

TEILCHENBESCHLEUNIGER

Einführung

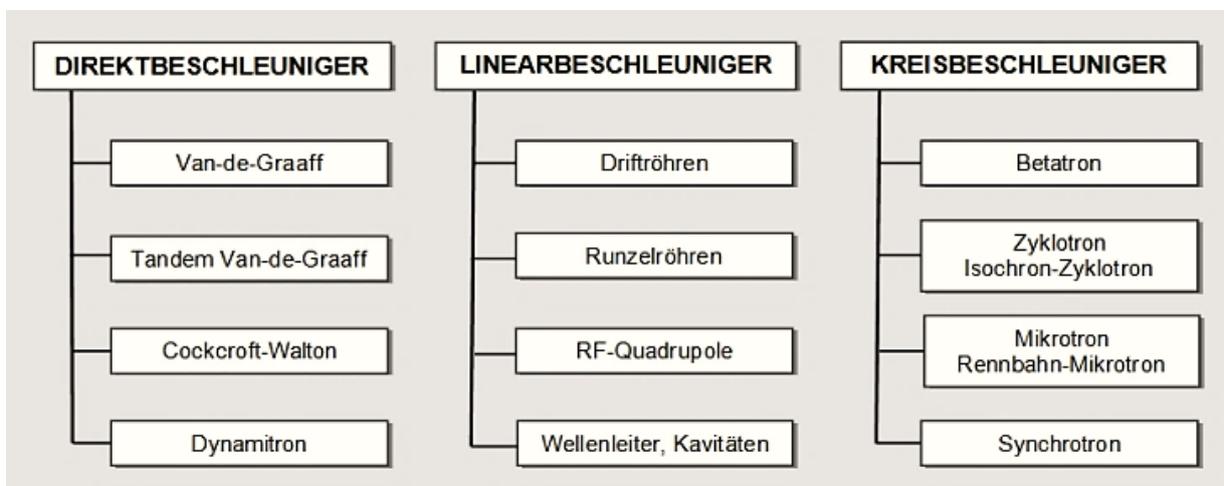
Wer sich in die Physik der Teilchenbeschleuniger einliest, stellt unweigerlich fest, dass er von allem nur wenig weiss. Keiner vermag alles zu beherrschen. Aus diesem Grunde gibt es eine sinnvolle Arbeitsgemeinschaft zwischen Theoretikern, Experimentatoren und Technikern (wobei ich in diesem Zusammenhang die Technische Physik als wichtiges Bindeglied zwischen Physik und Technik betrachte).

Der Schreiber kennt sich aufgrund seines Werdeganges einigermaßen gut in der Beschleunigerphysik aus. Die im internationalen Vergleich doch kleine Schweiz besitzt mit dem Paul-Scherrer-Institut¹ ein modernes Forschungszentrum. Das PSI entstand 1988 aus dem Zusammenschluss des 'Eidgenössischen Instituts für Reaktorforschung' mit dem 'Schweizerischen Institut für Nuklearphysik'. Obmann der ersten Stunde war der Physiker Paul Scherrer, der an der ETH als Professor für Experimentalphysik wirkte und sich auch an der Gründung des CERN beteiligte.

Das PSI ist aus historischen Gründen eng mit der ETH verzahnt und entwickelt, baut und betreibt komplexe Forschungseinrichtungen, die auch der internationalen Wissenschaftsgemeinschaft zur Verfügung stehen. Es gibt ein Hochstromzyklotron, eine Spallations-Neutronenquelle, eine Myonquelle und eine Synchrotronlichtquelle, um die bedeutendsten Anlagenkomplexe zu nennen. Das PSI hat ferner eine eigene Strahlenschutz- und Reaktorschule. Und es werden auch Lehrlige (darunter Physiklaboranten) ausgebildet.

Um dem Leser einen ersten Überblick zu verschaffen, lassen sich die diversen Beschleunigertypen in grosso modo in drei Hauptblöcke (Direkt-, Linear- und Kreisbeschleuniger) einteilen. Dazu kommen Speicherringe und Collider.

Tabelle 1
Allgemeine Übersicht der verschiedenen Beschleunigertypen



¹ <http://www.psi.ch>

1) **Direktbeschleuniger** für Elektronen, Protonen und Ionen arbeiten mit hoher Gleichspannung.

2) **Linearbeschleuniger** für Elektronen, Protonen und Ionen arbeiten mit Hochfrequenz (Radio Frequency = RF). Es besteht eine Vielfalt an unterschiedlichsten Strukturen (Driftröhren, Runzelröhren, Kavitäten etc.).

3) **Kreisbeschleuniger** für Elektronen, Protonen und Ionen arbeiten ebenfalls mit Hochfrequenz (RF) sowie magnetischen Führungsfeldern. Das Betatron und das klassische Zyklotron haben ihre einstige Bedeutung eingebüsst.

Formeln werden nur dann in den Text eingestreut, wo es zum besseren Verständnis der Zusammenhänge erforderlich erscheint. Ansonsten wird auf komplizierte Herleitungen und Berechnungen verzichtet.

Wer sich tiefer mit der Thematik befassen möchte, sei auf die diesbezügliche Literatur verwiesen:

- Klaus Wille: Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen (Teubner)
- Hanno Krieger: Strahlungsquellen für Technik und Medizin (Teubner)
- Frank Hinterberger: Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik (Springer)

Zahlreiche Manuskripte zum Thema finden sich auch im Weltnetz. Grafiken ohne Quellenangabe sind Vorlesungsschriften entnommen.

Seit den Tagen von Ising und Wideroe hat die Beschleunigerphysik grosse Fortschritte erzielt. Nachfolgend eine kurze Zusammenfassung (die Auflistung erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit):

1924: Ising → Konzeption eines Linearbeschleunigers mit Driftröhren

1928: Wideroe → Betatronprinzip (theoretisch) und funktionaler Ionen-Linearbeschleuniger (Driftröhren)

1930: Lawrence → Idee des Zyklotrons

1931: Van de Graaff → Hochspannungsgenerator

1932: Lawrence und Livingston → Protonen-Zyklotron

1932: Cockroft und Walton → Direktbeschleuniger; erste Kernreaktion mit Beschleunigern

1938: Thomas → Isochron-Zyklotron

1939: Varian und Hansen → Klystron (Mikrowellengenerator)

1941: Kerst und Serber → funktionsfähiges Betatron

1941: Wideroe → Prinzip des Speicherringes (Kernmühle)

1944: McMillan, Veksler → Phasenfokussierung

1945 McMillan, Veksler → Synchrotron-Prinzip (theoretisch)

1946: Goward, Barnes → Elektronen-Synchrotron

1947: Alvarez → Wanderwellen-LINAC (Protonen); verbesserte Struktur mit Runzelröhren (Iris-loaded wave guide)

1947: Erstmals Beobachtung von Synchrotron-Strahlung

1950: Christofilos → Prinzip der starken Fokussierung

1952: Courant, Snyder, Livingston → starke Fokussierung (alternating gradient)

1954: Berkeley → Protonen-Synchrotron

1960: Touschek → erster Speicherring in Frascati (Patent von Wideröe 1943; O'Neill 1958)

1964: Inbetriebnahme des Deutschen Elektronensynchrotrons (DESY)

1976: Inbetriebnahme des Superprotonen-Synchrotrons SPS (CERN)

1987: Inbetriebnahme des Proton-Antiproton-Colliders TEVATRON (FNAC)

1989: Inbetriebnahme des Large Elektron-Positron Colliders LEP (CERN)

1990: Inbetriebnahme des Elektron-Proton Colliders HERA (DESY)

2007: Fertigstellung des Large Hadron Colliders LHC (CERN)

1 DIREKTBESCHLEUNIGER

1.1 Van de Graaff-Beschleuniger

Im Jahr 1929 begann der amerikanische Maschinenbauer und Physiker Van de Graaff mit dem

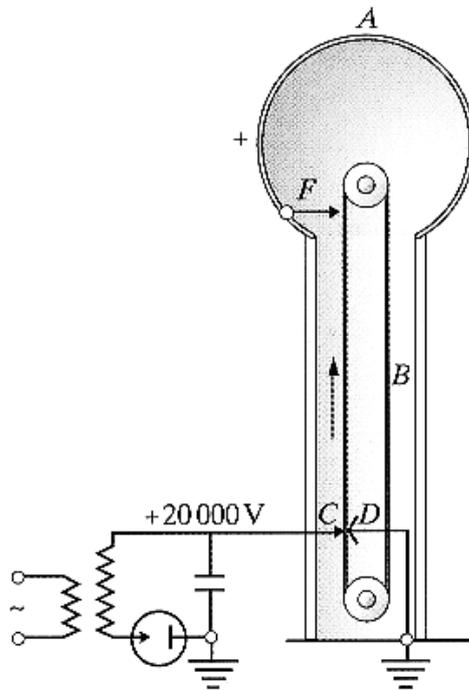


Abb. 1-1

Van de Graaff'scher Bandgenerator²

Spannungserhöhung auf > 10 MV ist im Druckbehälter (Gasfüllung, z.B. SF₆ oder Stickstoff) möglich.

Bau von Bandgeneratoren mit denen hohe Spannungen erzielbar waren. Im Jahr 1937 wurde bereits der erste in der Medizintechnik eingesetzte Van de Graaff-Beschleuniger zur Bestrahlung von Tumoren eingesetzt.

1.1.1 Bandgenerator

Mittels einer an den Pluspol einer Gleichspannungsquelle (20 kV) angeschlossenen Spitzenelektrode und einer geerdeten Gegenelektrode werden auf einem motorisch angetriebenen Endlosband aus vulkanisiertem Textil fortlaufend positive Ladungen erzeugt. Im Bereich der oberen Umlenkrolle werden die Ladungen auf eine Hohlkugel (Terminalelektrode) verschoben, die dadurch auf ein hohes Gleichspannungspotential angehoben wird.

Die maximal erzielbare Hochspannung ist gemäss dem Paschen-Gesetz auf ca. 1,5 MV begrenzt. Eine

1.1.2 Elektrostatischer Direktbeschleuniger

Aufgrund seines elektrostatischen Potentials bietet sich der Bandgenerator zur Beschleunigung von Ladungsträgern an. Zusammen mit dem Strahlrohr und dem Spannungsteiler entsteht so ein elektrostatischer Beschleuniger.

Die Hochspannung wird entlang einer mit Potentialringen (zur Beschleunigung und Fokussierung) versehenen und am Ende geerdeten Widerstandskette aufgeteilt. Das zwischen den Potentialringen existente elektrische Feld bewirkt eine gleichmässige Beschleunigung der Partikel (Elektronen, Ionen), die nach erfolgtem Durchlaufen des Potentialgefälles auf ein Target geschossen werden.

Obwohl die Ladungszufuhr dQ/dt zur Terminalelektrode kontinuierlich erfolgt, müssen zusätzliche Massnahmen ergriffen werden, um das Potential zu regulieren. Die Terminalspeisung wird deshalb durch eine gewollte Koronaentladung mit einer *Koronatriode* stabilisiert. Van de Graaff-Beschleuniger zeichnen sich durch einen konstanten Strahlstrom aus.

² Gerthsen, Physik (Springer).

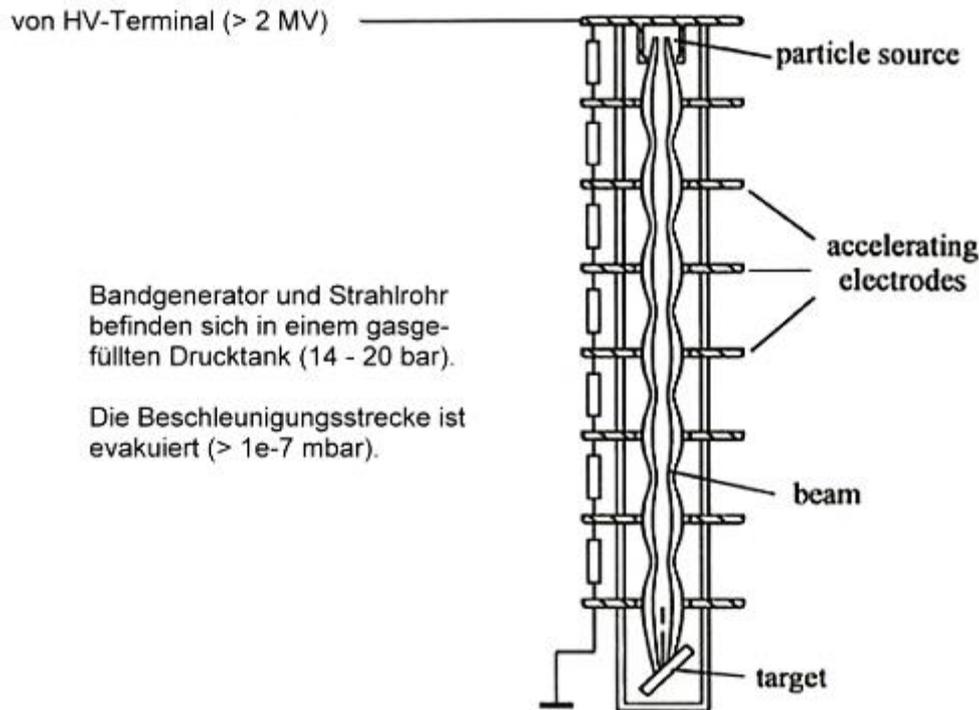


Abb. 1-2
Direktbeschleuniger (Van de Graaff-System)

► Van de Graaff-Beschleuniger, Rosenau:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/vandegraaff-rosenau.jpg>

Eine weitere Verbesserung wird durch eine optimierte Bandkonfiguration erreicht. Anstelle eines vulkanisierten Endlosbandes wird entweder eine Gliederkette (Pelletron) oder ein Lammellenband (Ladderton) verwendet. Damit lässt sich die Sprühladung gezielt steuern.

► Pelletron (Gliederkette):

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/pelletron.jpg>

http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/pelletron_1.jpg

► Instandhaltungsarbeiten am Ionenstrahlrohr:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/ionenrohr.jpg>

1.2 Tandem-Beschleuniger

Um die vom Bandgenerator erzeugte Hochspannung effizienter zu nutzen und noch höhere Teilchenenergien zu erzielen, wurde der Tandem-Beschleuniger entwickelt. Das Prinzip beruht auf Ideen von Gerthsen (1931) und Arbeiten von Bennet (1937). Aus einer Ionenquelle stammende negative Ionen werden wie üblich im Ionenrohr beschleunigt. Anstelle eines Targets treffen sie in der Mitte des Druckbehälters auf einen *Stripper* (Gasschicht oder Kohlenstoff-Folie), wo den Ionen ein oder mehrere Elektronen abgestreift werden. Die nun positiven Ionen werden infolgedessen nochmals beschleunigt, um danach mit einem Analysemagneten auf das Target gelenkt zu werden.

