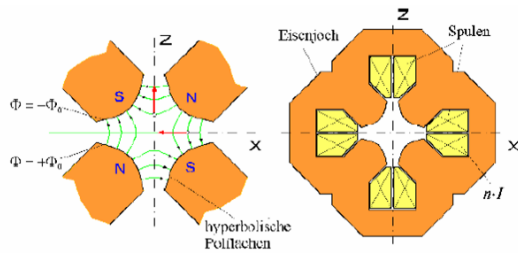


Abbildung 7: Schematische Darstellung eines Quadrupols

man zwei Quadrupole, die um 90° zueinander verdreht sind, hintereinander anordnet. Auf diese Weise wird zum Beispiel ein Strahl, der außen, auf den fokussierenden Quadrupol trifft stärker fokussiert, als er später durch den zweiten defokussiert wird, was umgekehrt genauso gilt. Das einzige, was beachtet werden muss ist, dass der Abstand der Quadrupole nicht größer sein darf als die Brennweite, da sonst das gewünschte Effekt verloren geht.

B. Das Synchrotron

Da jetzt die Grundlagen vorhanden sind, um einen Kreisbeschleuniger zu verstehen, wenden wir uns dem

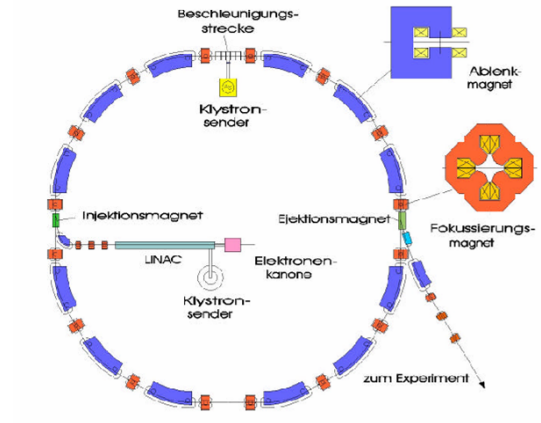


Abbildung 8: Schematischer Aufbau eines Synchrotrons

Synchrotron zu. Ein Synchrotron, dessen schematischer Aufbau man in Abbildung 8 sieht, wird von einem Linearbeschleuniger gespeist. Der Teilchenstrahl wird in den Kreisbeschleuniger injiziert und läuft dort im Kreis. Wenn wir uns nochmal Gleichung 9 ins Gedächtnis rufen, sehen wir, dass, da der Radius konstant ist, das Verhältnis E/B immer konstant sein muss. Das bedeutet, dass man zum Beschleunigen das Magnetfeld erhöht und *synchron* die Energie der Teilchen in der Beschleunigungsstrecke erhöht. Der Nachteil an diesem Verfahren ist allerdings, dass man keinen kontinuierlichen Strahl mehr bekommen, sondern nur noch einzelne Teilchenpakete beschleunigen kann.

Da auch diesmal die Überlegungen wieder nur für ein Teilchen gelten, muss man sich erneut über die Phasenfokussierung Gedanken machen. In Abbildung

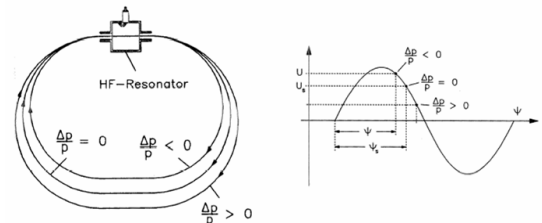


Abbildung 9: Phasenfokussierung im Kreisbeschleuniger

9 sieht man, dass Teilchen, die weniger Energie haben als das Idealteilchen, eine etwas engere Bahn im Ring beschreiben und somit früher an der Beschleunigungsstrecke ankommen. Das bedeutet, wenn man nun an der fallenden Flanke der Spannung beschleunigt, dass Teilchen mit weniger Energie, früher beschleunigt werden als Teilchen mit mehr Energie, folglich eine höhere Amplitude sehen und stärker beschleunigt werden. Der Umkehrschluss für höherenergetischere Teilchen gilt natürlich wieder. So kann man also bewerkstelligen, dass der Strahl nicht auseinander läuft.

C. Synchrotronstrahlung

Bei Arbeiten mit Beschleunigern darf man nie vergessen, dass beschleunigte geladene Teilchen immer Strahlung, die sogenannte Synchrotronstrahlung emittieren. In einem Linearbeschleuniger ist sie klein im Vergleich zu einem Ringbeschleuniger, denn es gelten im Wesentlichen folgende Proportionalitäten für die abgestrahlte Leistung:

$$P_{linear} \propto \frac{e^2}{m_0^2} \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \quad (11)$$

$$P_{Kreis} \propto \frac{e^2}{m_0^4} \frac{E^4}{R^2} \quad (12)$$

Im Kreisbeschleuniger gilt für den Energieverlust somit:

$$\Delta E \propto \frac{e^2}{m_0^4} \frac{E^4}{R} \quad (13)$$

was zu folgender Relation führt:

$$\frac{\Delta E_{Elektron}}{\Delta E_{Proton}} = \frac{\Delta P_{Elektron}}{\Delta P_{Proton}} = 1,14 \cdot 10^{13} \quad (14)$$