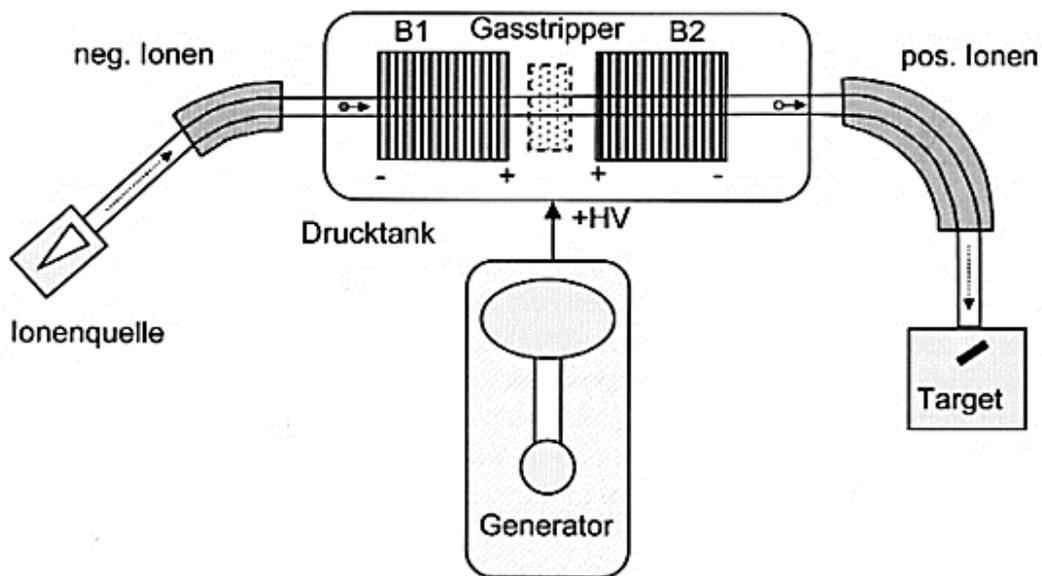


Abb. 1-3
Tandem Van de Graaff³

- ▶ Pelletron Tandem-Beschleuniger, Oak Ridge:

http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/tandem_nec1.jpg

http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/tandem_nec2.jpg

- ▶ Tandem-Beschleuniger, Univ Köln:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/tandem-koeln.jpg>

- ▶ Tandem-Beschleuniger, Univ Erlangen:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/tandem-erlangen.jpg>

Im Kontext muss die Erzeugung der benötigten Ionen kurz angesprochen werden. Die einfachste Erzeugung freier Ionen beruht auf dem Prinzip der Stossionisation (Elektronenstoss-Ionenquelle). Es stehen unterschiedliche Methoden zur Verfügung wie die Penning-Ionenquelle, das *Plasmatron* (von Ardenne) oder die HF-Ionenquelle. Aus einer Glühkathode stammende Elektronen ionisieren auf ihrem Flug zur Anode ein verdünntes Wasserstoffgas.

Höhere Ionenströme erreicht man erst mit Plasmatron-Ionenquellen. Zwischen Glühkathode und Anode findet beim Duo-Plasmatron eine Niedervolt-Gasentladung statt. Die Ionen werden durch eine hohe Gleichspannung (- 10 kV) abgesogen. Ein Permanentmagnet fokussiert den Ionenstrahl.

³ Krieger, Strahlungsquellen für Technik und Medizin (Vieweg).

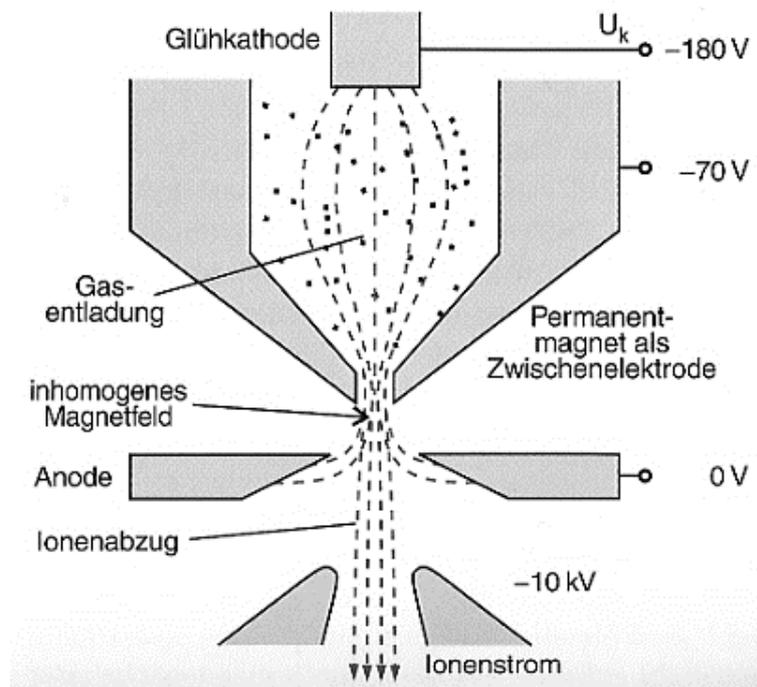


Abb. 1-4
Duoplasmatron⁴

1.3 Cockcroft-Walton Beschleuniger

Ausser dem Bandgenerator werden für die Hochspannungserzeugung auch sog. Kaskadengeneratoren eingesetzt. Zusammen mit dem Strahlrohr entsteht ein elektrostatischer Direktbeschleuniger. Erdacht haben sich diese Anordnung die Physiker Cockcroft und Walton (1932), die damit erstmals einen stimulierten Kernzerfall auslösten.

Cockcroft-Walton-Beschleuniger werden auch heute noch als Vorbeschleuniger (Injektor) für leistungsfähigere Maschinen eingesetzt. Am Paul Scherrer Institut (PSI) bspw. ist eine solche Anlage anzutreffen.

► 800 kV Kaskadengenerator mit Direktbeschleuniger (PSI):

http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/800kV_cockcroft-walton.jpg

Die Hochspannungskaskade basiert auf Ideen von Greinacher und Villard und besteht aus Kondensatoren und Dioden. Mehrfachkaskadierung führt zum erhofften Ergebnis einer hohen Ausgangsspannung. Prinzipiell ähnliche Kaskaden befinden sich in Farbfernsehern als sog. "Diode split transformer" (wenn auch für geringere Leistungen und Spannungen). In praxi lassen sich nicht beliebig viele Kondensatoren in Reihe schalten, weil sonst die Gesamtkapazität zu klein wird und die Ausgangsspannung im Beschleunigerbetrieb zusammenbräche. Auch ist die erreichbare Spannung wegen einsetzender Überschlüge auf ca. 1 MV begrenzt.

⁴ Bildquelle: Demtröder, Experimentalphysik (Springer).

Die als Rohrlinsen ausgebildeten Acceleratorelektroden wirken durch ihr rotationssymmetrisches Feld fokussierend auf den Teilchenstrahl. Der Vorteil des Cockcroft-Walton-Beschleunigers liegt im relativ grossen Ionenstrom (bis 100 mA). Nachteilig wirkt sich die Welligkeit der Hochspannung aus.

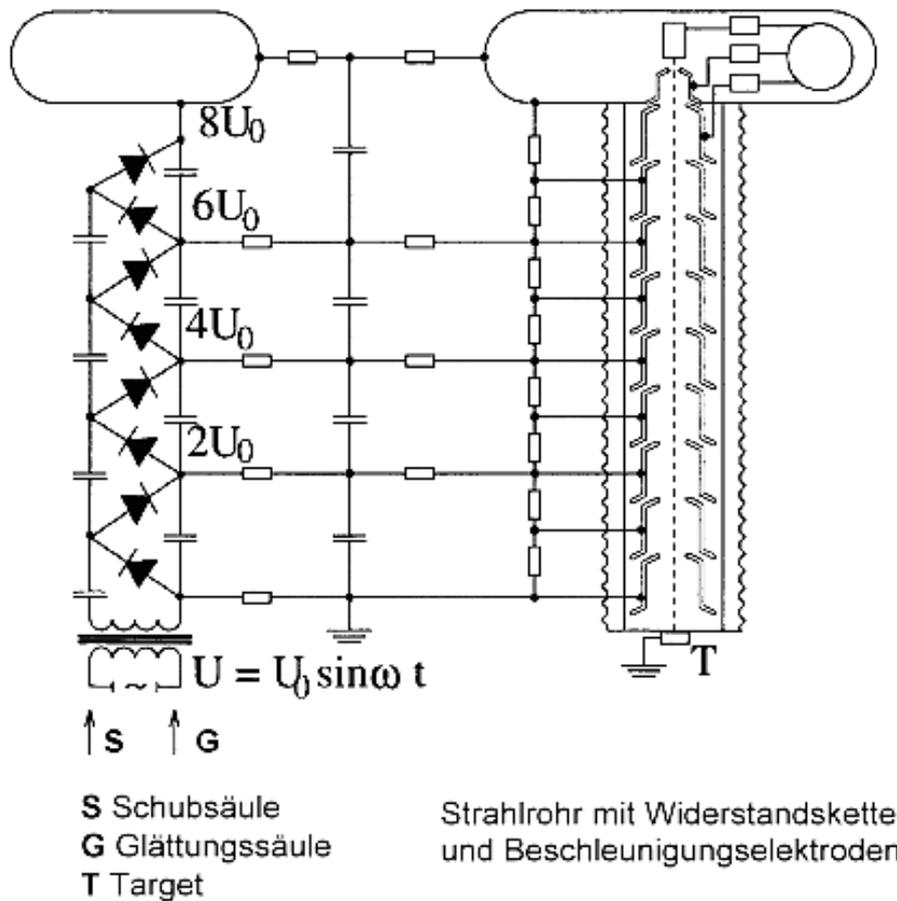


Abb. 1-5
Cockcroft-Walton-Generator mit Direktbeschleuniger

Um Hochspannungen dieser Grösse zu erzeugen, soll der von Marx (1923) erfundenen Stoss-generator kurz erwähnt werden. Eingesetzt wird er vorwiegend im Hochspannungslabor zur Erzeugung von hohen Pulsspannungen.

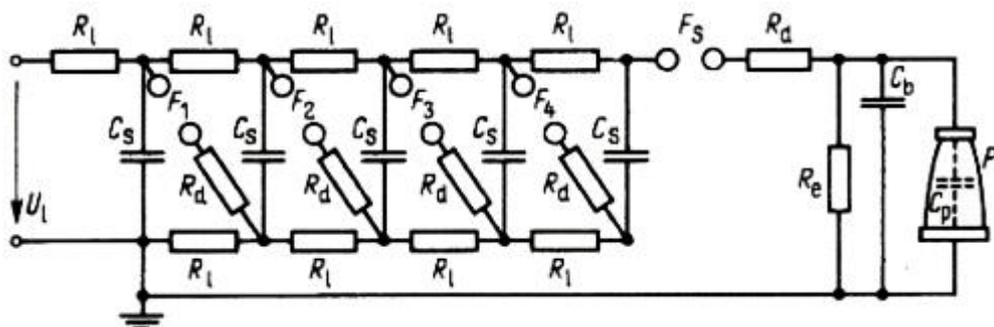


Abb. 1-6
Marx-Generator (schematisch)

Anstelle von Dioden in den Diagonalzweigen kommen Kugelfunkenstrecken vor. Bei Erreichen einer bestimmten Spannung zünden die Funkenstrecken und werden dabei niederohmig. Dadurch werden die Kondensatoren in Reihe geschaltet, so dass sich deren Einzelspannungen zur Gesamtausgangsspannung addieren. Marx-Generatoren arbeiten nur im Pulsbetrieb. Bei Pulsströmen von mehreren kA sind Spannungen bis 6 MV erzielbar.

1.4 Dynamitron

Eine weitere Entwicklungsstufe stellt das Dynamitron aus dem Jahre 1960 dar. HV-Generator und Beschleunigerrohr befinden sich im gemeinsamen Drucktank (SF₆). Von aussen wird eine hochfrequente Spannung auf die im Druckbehälter befindlichen Plattenelektroden eingespeist.

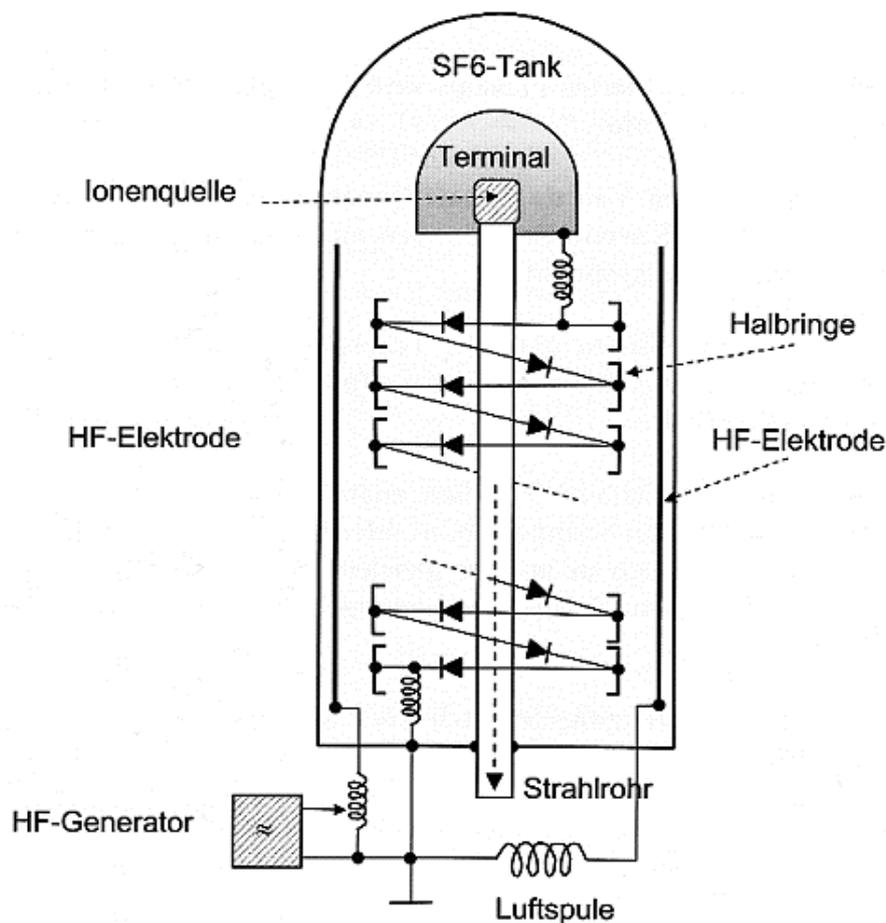


Abb. 1-7
Dynamitron⁵

Zusammen mit den externen Luftspulen bilden die Plattenelektroden einen Schwingkreis. Das hochfrequente Wechselfeld des LC-Kreises induziert in den halbkreisförmigen Aequipotentialringen ein Strom, der durch die in Reihe geschalteten Dioden gleichgerichtet wird. Aufgrund der sehr hohen Pulsation können Glättungskondensatoren entfallen. Die Potentialhalbringe sind miteinander über eine Widerstandskette verbunden, um eine gleichmässige

⁵ Krieger, Strahlungsquellen für Technik und Medizin (Springer).

Potentialverteilung zu erhalten.

Mit Dynamitrons sind konstante Hochspannungen von einigen MV bei Strömen bis zu mehreren 100 mA erzielbar. Derartige Kompaktanlagen werden u.a. zur Sterilisation von medizinischen Komponenten eingesetzt.

2 LINEARBESCHLEUNIGER

Linerabeschleuniger nutzen – im Unterschied zu den Direktbeschleunigern (wo das Potentialgefälle nur einmal durchlaufen wird) – mehrmals das elektrische Feld einer hochfrequenten Wechselspannung (RF) zur Beschleunigung der Ladungsträger (Elektronen, Protonen, Ionen) aus. Beim Durchlaufen des Weges entlang des Feldes wird Energie gewonnen.

$$E = q \oint E ds$$

Den RF-Beschleunigern gemeinsam ist das Prinzip der Phasenfokussierung. Vorseilende Teilchen, die bereits vor Erreichen der Sollphase am Ort der Beschleunigung eintreffen, sehen eine geringere Beschleunigungsspannung, so dass ihre Energiezunahme kleiner ausfällt. Teilchen mit zu kleiner Geschwindigkeit hingegen erfahren einen erhöhten Energiezuwachs. Dies führt zum Bunching, d.h. der Bildung zeitlich und örtlich kompakter Teilchenpakete.

In der einfachsten Struktur – der *Wideröe*-Struktur – wird eine von einem Generator erzeugte Hochfrequenz an sog. Driftröhren angelegt. Eine Verbesserung führt zur *Alvarez*-Struktur, wo die Driftröhren in einem gemeinsamen Hohlzylinder angeordnet sind. Um die (im nichtrelativistischen Fall) entlang der Beschleunigungsstrecke zunehmende aktive Länge zu verkürzen, wurde die RFQ-Struktur entwickelt. In modernen Strukturen werden die Wirkungen von Wanderwelle (Travelling wave) und stehender Welle (Standing wave) massgebend.

2.1 Beschleuniger mit Wideröe-Struktur

Einer der bedeutendsten Pioniere der Beschleunigerphysik war der Norweger Rolf Wideröe (1902-1996), ein besonders tüchtiger Mensch. Obwohl einer Ingenieursausbildung zugetan, befasste er sich als Gymnasiast in Oslo autodidaktisch mit der höheren Mathematik. In der Physik hatte es ihm insbesondere die Relativitätstheorie angetan, aber auch Planck's Quanten faszinierten ihn. Dort, wo Newtons Mechanik angesichts hoher Teilchenenergien zu verblasen beginnt, hat Wideröe zunächst mit den Formeln von Abraham als auch mit denjenigen von Einstein gerechnet. Später hat Wideröe nur noch mit denjenigen von Einstein gerechnet, weil ihm diese passender erschienen.

Wideröe studierte an der TU Karlsruhe - der Fridriciana - Elektrotechnik. Bereits während seines Studiums - im fünften Semester - entwarf er das Konzept des "Strahlentransformators" (1922), der später als *Betatron* in die Geschichte einging. Leider äusserte sich einige Jahre später Prof. Gaede - "einer der hohen Götter, von uns Studenten etwas mehr entfernt" - äusserst skeptisch gegenüber dem jungen Diplomingenieur, so dass dieser einen Universitätswechsel vollzog, um bei Prof. Rogowski zu promovieren. Doch auch in Aachen vermochte Wideröe kein funktionsfähiges Betatron zu bauen, so dass der Professor bemerkte, dass er ihm für etwas,

das nicht funktioniert, keinen Doktorgrad erteilen könne. So kam es dazu, dass Wideröe anstelle des "Strahlentransformators" den ersten "Geradeaus-Beschleuniger" mit Driftröhre baute. Die diesbezügliche Doktorarbeit übte einige Jahre später einen nachhaltigen Einfluss auf Lawrence aus, der zwar kein Deutsch verstand, aber aus den Skizzen sofort die Bedeutung des Ganzen erkannte. Lawrence erfand später das *Zyklotron*.

Wideröe erinnerte sich in Aachen an ein von Ising (1924) beschriebenes Konzept, bei dem positive Partikel geradlinig im Vakuum entlang der Achse metallener und mit Wechselpotential belegter Rohrstücke beschleunigt wurden. Die hochfrequente Wechselspannung sollte eine Wanderwelle erzeugen, welche die Ladungsträger gewissermassen vorwärts trieb. Isings Konzeption wies gewisse Schwachstellen auf, die Wideröe beseitigte. Anstelle der ursprünglichen Elektroden kam nun eine Driftröhre zum Zuge. Weil Elektronen sehr schnell auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigt werden und dadurch entweder die Driftröhre extrem lang ausfallen oder dann sehr hohe Frequenzen für das beschleunigende Wechselfeld zur Verfügung stehen mussten (was erst mit dem Klystron möglich wurde), verwendete Wideröe Kalium- und Natriumionen. Mit dem erfolgreichen Abschluss der Versuche war eindeutig bewiesen, dass elektrische Partikel mit hochfrequenter Wechselspannung beschleunigt werden konnten.

Die im Innern feldfreien Driftröhren werden durch Zwischenräume abgelöst, in denen der eigentliche Beschleunigungsprozess stattfindet. Aufeinanderfolgende Röhren sind mit alternierendem Potential belegt. Um die anwachsende Geschwindigkeit der Ladungsträger zu berücksichtigen, müssen die Driftröhren zunehmends länger ausgelegt oder die Hochfrequenz erhöht werden.

Länge der Driftröhren:

$$L = v \frac{T}{2}$$

Erst im ultrarelativistischen Fall, wo sich die Geschwindigkeit der Ladungsträger bekanntlich nicht weiter steigern lässt, kann auf weitere Massnahme verzichtet werden. Mit dem Wideröe-Beschleuniger werden Ionen aber nur auf etwa 5 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt, so dass weiterhin mit den klassischen Formeln gerechnet wird.

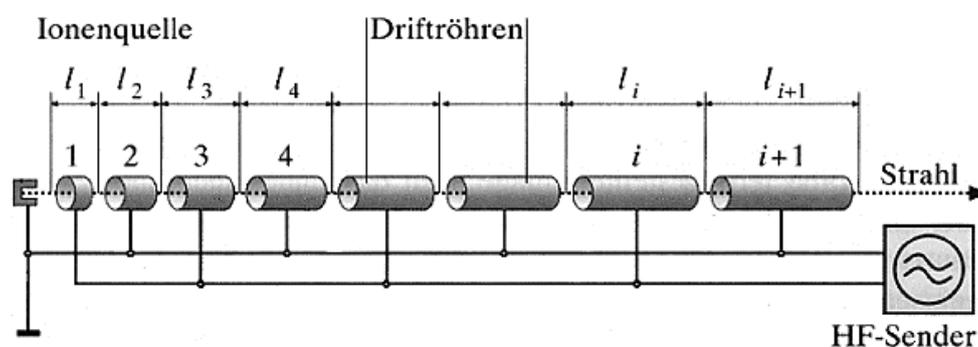


Abb. 2-1
Prinzip der Wideröe-Struktur

Zwischen den Driftröhren – im *Gap* – werden die Teilchen einem elektrischen Wechselfeld

ausgesetzt, dessen Phasenlage so bemessen ist, dass eine beschleunigende Wirkung resultiert. Die Driftröhren dienen einerseits dazu, die Teilchen während der Gegenphase vom RF-Feld abzuschirmen und andererseits, um zwischen zwei aufeinanderfolgenden Röhren ein elektrisches Feld aufzuspannen, dessen Polarität beim Durchfliegen der Teilchen die richtige Phase besitzt. Die Teilchen sehen stets eine positive Spannung. Aufgrund der einsetzenden Phasenfokussierung kommt es zu einer Dichtemodulation (Bunching) der Ladungsträger.

In jeder Stufe erfahren die Teilchen einen Energiezuwachs, so dass:

$$E_{ges} = n(qU) = \frac{1}{2} m \cdot v^2$$

2.2 Beschleuniger mit Alvarez-Struktur

Der von Alvarez (1945) entwickelte Beschleunigertyp, bedient sich einer Reihe von gekoppelten Resonatoren, um Protonen und Schwerionen auf ca. 60 % der Lichtgeschwindigkeit zu beschleunigen. Die Resonatoren haben keine Endabschlüsse und entsprechen im Prinzip den Driftröhren.

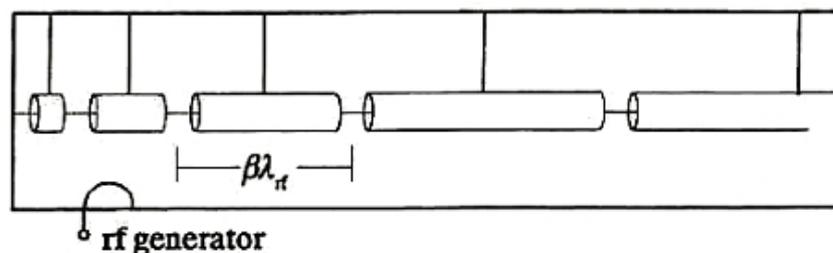


Abb. 2-2
Prinzip der Alvarez-Struktur

Sämtliche Röhren befinden sich in einem Tank aus Kupfer mit dem sie leitend verbunden sind.

► Alvarez-Struktur:

http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/alvarez-struktur_4.jpg

http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/alvarez-struktur_0.jpg

Entlang der Resonatorkette bilden sich bei geeigneter Geometrie stehende longitudinale Wechselfelder aus, mit denen die Ladungsträger beschleunigt werden. Die Knoten der Längsfelder befinden sich in der Mitte der Driftröhren. Die leitenden Träger der Resonatoren sind in Länge und radialer Lage für eine optimale Strahlage justiert. Mit zunehmender Beschleunigung nehmen die Durchmesser der Driftröhren ab während die Röhrenlänge zunimmt.

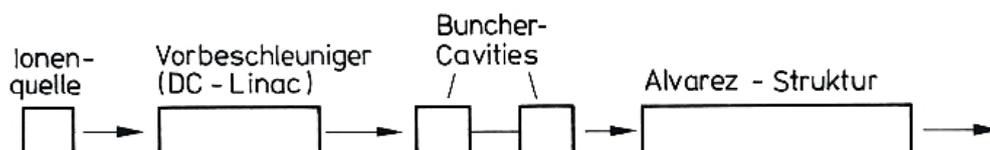


Abb. 2-3
Beschleunigungsphilosophie mit Vorbeschleuniger und Buncher

Alvarez-Protonen-Linacs werden meist als Injektoren für große Protonen-Kreisbeschleuniger verwendet. Um aus dem kontinuierlichen Ionenstrahl diskrete Ionenpakete zu formen, die dann in der Alvarez-Struktur weiterbeschleunigt werden, wird in praxi ein *Buncher* vorgeschaltet. Zwischen Ionenquelle und Buncher befindet sich oft ein DC-Vorbeschleuniger vom Cockcroft-Walton-Typ. Vorbeschleuniger und Buncher-Cavities können platzsparend durch einen Hochfrequenzquadrupol (RFQ) ersetzt werden.

2.3 Beschleuniger mit RFQ-Struktur

Dem Nachteil der Driftröhren-Systeme (grosse Länge, Defokussierung) kann mit dem 'Radio Frequenz Quadrupol' begegnet werden. Das zugrundeliegende Prinzip wurde von Kapchinskii und Teplyakov (1970) vorgeschlagen. Der Vorteil einer RFQ-Struktur liegt in ihrer kürzeren Länge bei gleichzeitiger Beschleunigung, Pakettierung und Fokussierung des Strahls.

Der RFQ-Maschinentyp wird zur Beschleunigung nichtrelativistischer Teilchen (Protonen und Ionen) eingesetzt. Die Beschleunigersektion besteht aus elektrischen Quadrupolen, deren Pole (Rods) in Längsrichtung sinusförmig ausgeformt sind. Die eingespeisten Frequenzen liegen zwischen 10 bis 500 MHz.

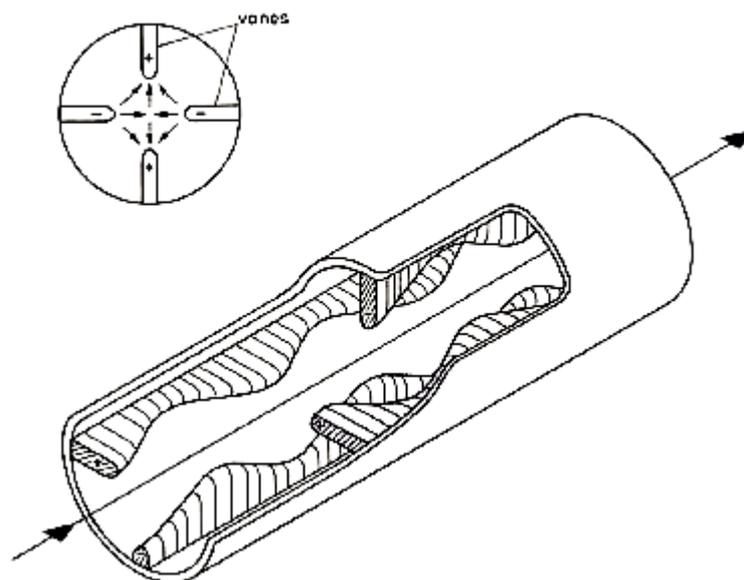


Abb. 2-4
RFQ-Struktur

Das elektrische Feld besitzt zwei Komponenten. Die longitudinale Komponente dient der Beschleunigung und Phasenbündelung (Bunching) der eingeschossenen Teilchen. Die radiale Komponente bewirkt eine transversale Strahlbündelung. Zur Effizienzsteigerung werden oft mehrere Beschleunigereinheiten hintereinander geschaltet.

Beschleuniger mit RFQ-Struktur werden als Vorbeschleuniger in der Grundlagenforschung und Medizintechnik eingesetzt.

2.4 Beschleuniger mit Wellenleitern

Wanderwellenbeschleuniger (Travelling wave linac) verwenden in der Beschleunigersektion einen durch Irisblenden unterteilten Hohlwellenleiter, als Runzelröhre bezeichnet. Diese Struktur kann auch als Kette gekoppelter Resonatoren verstanden werden. Der Lochdurchmesser der Irisblenden bestimmt die Kopplung. Ohne eingebaute Blenden wäre die Phasengeschwindigkeit grösser als die Vakuumlichtgeschwindigkeit, so dass die Welle den Teilchen davonlief. Folglich muss die Phasengeschwindigkeit der Wanderwelle an die Teilchengeschwindigkeit angepasst werden.

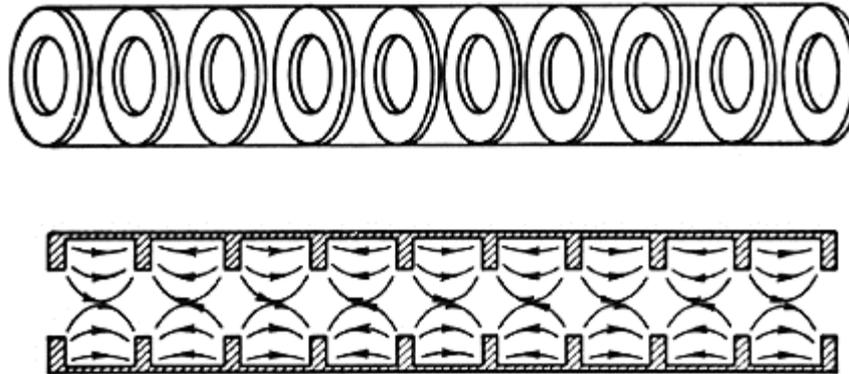


Abb. 2-5
Prinzip der Irisstruktur

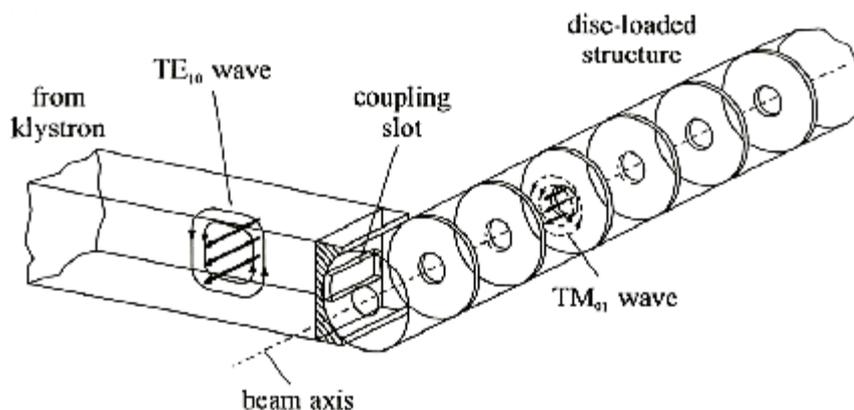


Abb. 2-6
Runzelröhre (Wellenleiter mit Irisstruktur)

- Wellenleitermodell mit Irisstruktur (Disk loaded wave guide) und seitlich eingespeister HF:

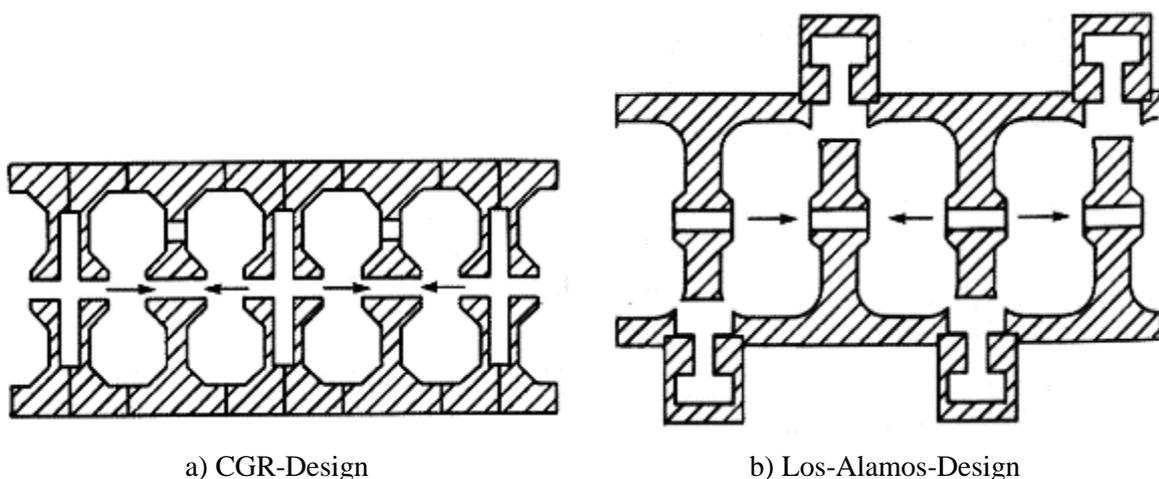
http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/iris-struktur_1.jpg

Elementare Hohlwellenleiter sind im Querschnitt kreisförmig, elliptisch oder rechteckförmig beschaffen. Die Anwendung bestimmt den Typ. Die Indizes geben die Anzahl der Knoten in x- und y-Richtung an. Hat das Feld eine magnetische Längskomponente, spricht man von TE-Wellen. Hat es eine elektrische Längskomponente ist von TM-Wellen die Rede. Im Kontext werden Rechteck- und Zylinderhohlleiter verwendet. TEM-Wellen – wo beide Feldanteile transversal zur Ausbreitungsrichtung schwingen – kommen nur im Vakuum vor.