Aus dieser Relation kann man erkennen, dass die Leistung, die bei der Beschleunigung von Elektronen abgestrahlt wird, sehr viel höher ist, als bei schwereren Teilchen, was der Grund dafür ist, dass man Elektronenbeschleuniger als Synchrotronstrahlungsquellen nutzt. Dieser große Unterschied führt auch dazu, dass die Obergrenze für die Energie beschleunigter Elektronen bei ungefähr 10 GeV liegt, bei Protonen hingegen bei mehreren TeV .

Als konkretes Beispiel kann man LEP und LHC vergleichen: Der LEP, war ein Elektronen-/Positronenbeschleuniger, der am CERN mit 102 GeV Strahlenergie betrieben wurde. Damit kommt man mit dem Umfang von 27 km auf einen Energieverlust von 3 MW pro mA Strahlstrom. Der LHC, durch den der LEP ersetzt wurde, hat eine Protonenenergie von 7 TeV , was zu einem Energieverlust von wenigen kW führt.

V. DER SPEICHERRING

Da es beim Synchrotron wie schon gesagt nicht möglich ist, einen kontinuierlichen Strahl zu führen, kann man prinzipiell ein Synchrotron so verwenden, dass das Magnetfeld immer gleich bleibt und in der Beschleunigungsstrecke nur Energieverluste ausgeglichen werden. So ist es möglich eine Struktur, die dem Synchrotron sehr ähnlich ist, als *Speicherring* zu betreiben.

A. Luminosität

Bevor näher auf den Speicherring eingegangen wird, soll allerdings der Begriff der Luminosität kurz erläutert

werden.

Luminosität L ist ein Maß für die Effizienz eines Stoß-experiments. Sie hängt linear mit der Reaktionsrate $\frac{dN}{dt}$ zusammen:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L \quad (15)$$

Würden alle Teilchen des Strahls genau einen Stoß ausführen, wäre die Luminosität identisch mit der Stromdichte des Strahls.

Der Proportionalitätsfaktor σ zwischen Reaktionsrate und Luminosität nennt man Wirkungsquerschnitt. **Zur Erinnerung:** Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die „Trefferfläche“ eines Targets. Das bedeutet, dass jedem Targetteilchen eine Fläche als gedachte „Zielscheibe“ zugeordnet wird, deren Größe so gewählt wird, dass eine Wechselwirkung nur stattfindet, wenn ein Teilchen diese Zielscheibe trifft. Diese Fläche ist der Wirkungsquerschnitt und hängt immer von der Reaktion und der Energie ab. Man misst ihn in „Scheunen“:

$$1 \text{ barn} = 1 b = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$$

B. Der Speicherring

Nun, da das Prinzip der Luminosität bekannt ist, soll der Speicherring erklärt werden, dessen Schema in Abbildung 10 zusehen ist. Der Speicherring ist, wie bereits er-

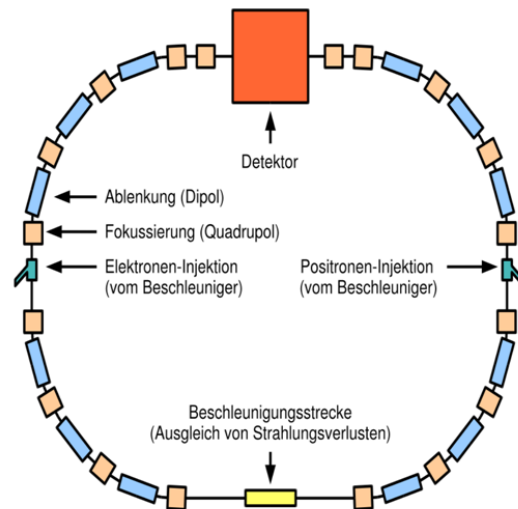


Abbildung 10: Schematische Darstellung eines Speicherrings

wähnt, im Prinzip ein Synchrotron mit gleich bleibendem Magnetfeld, so dass viele Teilchenbunches injiziert werden und so hohe Luminositäten erreicht werden können. Betreibt man einen solchen Speicherring als *Collider*, werden, wie hier am Beispiel eines Elektron-Positron-Colliders, gleichzeitig ein Elektron- und ein Positronbunch injiziert, damit sie im Detektor kollidieren. Die Strahlen laufen aufgrund der entgegengesetzten Ladung

entgegengesetzt, wollte man beispielsweise zwei Protonenstrahlen kollidieren lassen, müsste man auch zwei Speicherringe bauen.