Um die HF-Energie möglichst verlustfrei vom Generator (Klystron, Magnetron) zum Strahlrohr

zu transportieren, wird ein Wellenleiter mit transversalem elektrischem Feld (TE_{10} Mode) verwendet, welcher am Übergabepunkt senkrecht an die Runzelröhre ankoppelt. In der Beschleunigerstruktur muss in Strahlrichtung ein elektrisches Feld erzeugt werden, so dass dazu ausschliesslich Wellenleiter mit elektrischer Längskomponente (TM_{01} Mode) in Frage kommen. In dieser Kombination erregt das transversal-elektrische Feld des Transportleiters ein longitudinal-elektrisches Beschleunigungsfeld in der Runzelröhre, das in Gestalt einer Wanderwelle fortschreitet und die Ladungsträger mit sich reisst. Am Ende der Beschleunigungsstrecke kann die unverbrauchte HF-Energie durch einen Dump zum Eingang zurückgeführt werden. Ansonsten muss sie in einem "Wellensumpf" (Absorber) aufgefangen werden.

Verändert man Blendenabstände und Resonatoren in passender Weise, kann eine stehende Welle erzeugt werden, deren Spannungsbäuche immer ortsfest zwischen den Blenden liegen.



a) CGR-Design

b) Los-Alamos-Design

Abb. 2-7
Stehwellenstrukturen

In jedem Resonator erfahren die Teilchen durch die ortsfeste Amplitude ruckartig einen bestimmten Energiezuwachs. Aufgrund seitlich angeordneter Kopplungsschlitze kann die Sektion bei gleichem Energiegewinn kürzer (als bei Runzelröhren nötig) bemessen werden. An die Güte der Resonatoren als auch an das Strahlrohrvakuum werden aber höhere Anforderungen gelegt.

2.5 Hohlraumresonatoren (Cavities)

Kavitäten für Stehwellenstrukturen können ein- und mehrzellig ausgelegt werden. Für höchste Ansprüche werden supraleitende Kavitäten aus Niobium verwendet. Die nachfolgenden Bilder vermitteln einen ersten Eindruck.

- Einzellige DORIS-Cavity (Pillbox)

<http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/doris-cavity.jpg>

- Dreizellige DESY-Cavity:

<http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/desy-cavity.jpg>

- Fünfezellige PETRA-Cavity:

<http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/petra-cavity.jpg>

► Neunzellige TESLA-Cavity:

http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/tesla-cavity_1.jpg

► LEP Speicher-Cavity:

<http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/lep-cavity.jpg>

► LHC-Modul (4 Cavities):

<http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/lhc-cavity.jpg>

2.6 Induktions-Linac

Entgegen einer gelegentlich anzutreffenden Meinung kann man elektrische Partikel auch mit (einem zeitlich variierenden) Magnetfeld linear beschleunigen. Entlang einer Geraden werden dazu eine grosse Anzahl von Ferritringen angeordnet.

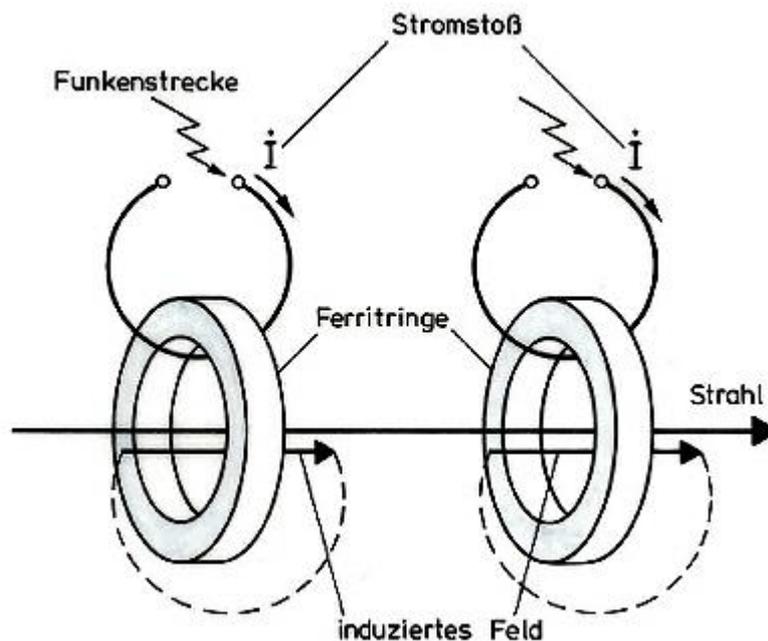


Abb. 2-8
Racetrack induction accelerator (Prinzip)

Durch starke Stromstöße in den Primärwicklungen wird entlang der Strahlachse ein sich summierendes elektrisches Feld generiert. Der Teilchenstrahl verkörpert die Sekundärwicklung einer Reihe von Transformatoren.

$$U = n \oint E ds$$

Die Spannung bleibt konstant, solange die zeitliche Ableitung der Flussdichte konstant ist und der Ferrit nicht in die Sättigung getrieben wird. Bei sehr kurzen Pulslängen kann das Beschleunigungsfeld sogar mehrmals durchlaufen werden, wenn der Strahl durch Ablenkmagnete zu-

rückgeführt wird. Induktions-Linacs eignen sich z.B. zum Antreiben eines "Freie Elektronen Lasers".

3 KREISBESCHLEUNIGER

3.1 Das BETATRON

3.1.1 Historische Anmerkungen

Die Grundidee einer Röntgenstrahlung erzeugenden X-Ray-Tube (später als Betatron bezeichnet) geht auf Slepian (1922; Patent 1927) zurück. Zeitgleich hat sich Wideröe während seines Studiums in Karlsruhe (1922) eingehend mit der Konzeption des Energiegewinns von elektrischen Partikeln mittels Durchlaufen kreisförmiger Bahnen im Magnetfeld beschäftigt - ohne allerdings einen funktionsfähigen "Strahlentransformator" herstellen zu können.

Das Betatron erzeugt keinen kontinuierlichen Strahl, sondern impulsförmige Elektronenpakete. Kurz nach dem Nulldurchgang der magnetischen Induktion werden Elektronen in das Vakuumrohr eingespritzt. Während der Injektionsphase wird die sog. (1/2)-Bedingung durch Hilfsspulen so gestört, dass die Elektronenbahn zunächst in der Nähe der Elektronenkanone verläuft und dann kontinuierlich zum Sollkreis ausgeweitet wird.

▶ 6 MeV Betatron von K. Gund (Siemens-Reiniger Werke Erlangen, 1944):

http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/betatron_2.jpg

▶ 35 MeV Betatron (Siemens):

http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/betatron_3.jpg

In der Literatur wird meist Kerst, der 1941 an der Univ. von Illinois ein funktionsfähiges Betatron baute, als der eigentliche Erfinder angegeben. Kerst und Serber sprachen in ihrer Arbeit vom "Induktionsbeschleuniger". Später erst hat Kerst den Namen *Betatron* geprägt, der sich dann bleibend durchsetzte. Steenbeck von den Siemens-Schuckert Werken in Berlin setzte sich bereits 1934 mit der "Elektronenschleuder" auseinandergesetzt. Die Sache wurde aber geheimgehalten und letztlich auch nicht mit der nötigen Entschlossenheit weiterverfolgt. Von Interesse ist ferner, dass während des Krieges Schmeltenmeier und Gans (1943 ff.) aus pragmatischen Gründen mit dem von ihnen als "Rheotron" bezeichneten Strahlentransformator experimentiert haben. Gans - jüdischer Abstammung und Physiker - war sozusagen in letzter Minute vor der Deportation nach Theresienstadt bewahrt worden, um als "privilegierter Nichtarier" im privaten Entwicklungslaboratorium von Schmeltenmeier eingesetzt zu werden. Noch während dem Krieg (1943) hat auch Gund ein kleines Betatron mit konstanter Röntgenintensität gebaut (die sog. "Zwille", ein 6MeV Prototyp).

Das Betatron (Elektronenschleuder, Strahlentransformator, Rheotron) erweckte frühzeitig das Interesse militärischer Kreise. Es gab Geheimprojekte im Forschungsbunker des Fliegerhorstes Grossostheim, wo zum einen eine Röntgenstrahlbündel-Flak entwickelt und zum andern der Wideröe'sche Strahlentransformator zu einer kriegstauglichen Waffe weiterentwickelt werden sollten. Die von Schiebold angeregte Röntgenstrahlbündel-Flak (Todesstrahl) erwies sich letztlich als Rohrkrepieler. Unter Fachphysikern galt Schiebold schon bald einmal als "hoffnungsloser Fall". Vom Compton-Effekt hatte er vermutlich nie etwas gehört. Weil sich Wideröes Bruder Viggo wegen Fluchthilfe in deutscher Gefangenschaft befand, liess sich Wideröe notgedrungen zu einer Zusammenarbeit mit den Deutschen, insbesondere einem Dr. Egerer, ein. Unter Wideröes Anleitung wurde in der Röntgenapparatefabrik von C.H.F. Müller in Hamburg ein Betatron mit 15 MeV gebaut. Später sollten grössere Anlagen folgen. Auch Touschek war an diesem Projekt beteiligt. Die erhoffte Wunderwaffe

wurde jedoch nie fertig. Nach dem Krieg hat Wideröe bei Brown-Boveri in Baden (heute ABB) weitere Betatrons entwickelt, die für die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung (z.B. für Turbinenräder) und für medizinische Zwecke eingesetzt wurden.

Wer sich für die historischen Aspekte näher interessiert, sei auf die entsprechende Literatur verwiesen:

- Waloschek, Todestrahlen als Lebensretter (BoD)
- Ebd., Als die Teilchen laufen lernten (Vieweg)

Seit das Betatron in Forschung und Medizin durch den effizienteren Elektronen-Linac ersetzt wurde, hat es praktisch nur noch historische Bedeutung. Trotzdem lässt sich an diesem Artefakt noch immer in anschaulicher Weise das Induktionsgesetz studieren.

3.1.2 Physik und Technik des Betatrons

Das Betatron besteht aus einem netzgespeisten Transformator, dessen Sekundärwicklung durch ein kreisförmiges in sich geschlossenes Vakuumrohr (Toroid) aus Glas oder Keramik ersetzt wird. Mit einer Elektronenkanone werden Elektronen in die Sollbahn eingeschossen, wo sie durch das ansteigende Magnetfeld extrem beschleunigt und im Vakuumrohr zu etwa einer Million Umläufe gezwungen werden. Genutzt werden kann prinzipiell nur die erste Viertelperiode der Wechselspannung von 50 Hz, in der die Elektronen eingeschossen, beschleunigt und danach ausgeschleust werden müssen. Beim Auftreffen auf ein geeignetes Target wird harte Röntgenstrahlung freigesetzt.

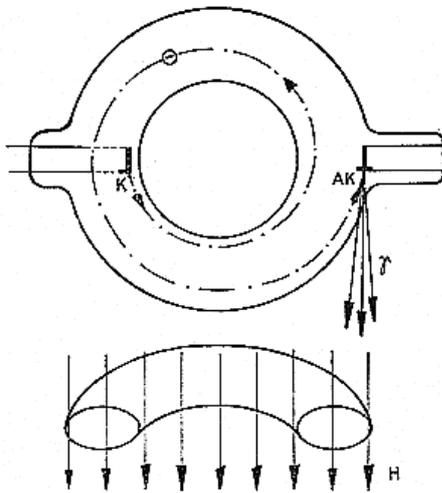


Abb. 3-1
Betatron-Prinzip, stark vereinfacht

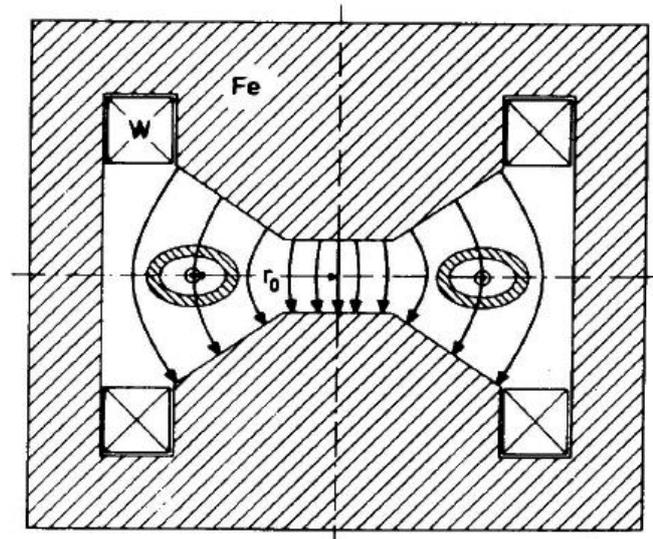


Abb. 3-2
Betatron-Transformator

Das dem Netzsinus folgende Magnetfeld erzeugt im Vakuumrohr (welches sich wie die kurzgeschlossene Sekundärwicklung eines Transformators verhält) eine Windungsspannung, welche die Elektronen beschleunigt. Wenn der magnetische Fluss nach 5 ms seinen Scheitelwert erreicht, hört die Beschleunigung auf. Spätestens jetzt müssen die Elektronen aus dem Vakuumrohr entfernt werden, was durch zusätzliche Magnetspulen bewirkt wird.

Um stabile Kreisbahnen zu erzielen, muss die sog. Wideröe-Bedingung (1928) erfüllt sein, die besagt, dass das am Ort der Beschleunigung vorhandene und zum Sollkreis senkrechte Führungsfeld stets den halben Betrag der mittleren Flussdichte des Beschleunigungsfeldes innerhalb des Sollkreises vorweisen muss.

Wideröe'sche (1/2)-Bedingung:

$$B(r_0) = \frac{1}{2} B_{\text{mittel}}$$

r_0 konstanter Radius der Elektronenbahn (Sollkreis)

Dem Betatron-Gedanken zugrunde liegt das Induktionsprinzip. Gemäss der Maxwell-Relation $\text{rot } E = -\partial B/\partial t$ erzeugt ein zeitlich veränderliches Magnetfeld um sich herum ein elektrisches Wirbelfeld mit der Spannung:

$$U_{\text{ind}} = \oint E \, ds$$

Dieses verläuft - konstruktiv bedingt - exakt im ringförmigen Vakuumrohr. Bei jedem Umlauf (Transversal stacking) erhöht sich deshalb die kinetische Energie der Elektronen gerade um die Windungsspannung des Transformator. Bei einer in Betracht des grossen Eisenkerns angenommenen Windungsspannung von 30 V und einer Million Umläufe der Elektronen resultiert somit eine Energie von 30 MeV.

Mit zunehmender Elektronengeschwindigkeit würde sich unweigerlich der Radius der Kreisbahn vergrössern. Es käme zu Kollisionen mit der Wand des Strahlrohrs und damit zum Abbruch des Impulsstromes, wenn nicht zugleich das zeitlich ansteigende Magnetfeld die Elektronen zurück auf den Sollkreis zwänge. Trotzdem kommt es zu bestimmten Oszillationen um die Sollkreislage (sog. Betatronschwingungen), die aber beherrschbar sind (Hill'sche DGL).

$$\omega_{\text{Betatron}} < \omega_{\text{Umlauffrequenz}}$$

Die Bahnstabilität wurde insbesondere durch Walton und Steenbeck untersucht. Die Bahnseparation wird durch die radiale Betatron-Schwingung günstig beeinflusst.

Um die richtige Führung der Strahlelektronen zu gewährleisten, besitzt der Betatron-Transformator (H-Form) in der Mitte einen Luftspalt und am äusseren Rand speziell geformte Polschuhe, so dass das Magnetfeld einen bestimmten radialen Verlauf hat. In der Umgebung des Sollkreises muss das Führungsfeld mit wachsendem Radius abnehmen (aber langsamer als mit $1/R$).

Nach Ablauf einer Viertelperiode wird mittels Hilfsspulen - und durch Entladung einer Kapazität über ein Thyatron - das Magnetfeld des Kerns derart gestört (und damit die Wideröe-Bedingung gezielt verletzt), dass die Elektronen die Kreisbahn verlassen, um entweder auf eine Platinanode (Antikathode) zu fliegen, wo sie Röntgenstrahlung erzeugen oder aus dem Betatron ausgelenkt werden. Dieser Vorgang wiederholt sich während jeder Wechselstromperiode einmal. Durch spezielle Anordnung lässt sich die Beschleunigungsphase auch zweimal während jeder Periode nutzen.

3.2 Das ZYKLOTRON

Angeregt durch Wideröes "Strahlentransformator" (Betatron) hat Lawrence (1929) das Zyklotron entwickelt und zusammen mit Livingston (1931) gebaut.

Das Zyklotron ist RF-Kreisbeschleuniger für schwere geladenen Teilchen (Protonen, α -Teilchen, Ionen). Im Unterschied zum Betatron laufen die Teilchen auf zunehmend grösser werdenden Halbkreisen, so dass eine spiralförmige Bahn entsteht. Für Elektronen, deren Energie gegenüber ihrer Ruhenergie gross ist, sind Zyklotrons weniger gut geeignet.

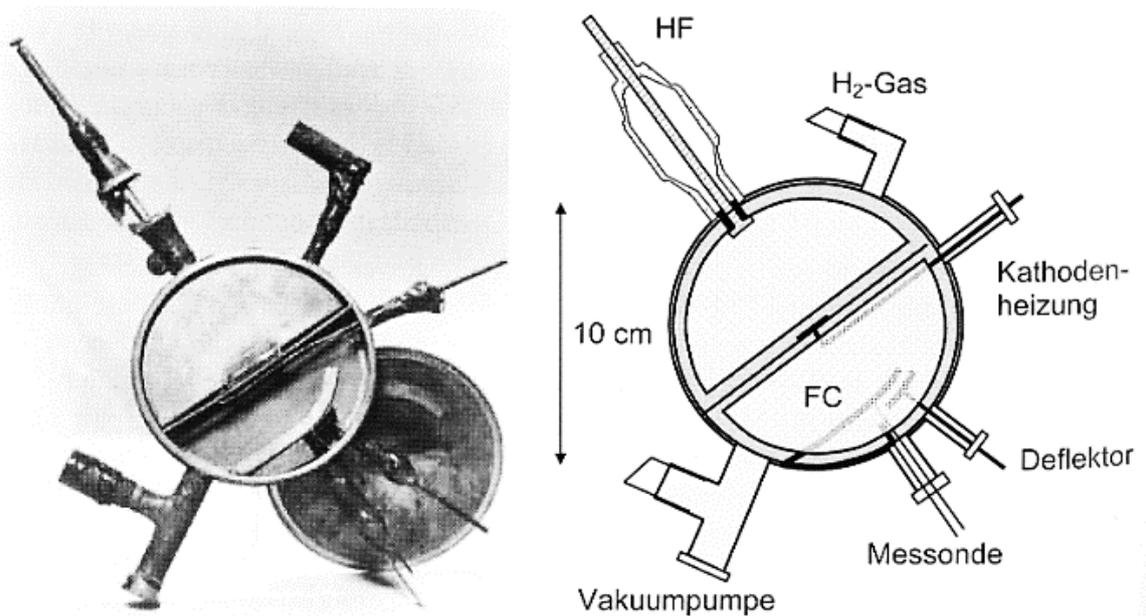


Abb. 4-1
Historisches Zyklotron (Durchmesser 4 Zoll)⁶

Heutzutage werden Zyklotrons (nebst ihrer Bedeutung als vielseitige Strahlungsquelle für die Forschung) zur Produktion kurzlebiger Radionuklide, für Positronen- und Neutronenstrahler, zur Sterilisation von Materialien und zur Polymerisation von Kunststoffen eingesetzt.

3.2.1 Physik und Technik des Lawrence-Zyklotrons

Das klassische Zyklotron ist so simpel wie raffiniert zugleich.⁷ Im obigen Bild sieht man die *Duanden* – zwei D-förmig ausgebildete Kammern –, von denen einer aufgeschnitten ist. Die Duanden – auch Dee's genannt – befinden sich in einem dosenförmigen Vakuumgefäss. Zwischen den Dee's verläuft ein Spalt (Gap). Im Zentrum der Anordnung befindet sich eine Ionen-spritze. Beschleunigt durch ein RF-Feld werden Wasserstoffionen mit einer Endenergie von 80 keV, die durch Ionisation an einem Glühdraht erzeugt werden. Am äusseren Rand angelangt werden die Teilchen durch den *Deflektor* ausgeschleust und in einen *Faradaycup* gelenkt, wo sie durch eine Sonde detektiert werden.

⁶ Krieger, Strahlungsquellen für Technik und Medizin (Springer).

⁷ Zyklotron-Animation: <http://www.schulphysik.de/java/physlet/applets/zyklotron.html>

Die Duanden liegen an einer hochfrequenten Wechselspannung (Spannung 100 bis 200 kV) und werden senkrecht vom Feld eines Dipolmagneten durchdrungen. Das elektrische Wechselfeld beschleunigt die emittierten Ionen, solange sie sich im Spalt zwischen den beiden Dee's befinden. Dadurch gelangen die Teilchen in den ersten Duand, wo sie durch das Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen werden.

Es gilt die von Lorentz gefundene Beziehung:

$$F = q(v \times B)$$

Weil die Lorentzkraft im vorliegenden Fall immer senkrecht zum B-Feld und zur Teilchengeschwindigkeit steht, wird keine Arbeit verrichtet.

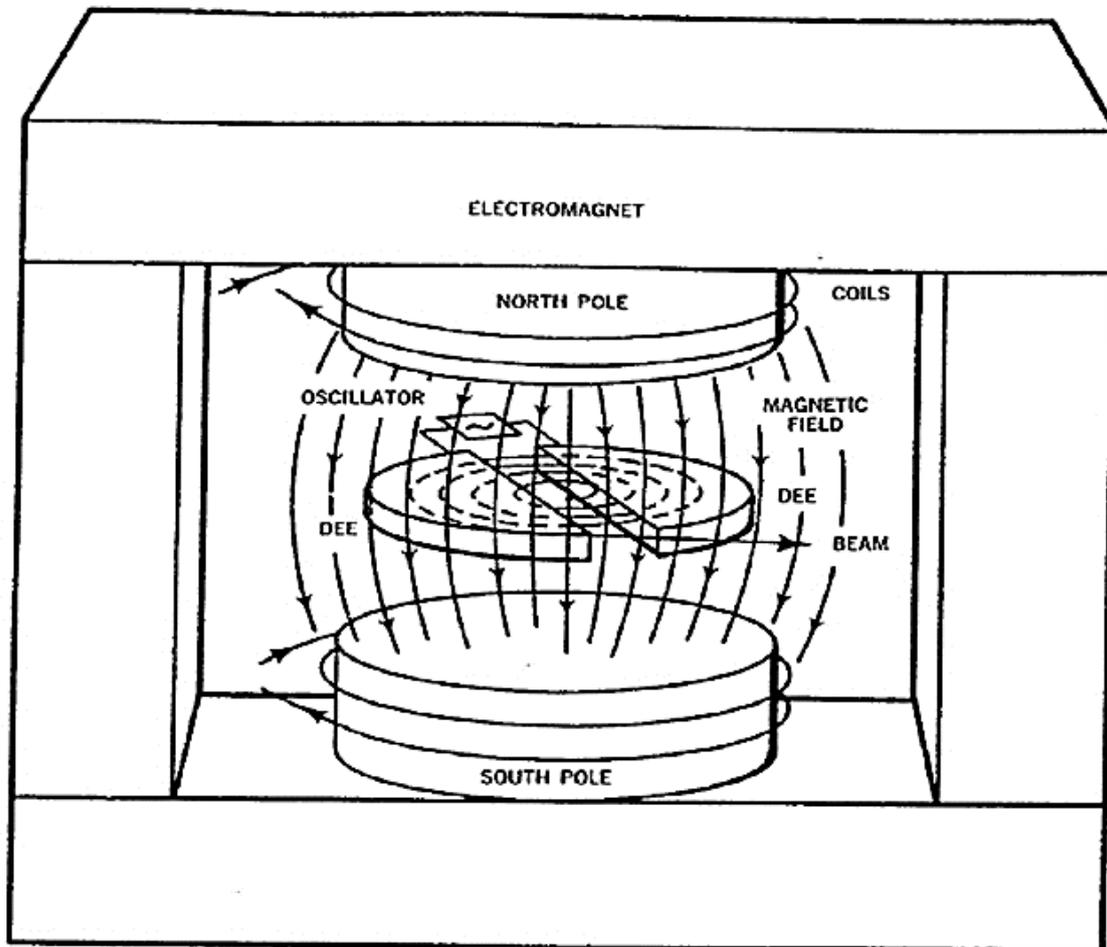


Abb. 4-2

Zyklotron-Prinzip (erkennbar ist, dass viel "Eisen" benötigt wird)

Das Innere der Dee's ist feldfrei, so dass dort nur die Lorentzkraft wirksam wird (die Gravitation ist in solchen Dingen vernachlässigbar). Nach dem Durchlaufen eines Halbkreises gelangen die Teilchen wieder zum Gap (diesmal in entgegengesetzter Richtung), wo sie durch das inzwischen umgepolte Wechselfeld erneut beschleunigt in den zweiten Duand einfliegen. Dabei vergrößert sich der Bahnradius sprunghaft. Durch das Magnetfeld wiederum auf eine Kreisbahn gezwungen, erreichen die Teilchen nach 180° wieder den Beschleunigungsspalt. Die

Frequenz des Wechselfeldes ist so bemessen, dass stets die richtige Phasenlage anliegt, wenn die Teilchen den Spalt passieren.

Es gilt die Zyklotron-Resonanzbedingung:

$$\omega_{\text{rf}} = \omega_{\text{Teilchen}}$$

Mit der Zyklotronfrequenz (für den nichtrelativistischen Fall):

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = q \frac{B}{m}$$

Bei jedem Durchflug nimmt die Teilchenenergie um den Betrag $|q \cdot U|$ zu. Dieser Vorgang wiederholt sich solange, bis die Protonen/Ionen auf dem grössten Bahndurchmesser angekommen sind und dort durch eine Auslenkelektrode (Deflektor) tangential aus dem Zyklotron ausgeschleust werden. Eine zweite Variante verwendet anstelle des Deflektors eine Hilfswicklung, mit der das Führungsfeld kurzzeitig geschwächt wird, so dass die Teilchen den Bahnkreis ebenfalls verlassen.

3.2.2 Ringzyklotron

Ausser dem klassischen Zyklotron wurden unterschiedliche Varianten entwickelt, darunter das Sektorzyklotron und das Ringzyklotron (Willax, 1962).

Mit einem Ringzyklotron (bestehend aus 8 Sektormagneten und 4 Beschleunigungskavitäten) werden am 'Paul Scherrer Institut' (PSI) Protonen beschleunigt, die nach der Extraktion u.a. zur Erzeugung von Pi-Mesonen dienen. Vorgeschaltet ist ein Injector (72 MeV), der von einem Cockcroft-Walton-Beschleuniger mit Partikeln bedient wird.

- ▶ 590 MeV Ringzyklotron für Protonen (PSI):

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/psi-ringzyklotron.jpg>

- ▶ PSI Accelerator-Facilities (mit Pre-Accelerator, Injector und Ringzyklotron):

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/psi-facilities.jpg>

- ▶ PSI Kontrollsystem:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/psi-control.jpg>

▶ Zyklotron-Warte des Bonner Isochronzyklotrons (eine wahre Lust für den Physikingenieur der alten Schule):

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/zyklotronwarte.jpg>

▶ Supraleitendes Comet-Zyklotron für Protonentherapie (die Spiralstruktur dient der vertikalen Strahlfokussierung):

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/sectorzyklotron.jpg>

3.2.3 H-minus Zyklotron

Eine Sonderform liegt beim H-minus Zyklotron vor, wo (zunächst) negative Wasserstoff-Ionen beschleunigt werden. Nach vollendetem Beschleunigungsprozedere passieren die Teilchen einen Stripper (Graphitfolie), wo ihnen die Elektronen abgestreift werden. Das nun zum Proton

gewordenen Ion wird seiner entgegengesetzten Ladung zufolge nun umgekehrt aus dem Zyklotron heraus gelenkt. Durch diese Art der Strahlextraktion sind grössere Strahlstromstärken erzielbar.

3.2.4 Relativistisches Zyklotron

Mit zunehmender Bewegungsenergie der Teilchen macht sich die relativistische Massenträgheit bemerkbar, so dass mit "Einsteins Formeln" gerechnet werden muss.

Bekanntlich gilt bei Rotationen, dass die Zentripetalkraft proportional zur Bewegungsmasse ist:

$$F = \frac{m \cdot v^2}{r}$$

Bei der Kreisbewegung im homogenen B-Feld wirkt zentral die Lorentzkraft. Sind beide Kräfte im Gleichgewicht, resultiert eine Kreisbahn mit konstantem Radius:

$$r = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} = \frac{p}{q \cdot B}$$

Der Impuls – auch relativistisch – bemisst sich zu:

$$p = q \cdot B \cdot \rho$$

$$B \cdot \rho \quad \text{"magnetic rigidity"}$$

Weil die Teilchengeschwindigkeit mit jeder Beschleunigungsphase zunimmt, wächst bei gleichbleibender Flussdichte des Führungsfeldes der Bahnradius.