Jetzt wollen wir noch einmal kurz auf die Luminosität eingehen, die, wenn man sie bei einem Collider betrachtet, ausschließlich von den Eigenschaften der Strahle abhängt:

$$L = \frac{N_B N_1 N_2 f_u}{A} \quad (16)$$

Hier ist N_B die Anzahl der bunches, N_1 und N_2 sind Anzahlen die Teilchen in den kollidierenden bunches, f_u ist die Umlauffrequenz im Ring und A ist die effektive Wechselwirkungsfläche.

Wenn man keine Strahlen kollidieren lässt, sondern den Strahl auf ein festes Target schießt, hängt die Luminositäten nicht ausschließlich vom Strahl ab:

$$L = \frac{N_B N N_t f_A}{A} \quad (17)$$

Hier ist N_B die Anzahl der bunches, N ist die Anzahl Teilchen im bunch, N_t ist die Anzahl der Teilchen im Target, f_A ist die Auftrefffrequenz auf das Target und A ist die effektive Wechselwirkungsfläche.

VI. STRAHLKÜHLUNG

Manchmal kommt es auch vor, dass sich ein Teilchenstrahl aufheizt was man eigentlich vermeiden möchte. Da dies im Wesentlichen beim Verlangsamen von Antiprotonen zur Herstellung von Antiwasserstoff nötig ist, wir dies im folgenden explizit an diesem Beispiel durchgeführt. Die Methoden der *Strahlkühlung* können aber im Prinzip bei jeder Art von Teilchenstrahl angewandt werden.

Das Kühlen der Antiprotonen geschieht im Antiproton Decelerator (AD). Dort wird der Strahl durch stochastische Kühlung und Elektronenkühlung schärfer gemacht, indem ihm thermische Energie entzogen wird. Mit thermischer Energie ist hier gemeint, dass sich die Antiprotonen nicht nur in Strahlrichtung, sondern sich auch radial zur Strahlrichtung bewegen. Diese Radialbewegung soll durch die Kühlverfahren verringert werden.

Beim *Stochastischen Kühlen* messen Elektroden das elektrische Feld des Strahls. Eine Elektronik errechnet dann die Abweichung des Strahlschwerpunktes von seiner Sollbahn und eine Elektronik gibt anschließend einen Korrekturpuls in die richtige Richtung.

Zur *Elektronenkühlung* benötigt man einen Elektronenstrahl mit niedriger thermischer Energie. Die Elektronen bewegen sich also kaum nach oben, unten, links oder rechts, haben allerdings dieselbe Geschwindigkeit wie die Antiprotonen. Dieser Elektronenstrahl

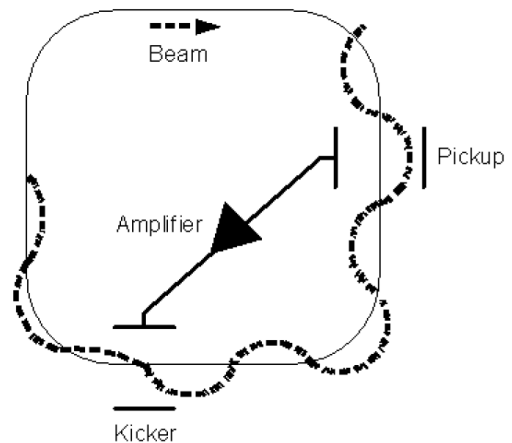


Abbildung 11: Prinzip der stochastischen Kühlung

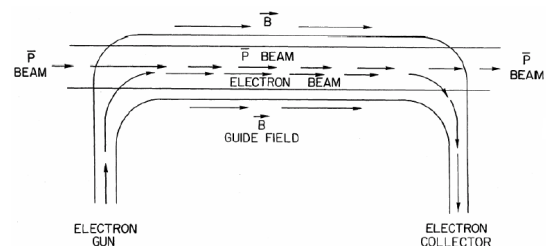


Abbildung 12: Prinzip der Elektronenkühlung

wird nun in den AD geführt, sodass die Antiprotonen ihn durchlaufen müssen. Während die Antiprotonen im Elektronenstrahl sind, geben sie durch Bewegungen, die von der Vorwärtsrichtung abweichen, thermische Energie ab. Nach ca. 2 Metern werden Elektronen und Antiprotonen wieder getrennt.

VII. FAZIT

In diesem Paper wurden die Grundlagen der Beschleunigung von Teilchen sowie verschiedene Arten von Teilchenbeschleunigern vorgestellt. Dabei wurde für jeden Typ Vor- und Nachteile herausgearbeitet, wobei sich deutlich gezeigt hat, dass es keinen „besten“ Teilchenbeschleuniger gibt, sondern je nach Anwendung eine andere Bauart sinnvoll ist. Wichtige Kriterien sind dabei zum Beispiel die Frage, ob kontinuierlicher Betrieb nötig ist, oder ob Synchrotronstrahlung eine Rolle spielen wird. Abschließend wurden noch kurz die Prinzipien der Strahlkühlung vorgestellt, die aus Zeitgründen nicht mehr im Vortrag behandelt werden konnten.

Prinzip und Einzelheiten des MAMI, einem Vertreter vom Typs des Mikrotrons, findet man im Paper von Konrad Griefinger.