Die Zeit für einen halben Umlauf beträgt:

$$t = \frac{\pi \cdot r}{v} = \frac{\pi \cdot m}{q \cdot B}$$

Um auch bei hohen Teilchenenergien auf die gewünschten Sollbahnen zu gelangen, müssen die Gesetze der SRT berücksichtigt werden. Denn infolge der manifest werdenden trägen Masse $m(v)$ nimmt die Umlaufdauer zu, so dass die Teilchen bei einer falschen Phasenlage des Wechselfeldes im Gap ankommen und schliesslich sogar abgebremst werden. Dieser Effekt begrenzt die Maximalenergie beim klassischen Zyklotron auf etwa 20 MeV (Protonen) resp. 70 MeV (α -Teilchen).

3.2.5 Synchrozyklotron

Um noch höhere Partikelenergien (bis 800 MeV) zu erhalten, hat man diesem Umstand entsprechend das Synchrozyklotron entwickelt. Dazu wird die Hochfrequenz des elektrischen Wechselfeldes während des Beschleunigungsprozesses so verringert, dass stets die richtige Phase vorliegt, wenn die Teilchen den Spalt erreichen. Hochfrequenz und Teilchenumlaufdauer werden also synchronisiert. Zugleich befindet sich nur ein Teilchenpaket im Dee, so dass Synchrozyklotrons im Pulsbetrieb gefahren werden. Die Ausbeute nimmt dadurch aber ab.

3.2.6 Isochronzyklotron

Die zweite (relativistische) Variante besteht aus dem Isochronzyklotron. Damit sind etwas

kleinere Energien realisierbar, dafür resultieren grössere Protonenstrahlstärken. Bei diesem Maschinentyp bleibt die Hochfrequenz während der gesamten Beschleunigung konstant. Um die relativistischen Einflüsse zu kompensieren, sind radiale Magnetfeldänderungen vorgesehen, so dass das die Larmor-Frequenz bestimmende Verhältnis (B/m) durch die nach aussen anwachsende Induktion konstant gehalten wird. Beim Isochronzyklotron wird die Form der Polschuhe derart variiert, dass sich die Bereiche hoher und niedriger Induktion bei einem Teilchenumlauf abwechseln (sog. "Berg- und Talgeometrie").

Das Zyklotron in seinen unterschiedlichen Derivaten ist zweifelsohne ein handfester Beweis für die Richtigkeit der relativistischen Mechanik (es täte jedem Einstein-Kritiker gut, sich diesen Umstand besonders gut zu merken).

3.3 Das RHODOTRON

Das Rhodotron (griech. rhodos = Rose) ist ein Elektronenbeschleuniger für 10 bis 12 Durchgänge und einer Energie bis 10 MeV. Die Elektronen laufen auf rosettenförmigen Bahnen. Die Idee dafür stammt von Pottier (1989). Die Anlage besteht aus einer Vakuumkammer von 2 bis 3 Metern im Durchmesser, die als coaxialer Hohlraumresonator arbeitet. Zwischen einem zentralen Metallzylinder und einer mit Kupfer beschichteten Aussenwand wird ein radiales elektrisches Wechselfeld (215 MHz) erzeugt.

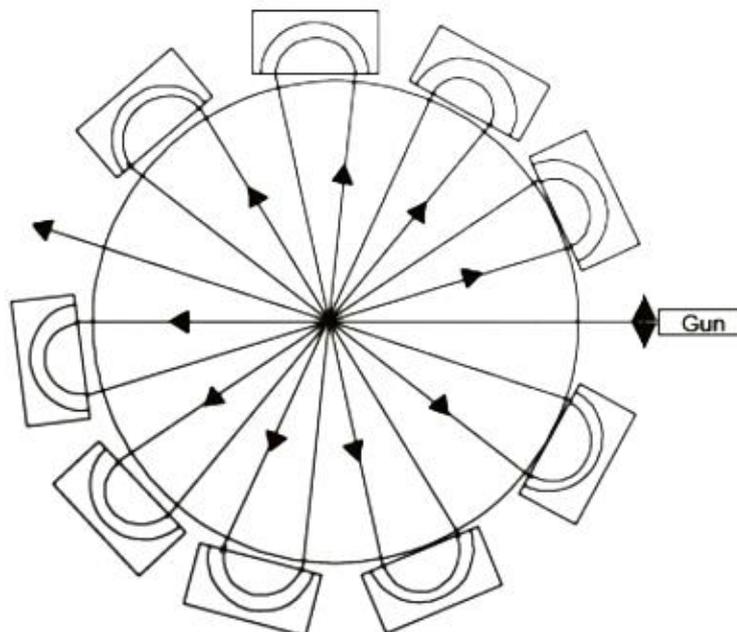


Abb. 4-3
Rhodotron (Prinzip)

Aus einer Elektronenkanone kommende Elektronen werden mit etwa 40 keV radial in das Rhodotron eingeschossen. Sie bewegen sich durch Bohrungen in Zylinder und Wand geradlinig hindurch, um durch ausserhalb der Cavity montierte periphere Magnete mit inhomogenem Feldverlauf gegen das Zentrum umgelenkt zu werden. Bei jeder Passage des zentralen Zylinders wechselt die Phase des RF-Feldes, so dass ein rosettenförmiger Strahlverlauf entsteht.

Rhodotrons werden eingesetzt für die Sterilisation von Medizinprodukten, die Entkeimung

von Lebensmittelpackungen oder die Vernetzung von Kunststoffen. Es werden kontinuierliche Strahlströme bis 100 mA erreicht. Die hohe Energieschärfe der Strahlelektronen erlaubt einen Weitertransport über Strahlführungssysteme bis zu den zu bestrahlenden Proben. Am Bestrahlungsort wird der Strahl durch ein Austrittsfenster mit hornförmigem Tubus hindurch über die Proben gelenkt.

► Rhodotron (IBA):

http://www.home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/rhodotron_1.jpg

4 KREISBESCHLEUNIGER mit Linacstrukturen

4.1 Das MIKROTRON

Mikrotrons sind relativistische Elektronenbeschleuniger, deren Funktionsprinzip auf den Arbeiten von Veksler (1944) basiert. Sämtliche massgebenden Komponenten befinden sich in einer gemeinsamen Hochvakuumkammer. Mikrotrons finden ausser in der Grundlagenforschung auch in der Medizintechnik zur Strahlentherapie Verwendung.

4.1.1 Kreismikrotron (bis 25 MeV)

Beschleunigt werden die Elektronen in einem Hohlraumresonator, um danach im zeitlich konstanten Feld eines Dipolmagneten auf Kreisbahnen mit diskreten Radien zu laufen.

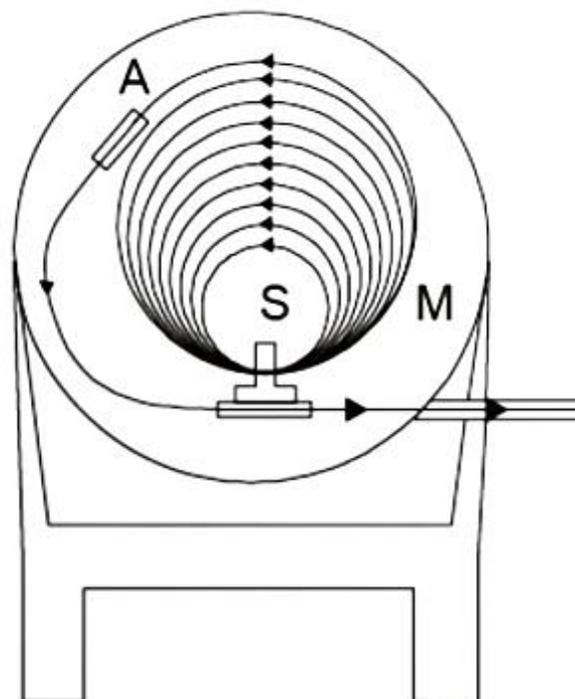


Abb. 5-1
Kreismikrotron (Prinzip)

Die Extraktion erfolgt durch ein Metallrohr (zur Abschirmung des Magnetfeldes), das tangential in den äussersten Sollkreis hinein gebracht wird.

Es gelten bestimmte Resonanzbedingungen:

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{q \cdot B}{m}$$

Die Umlaufzeit eines geladenen Teilchens auf einer Kreisbahn ist:

$$t = \frac{2\pi \cdot r}{v}$$

Der Radius bestimmt sich wie beim Zyklotron:

$$r = \frac{m \cdot v}{q \cdot B}$$

Daraus folgt:

$$t = \frac{2\pi}{v} \cdot \frac{m \cdot v}{q \cdot B}$$

Elektronen gelangen aufgrund ihrer kleinen Masse sehr schnell in den relativistischen Bereich (was sich nachhaltig auf die Umlaufzeit auswirkt). Bereits bei 1 MeV erreichen sie 95% der Lichtgeschwindigkeit. Im relativistischen Grenzfall bleibt ihre Geschwindigkeit konstant.

Es gilt die Beziehung:

$$t = \frac{2\pi E}{qBc^2}$$

Die Umlaufzeit der Teilchen nimmt somit proportional mit der Gesamtenergie zu. Um die Umlaufzeit auf die Phasen der Hochfrequenz abzustimmen, muss das Magnetfeld entsprechend ausgelegt werden. Der Polschuhdurchmesser des Führungsmagneten beträgt 1 bis 2 Meter. Das Feld muss über die ganze Polschuhfläche hinweg bis auf wenige Zehntel Promille homogen verlaufen (was sich in den Fertigungskosten auswirkt).

Für die Synchronisation mit der Schwingungsdauer des beschleunigenden Wechselfeldes muss die erste Mikrotron-Resonanzbedingung eingehalten werden:

$$t = n \cdot T$$

T Periodendauer

Die Umlaufdauer muss somit ein ganzzahliges Vielfaches der Periodendauer der Wechselspannung sein.

mit $n = 2, 3, 4, \dots, i$.

Die zweite Mikrotron-Resonanzbedingung erhält man beim Studium der ersten Umlaufbahn. Nach einem Umlauf besitzt das Elektron die Energie:

$$E_1 = E_{Anfang} + \Delta E$$

Somit muss die Umlaufzeit grösser als eine HF-Periode sein. Infolge der erforderlichen Synchronisation ist $t = nT$. Auf der k -ten Bahn befinden sich aus diesem Grund stets $k+1$ Elektronenpakete, deren Umlaufzeit – beginnend mit $t = 2T$ – sich bei jedem Umlauf um 1 erhöht:

$$t = (k + 1)T$$

mit $k = 1, 2, 3, \dots, i$

Mikrotrons werden oft so ausgelegt, dass der Energiegewinn pro Umlauf gerade der Ruhenergie eines Elektrons (511 keV) entspricht. Nach k Umläufen ist die Energie auf das k -fache der Ruhenergie angewachsen.

4.1.2 Rennbahn-Mikrotron (mehrere 100 MeV)

Wird das Mikrotron gestreckt und der Magnet in zwei Hälften aufgeteilt, erhält man das Race-track-Mikrotron. Die Teilchenbahnen erinnern an eine Rennbahn.

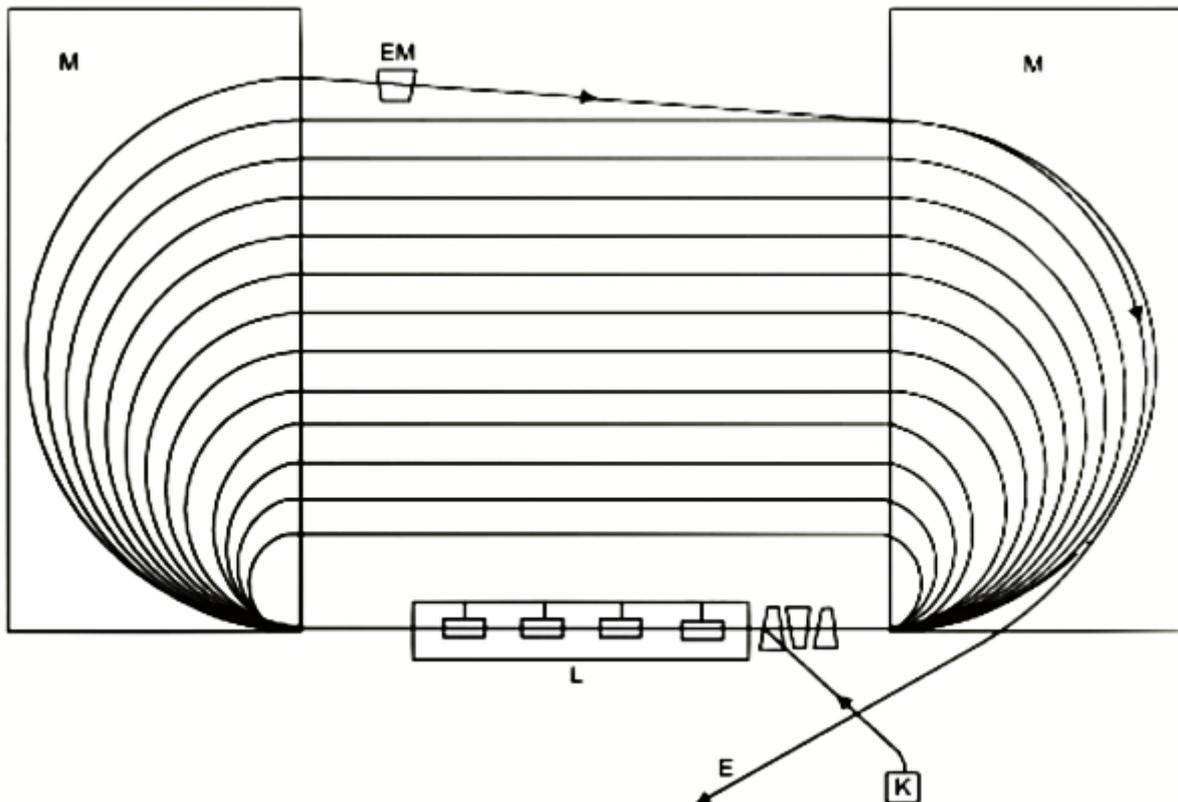


Abb. 5-2
Rennbahn-Mikrotron (Prinzip)

Im geraden Teil kann nun anstelle eines einzelnen Hohlraumresonators ein Linac eingebaut werden. Damit sind um ein Vielfaches grössere Energien als beim Kreismikrotron erzielbar.

► 3. Stufe des Mainzer-Mikrotrons (MAMI):

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/mainzer-mikrotron.jpg>

Die beiden Umlenkmagnete wiegen zusammen 900 Tonnen (!); der Linac (5 Sektionen) wird 90-mal durchlaufen. Die Hochfrequenzleistung beträgt total 250 kW.

Der Raum zwischen den Magneten ist feldfrei, so dass dort die Elektronen geradlinige Bahnen zurücklegen. Ausser der Beschleunigersektion können daher auch Strahlführungselemente

(Quadrupole etc.) untergebracht werden. Die Strahlextraktion erfolgt meist mit einem beweglichen Ejektionsmagneten, so dass Elektronen aus unterschiedlichen Energieniveaus ausgeleitet werden können.

5.1.3 Weitere Mikrotron-Varianten

Ausser den bereits genannten gibt es das Doppelseitige Mikrotron (zwei Linacstrukturen und vier 90°-Ablenkmagnete), das Harmonischdoppelseitige Mikrotron (Linacfrequenzen stehen in ganzzahligem harmonischem Verhältnis) und das Hexatron (drei Acceleratorsektionen und sechs 60°-Ablenkmagnete).

5.2 Das SYNCHROTRON

5.2.1 Synchrotronprinzip

Um Elektronen und Protonen auf höchste Energien zu beschleunigen, reichen die bisherigen Maschinen nicht aus. Aus diesem Grund wurde das Synchrotron entwickelt, dessen Funktionsweise auf den von Veksler und McMillan im Jahr 1945 erbrachten Arbeiten beruht. Mit Synchrotrons sind Energie bis 10 GeV (Elektronen) resp. mehreren 100 GeV (Protonen) erzielbar. Synchrotrons werden auch als Booster für Speicherringe und Collider eingesetzt. Synchrotrons unterschiedlicher Grösse befinden sich z.B. in Hamburg (DESY) und Darmstadt (GSI), bei Genf (CERN) oder in Chicago (FERMILAB) sowie etlichen weiteren Orten auf der Welt. Als Nebenprodukt erzeugen sie Synchrotronlicht, das sich als scharf in Vorwärtsrichtung gebündeltes Licht gezielt für Forschungszwecke nutzen lässt. Für Synchrotronlichtquellen werden Speicherringe verwendet, in denen die Teilchen stundenlang kreisen. In Würenlingen (PSI) befindet sich die Schweizerische Synchrotronlichtquelle.

- ▶ 1,2 GeV Synchrotron 'LEAR' (CERN):

http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/synchrotron_lear.jpg

- ▶ Tunnel des Super-Proton-Synchrotrons (CERN):

http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/synchrotron_sps.jpg

- ▶ 3,3 GeV Synchrotron 'Cosmotron' (Brookhaven):

http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/synchrotron_cosmotron.jpg

Synchrotrons bestehen prinzipiell aus einem in sich geschlossenen Strahlrohr (Vakuumkammer), das durch Führungs- und Fokussiermagnete geführt wird. Im geraden Teil der Strecke befindet sich die RF-Kavität. Das Kammervakuum beträgt $1e-8$ bis $1e-12$ mbar und erfordert einen hohen technischen Aufwand (spezielle Löt-, Schweiss- und Dichttechniken und chemisch gereinigte Vakuumkammern). Die Vakuumerzeugung erfolgt durch mehrere hintereinander gelegte Pumpeinheiten, die aus Rotationspumpen, Turbomolekularpumpen und Ionengetterpumpen bestehen. Adäquates gilt bei Speicherringen und Collidern.

Um die Teilchen mit genügend grosser Energie in das Synchrotron einzuschiessen wird ein Vorbeschleuniger (Linac) eingesetzt. Zur Einlenkung in das Synchrotron dient bei der 'Single-turn-injection' ein sog. Septummagnet (Eisenjoch-Magnet mit nur einer Windung, Peakwert einige Tausend Ampere), zusammen mit einem schnellen Kickermagnet (Ferritkern mit wenig

Windungen). Der Septum bringt die Teilchen in die Nähe der Gleichgewichtsbahn, der Kicker definitiv in den Orbit. Ausgeschleust werden die Teilchen in umgekehrter Weise, indem der Kicker die Teilchen aus dem Orbit entfernt und dem Septum zuführt. Die Pulser für den Kicker (Schaltzeiten im Nanosekundenbereich) arbeiten mit Wasserstoff-Thyratronen oder Thyristoren.

Als Gleichgewichtsbahn (Equilibrium orbit) wird die in sich geschlossene Bahnkurve (Closed orbit) bezeichnet, die ein Sollteilchen periodisch durchläuft. Ein Umlauf entlang der Gleichgewichtsbahn heisst "Circumference".

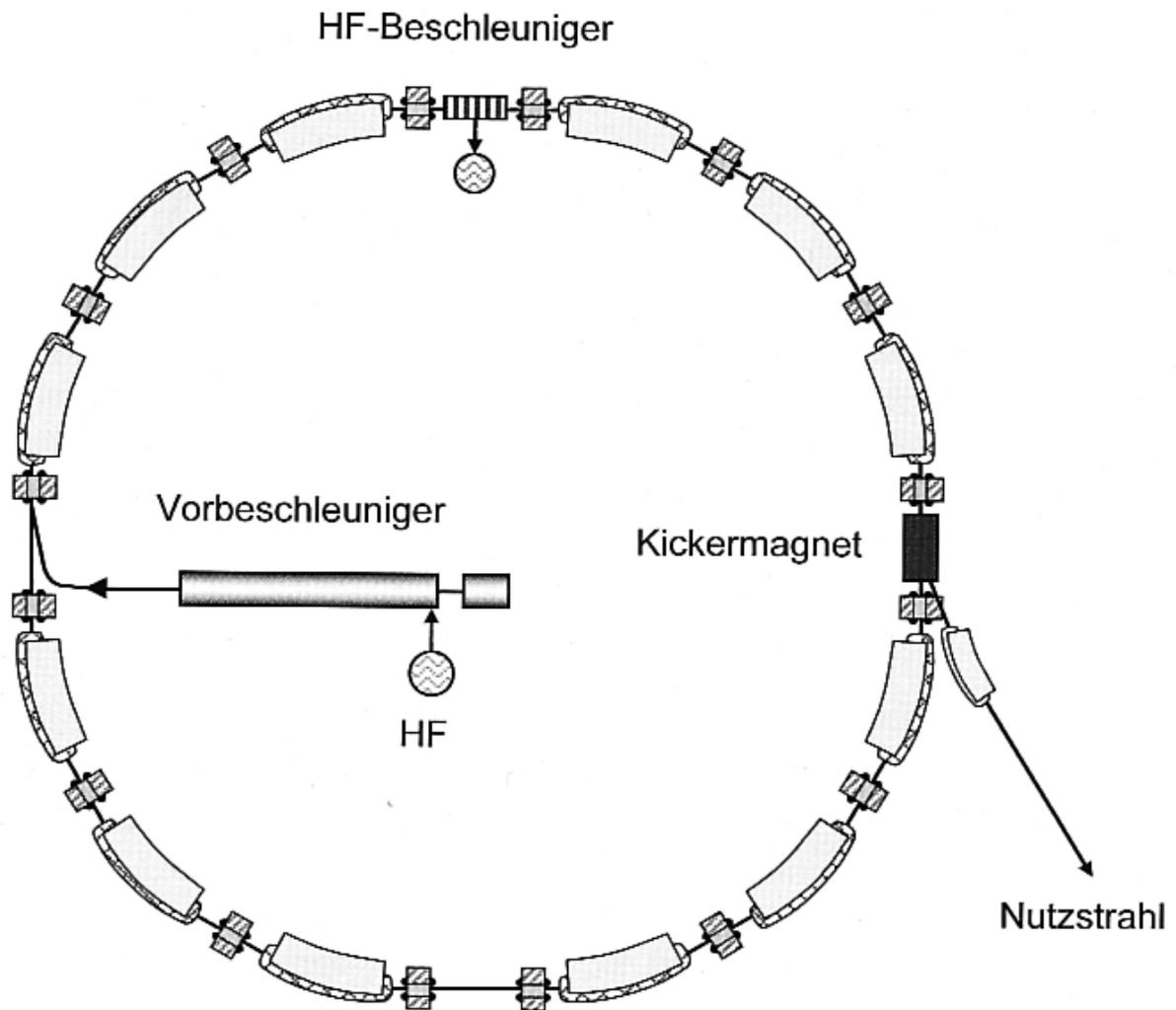


Abb. 6-1
Synchrotron (Prinzip)

Der Biegeradius des Strahlrohrs ist proportional zum Impuls (Energie) der Teilchen:

$$r = \frac{E}{c \cdot q \cdot B}$$

Als zugeschnittene Zahlenwertgleichung (E in GeV, B in Tesla):

$$r = 3,33 \text{ GeV/T}$$

Für 10 GeV sind bei Magnetfeldern von 1,5 Tesla bereits Bahnradien von 22 Metern erforderlich. Führungsmagnete mit dermassen grossen Polschuhen wären unverhältnismässig gross. Veksler und McMillan haben klugerweise anstelle eines einzigen grossen Magneten mehrere kleinere Dipolmagnete vorgeschlagen, um die Teilchen im Strahlrohr zu führen.

Um die Teilchen auf Kreisbögen mit konstantem Radius zu halten, wird das Magnetfeld während des Beschleunigungsprozesses synchron mit der anwachsenden Partikelenergie hochgefahren ($E/B = \text{const}$). Von daher der Name "Synchrotron".

Über den Impuls betrachtet:

$$p = \gamma(mv) = q \cdot B \cdot r$$

m Ruhmasse

γ relativistischer Faktor

Es gibt stets nur ein einziges Teilchenpaket einer bestimmten Energie, welches das korrekte Magnetfeld sieht. Deshalb arbeiten Synchrotrons immer im Pulsbetrieb.

Zur Beschleunigung im Synchrotron dienen Kavitäten (Einzelresonatoren, ein- und mehrzellig). Die Umlaufzeiten der Teilchen müssen mit der Hochfrequenz der HF-Generatoren synchronisiert werden. Die Umlauffrequenz relativistischer Partikel lässt sich aus dem Bahnradius ermitteln:

$$f_u = \frac{c}{2\pi \cdot r}$$

Es finden etwa 10^4 bis 10^6 Umläufe pro Sek. statt. Die Frequenz des Beschleunigungsfeldes muss immer ein ganzzahliges Vielfaches der Umlauffrequenz sein, damit die Teilchen den Resonator bei der richtigen Phase durchlaufen.

$$f_{hf} = h \cdot f_u$$

h = Harmonischenzahl des Synchrotrons

5.2.2 Betatron- und Synchrotronschwingungen

Alle Teilchen im Bunch führen auf ihrem Weg im Strahlrohr transversale Schwingungen um die Sollkreislage (Betatronschwingungen) aus. Als quasiharmonische Schwingungen sind sie Lösungen der Hill'schen Dgl. (Floquet-Theorem). Die resultierende Strahlumhüllung (Einhüllende) ergibt sich unmittelbar aus der Betatronfunktion. Die Apertur (minimaler Querschnitt der Vakuumkammer) muss passend gewählt werden.

Infolge der Phasenfokussierung im Resonator entstehen auch longitudinale Schwingungen um die Sollphase (Synchrotronschwingungen). Wird die Energieabweichung zu gross, fallen die Teilchen aus dem "Bucket" und sind für den Strahl verloren.

Eine wichtige Grösse ist die Courant-Snyder-Invariante, die als Phasenellipse darstellbar ist. Die Teilchen bewegen sich auf dem Rand einer sich stetig ändernden Ellipse, die prinzipiell durch die Maschine vorgegeben ist. Bei der Injektion soll die Strahlumhüllung der Maschinenellipse angepasst werden. Ansonsten kommt es zur Filamentation und damit zur Vergrösserung der longitudinalen Emittanz. Die lokale Teilchendichte im Phasenraum bleibt zwar erhalten, aber die Ellipsenfläche nimmt zu.

Das Liouville-Theorem besagt im Kontext:

Unter Einwirkung konservativer Kräfte bleibt die Teilchendichte im Phasenraum konstant.

Konsequenz davon ist: Strahlelemente (feldfreie Driftstrecken, Quadrupole, etc.) deformieren zwar die Phasenraum-Ellipse, ändern aber die Fläche der Ellipse nicht (wende die Hamiltonfunktion an).

5.2.3 Strahlführung und Strahlfokussierung

Elektromagnete unterschiedlicher Funktion sind zur Strahlführung, Strahlfokussierung und Strahlkorrektur unerlässlich. Analytische Grundlage der Magnetostatik sind die Maxwell'schen Gesetze:

$$\nabla \times H = 0 ; \nabla \cdot B = 0$$

Im Vakuum gilt:

$$B = \mu_0 \cdot H$$

Um den Strahl auf dem Sollorbit zu führen, werden Dipolmagnete (H- oder C-förmig und Window-Frame) eingesetzt. Die Obergrenze für Eisenjochmagnete liegt bei 2 Tesla (für supraleitende Magnete zwischen 5 bis 10 Tesla). Das Strahlrohr verläuft zwischen den parallelen Polplatten.

► Dipolmagnet:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/dipolmagnet.jpg>

Teilchen mit endlicher Impulsabweichung führen zur Dispersion des Strahls, weil die Fokussierung im Dipol impulsabhängig ist.

Für die räumliche Strahlfokussierung werden Quadrupolmagnete (vier Eisenkerne) eingesetzt. Die zeitliche Fokussierung (Phasenfokussierung) erfolgt in der Beschleunigersektion. Im Quadrupolmagnet wird in der einen Ebene fokussiert, in der anderen defokussiert. Im heutzutage üblichen AG-Synchrotron werden jeweils zwei gegenseitig um 90° gedrehte Quadrupolmagnete (FODO-Einheitszellen) hintereinander gelegt. Durch den auf diese Weise gebildeten Alternating gradient (als "starke Fokussierung" bezeichnet) wird gezielt ein Nettofokussiereffekt erzeugt.

► Quadrupolmagnet:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/quadrupolmagnet.jpg>

Ein typisches Beispiel für ein AG-Synchrotron ist das Bonner 2,5 GeV Elektronensynchrotron, das 12 Einheitszellen vorweist.

Um die infolge unterschiedlicher Teilchenimpulse im Quadrupol hervorgerufene Chromatizität (Gradientenfehler) zu bereinigen, werden Sextupolmagnete benötigt. Deren Magnetfeld steigt quadratisch mit dem Abstand zur Sollbahn an. Dadurch wird die Chromatizität an Stellen endlicher Dispersion korrigiert.

► Sextupolmagnet:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/sextupolmagnet.jpg>

Beim Super-Proton-Synchrotron am CERN stehen 36 Sextupole bei radial fokussierenden Quadrupolen und ebensoviele bei axial fokussierenden Quadrupolen. Ohne Sextupolkorrektur würde die Bandbreite des Arbeitspunktes (Tune spread) unerträglich gross.

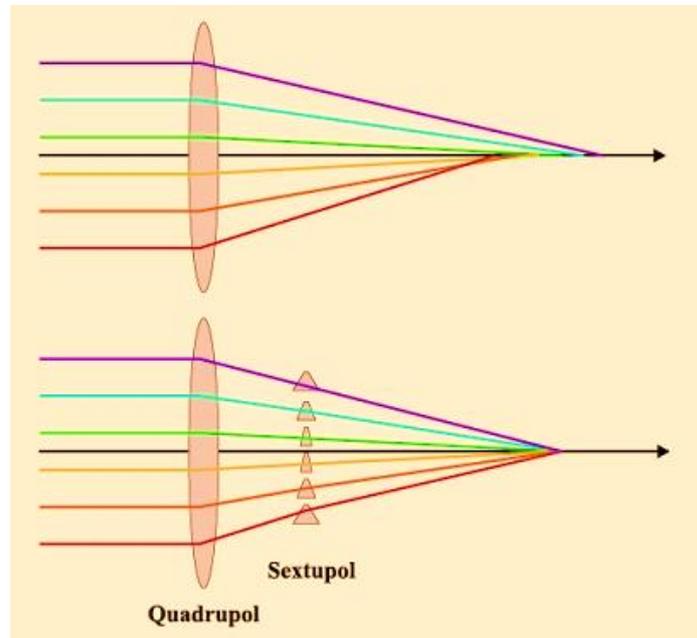


Abb. 6-2
Chromatizitätskorrektur

(Fehlfokussierung durch Impulsabweichung und Korrektur durch einen Sextupolmagneten anhand eines optisches Analogons)

5.2.4 Strahldiagnostik

Elemente, welche die Strahlparameter unmittelbar beeinflussen sind die Ströme in den Magneten und die elektrischen Felder in den Beschleunigungscavities. Zum sicheren Betrieb eines Beschleunigers ist deshalb das Strahlmonitoring (Strahlablage, Strahlprofil) unverzichtbar. Zur Messung der Strahlablagen werden Strahlagemonitore verwendet (Beam Position Monitor). Das Strahlprofil besitzt eine transversale (Apertur) und eine longitudinale Komponente (Bunchlänge).

Auch die Strahlgrösse ist ein wesentlicher Parameter für Beschleuniger. Bei Collidern ist die Luminosität und bei Synchrotronlichtquellen die Brillanz von der Strahlgrösse abhängig. Die normierte Strahlgrösse heisst *Emittanz*. Sie ist auch ein Mass für die Fläche der Phasenellipse und für die transversale Strahlbündelung. Je kleiner die Emittanz ist, um so besser ist auch die Bündelung der Einzelstrahlen um die Sollbahn. Ein weiterer Gütefaktor ist die Brillanz, die ein Mass für die Phasenraumdicke des Strahls ist. Die Teilchenverteilung im Phasenraum wird mit einer Beam-Matrix erfasst.

Der *Luminosität* (L) kommt insbesondere in Collidern eine wichtige Bedeutung zu:

$$N' = \sigma \cdot L$$

N' Ereignisrate

σ	Wirkungsquerschnitt am Wechselwirkungsort
L	Luminosität [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
$L = f \frac{\Pi \cdot n_i}{4\pi \cdot \sigma}$	
f	Kollisionsfrequenz
n_i	Anzahl Teilchen eines Bunch
σ	Strahlgrösse (Querschnitt x, y)

Vereinfacht gesagt gibt die Luminosität die bei einer Reaktion vorhandene Teilchenzahl (Wirkungsquerschnitt) wieder. Beteiligt ist natürlich auch die Anzahl der Bunches im Ringbeschleuniger. Hohe Luminosität erfordert viele Teilchen und kleine Strahlquerschnitte.

5.2.5 Strahlungsmessung

Der Strahlstrom ergibt sich aus der Anzahl Teilchen (DC- und AC-Anteile). Die Stromstärke ist gleich der Anzahl Ladungen, welche die Querschnittsfläche des Vakuumrohrs pro Sekunde passieren. In guter Näherung ist die transversale Ladungsdichteverteilung in einem Teilchenstrahl gaußförmig.

► Doppelschlitzmethode: Zur Messung von Phasenellipsen und Emittanzen werden unterschiedliche Methoden benutzt, darunter die Doppelschlitzmethode bei der die Dichteverteilung mit zwei Schlitzen ermittelt wird. Der erste Schlitz blendet einen Teilstrahl mit einer bestimmten Ortsabweichung aus, der zweite legt die Richtungsabweichung fest. Der ausgeblendete Teilchenstrom gelangt in einen *Faradaycup* (Becher) und löst in einem Absorberblock einen elektrischen Stromstoß aus, der mit einem empfindlichen Galvanometer gemessen wird. Die Stromstärke ist ein Mass für die lokale Teilchendichte. Die Doppelschlitzmethode ist allerdings auf niedrige Teilchenenergien begrenzt, weil sich sonst der Absorber zu stark aufheizt.

► Drahtscanner: Eine andere - universelle - Methode besteht in der Messung des Strahlprofils an drei verschiedenen Stellen im Driftbereich der Strahlführung. Dazu wird ein dünner Draht durch den Strahl bewegt und der dabei erzeugte Strom gemessen.

► Widerstandsmonitor: Mit einem Widerstandsmonitor lässt sich der Wandstrom messen. Dieser besitzt dieselbe Stärke wie der Strahlstrom. Damit lässt sich das Magnetfeld eines Strahls mit Bunchstruktur bestimmen:

$$I_{\text{Strahl}} = \frac{1}{\mu_0} \oint B dr$$

Das Strahlrohr wird dazu mit einem Keramikring unterteilt.

► Strahltransformator: Mit einer Transformatorspule mit Eisenkern wird das Magnetfeld ausserhalb des Keramikstrahlrohrs gemessen:

$$B(t) = \mu_0 \mu_r \frac{I_{\text{Strahl}}}{2\pi \cdot R_{\text{Kern}}}$$

Die Grenzfrequenz liegt bei 10 MHz (im Vergleich zu Bunchstrukturen mit 100 MHz bis 3 GHz).

► Beam Current Transformer (BCT): Wird der Strahl durch eine Toroidspule geführt, kann die Strahlstromstärke ebenfalls gemessen werden. An der Wicklung ist ein RC-Glied (Tiefpass) angeschlossen. Die Messspannung ist proportional zum Strahlstrom:

$$U(t) = \frac{1}{CR} \cdot \frac{\mu \cdot n \cdot A}{2\pi \cdot R_{Kern}} \cdot I_{Strahl}$$

► Stromwandler : Die Messung des Strahlstroms erfolgt mit einem Stromwandler mit Felderregung (zwei Wicklungen) und Stromkompensation (Gegenstrom). Am Ausgang eines Operationsverstärkers ist ein Widerstand angeschlossen, an dem die zum Strom proportionale Messspannung abgegriffen wird:

$$U = R \cdot I_{Strahl}$$

5.2.6 Strahlablage

► Elektrisches Pick-up: Das elektrische Feld einer ruhenden Punktladung im freien Raum ist kugelsymmetrisch ($E \sim 1/r^2$). Bei einer bewegten Punktladung ist das Feld in Bewegungsrichtung gestaucht (Gesetz von Heaviside). Im relativistischen Fall ist der Öffnungswinkel der Feldlinien annähernd $1/\gamma$. Adäquates gilt für eine bewegte Ladung zwischen zwei leitenden Platten, wo die Feldausdehnung etwa der Länge eines Bunches (z.B. 1 cm) entspricht.

In einer kreisrunden Vakuumkammer (Strahlrohr) mit Radius R ist das transversale Feldlinienbild für einen axialen Strahl annähernd symmetrisch. Eine Strahlablage dz verschiebt die Feldlinien um einen bestimmten Betrag. Setzt man peripherisch zwei gegenüberliegende Elektroden A und B (Pick-up) in das Strahlrohr, kann die Strahlage über die influenzierte Spannung gemessen werden:

$$dz = \frac{R}{2} \cdot \frac{U_a - U_b}{U_a + U_b}$$

Die erreichbare Genauigkeit ist besser als 0,1 mm. Dieses Verfahren wird zur Messung der Montagefehler der Magnete eingesetzt.

► Pick-up für einen Quadrupolmagnet:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/pickup.jpg>

5.2.7 Strahlprofil

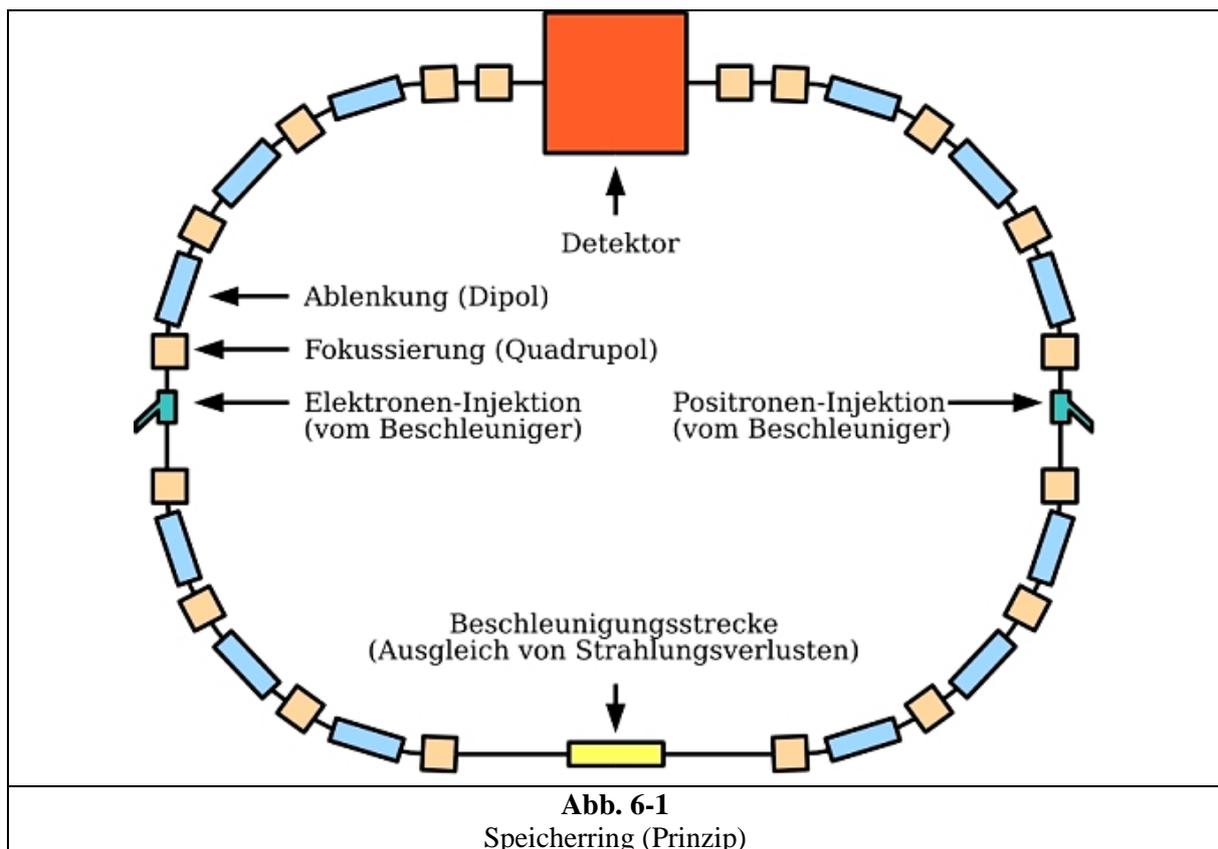
► Fluoreszenzschirmmethode: Das Strahlprofil kann mit einem Fluoreszenzschirm erfasst werden. Dazu wird für ein paar Umläufe eine Folie mit fluoreszierendem Material (Aluminiumoxid, Zinksulfid) in den Strahlweg eingefahren. Die Teilchen regen das Material zum Leuchten an, so dass mit einer CCD-Kamera das Leuchtbild aufgenommen und verglichen werden kann. Diese Methode eignet sich nur bedingt für Speicherringe, weil der Strahl zerstört wird.

Das sind nur einige Beispiele von vielen. Zur Vertiefung wird auf die in der Einleitung erwähnte Fachliteratur (insbesondere Wille) verwiesen.

6 SPEICHERRINGE UND COLLIDER

6.1 Der SPEICHERRING

Speicherringe – nomen est omen – dienen der Akkumulation der Teilchen in einem geschlossenen Strahlrohr (Storage ring). Beschleunigt wird nur in der Richtung, nicht im Betrag, d.h. Injektion der Teilchen bei Kollisionsenergie, die Energie bleibt konstant. Somit sind auch die magnetischen Führungsfelder zeitlich konstant. Die Beschleunigungssektionen dienen lediglich für den periodischen Ausgleich der Strahlverluste.



Es gibt Speicherringe für die Synchrotronlichterzeugung, solche für Elektronenstretcher und solche für Colliding-beam Experimente.

6.1.2 Synchrotronlichtquellen

Synchrotronlicht ist scharf gebündelte Strahlung hoher Intensität (UV-Licht bis X-Rays), die von extrem schnell fliegenden Elektronen bei Richtungsänderungen im magnetischen Feld erzeugt wird. Vorteilhaft ist, dass sich Synchrotronlicht dämpfend auf die Betatronschwingungen auswirkt. Erstmals wurde dieses Licht an einem 70 MeV Synchrotron im Jahre 1947 beobachtet (daher der Name). Vorausgesagt wurde es bereits früher von Schwinger. Benötigt wird dieses strukturierte Licht für die Erforschung neuartiger Werkstoffe (Oberflächen-, Mikro- und Nanostrukturen), aber auch in der Mikrobiologie, der Halbleitertechnik usw.

Die schweizerische SLS besteht aus einem Vorbeschleuniger (Linac, 100 MeV), einem Booster (Synchrotron, 2.4 GeV) und einem Speicherring. Die Injektion in den Booster geschieht durch

schnelle Kickermagnete. Zur Strahlanalyse kann der Strahl auch in einen Beam-dump gelenkt werden. Der Booster hat einen Umfang von 270 Metern. Während der Beschleunigung ändern sich die Magnetfelder synchron mit der Teilchenenergie, um nach der Ejektion auf die Anfangswerte zurückgesetzt zu werden. Der eigentliche Speicherring ist eine Synchrotron-Lichtquelle der 3. Generation mit sog. Undulatoren. Die SLS produziert Licht unterschiedlicher Wellenlänge. Im Speicherring gibt es 480 Hochfrequenz Pakete (Buckets) in die sich Teilchen einfüllen lassen (max. Strahlstrom von 400 mA).

► SLS (schematisch):

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/sls.jpg>

Dass beschleunigte Ladungen auf Kreisbahnen strahlen, ist mit den Liénard-Wiechert-Potentialen erklärbar (und auch aus den Maxwell-Gleichungen herzuleiten - eine Fleissarbeit). Diesen Umstand macht man sich bei den Synchrotronstrahlungsquellen gezielt zu Nutze. Als Quellen dienen Undulatoren und Wiggler (sog. Insertion device) - speziell geformte Magnete mit alternierender Polfolge. Die Eigenschaften der erzeugten Strahlung sind abhängig von der Länge der einzelnen Magnete, der Feldstärke, Geschwindigkeit, Ladung und Masse der Teilchen.

Die Ablenkung wird durch den Undulatorparameter (K) beschrieben:

$$K = \frac{e \cdot B \cdot \lambda}{2\pi \cdot m \cdot c}$$

Undulator: $K \leq 1$

Wiggler: $K > 1$

Bei kleinem K ist die Elektronenbewegung annähernd sinusförmig. Mit steigendem K nehmen die höheren Harmonischen zu.

Wiggler (von "to wiggle" = wackeln) unterscheiden sich von den Undulatoren durch das stärkere Feld und die demzufolge stärkere Auslenkung der Partikel. Als Folge bilden sich ausgeprägte breite Strahlungskeulen (ähnlich wie beim "Bending magnet"). Im Undulator mit der kleineren Auslenkung - und demzufolge kleineren Öffnungswinkel - kommt es zur (konstruktiven) Interferenz der Strahlungskeulen. Dadurch ist das verfügbare Spektrum schmaler, die Brillanz jedoch grösser.

Unter der *Brillanz* versteht man die Leuchtdichte am Leuchtfleck oder Quellpunkt der Synchrotronstrahlung auf dem Sollkreis. Sie ist um so grösser, je geringer die Strahldivergenz am Ort des Leuchtflecks ist. Prinzipiell ist sie gleich dem Quotienten aus Photonenfluss einerseits und Quellpunktausdehnung und Strahldivergenz andererseits. Um eine hohe Brillanz zu erzielen, muss demzufolge eine geringe Strahldimension und Divergenz angestrebt werden.

Beim "Freie-Elektronen-Laser" mit einer Undulatorlänge von > 10 Meter wechselwirkt das Laserfeld mit dem Elektronenpaket (sog. Mikrobunching). Verwendet werden die Undulatoren paarweise, getrennt durch eine dispersive Strecke (Prinzip des optischen Klystrons). im ersten Undulator (Modulator) werden die Elektronen wie im Röhren-Klystron dichte-moduliert. Beim Durchlaufen des zweiten Undulators entsteht kräftige Strahlung. Brillanz und

Intensität steigen extrem an.

Das Synchrotronlicht wird einem optischen System zugeführt. Das "Front-end" enthält Schlitze, Strahlfenster und Komponenten wie den Strahlstopper. Zum System gehören auch Präzisionsspiegel (polierte Kupferplatten und Si-Kristalle), die das Licht auf die Proben lenken. Monochromatoren (Wellenlängenfilter) dienen zur Selektion einzelner Wellenlängen. Am Ende der Kette befindet sich die Experimentierstation und ggf. ein Detektor.

6.2 Partikel-COLLIDER

Grundsätzlich wird zwischen "Fixed-target" und "Colliding beam" (Elektron-Positron oder Proton-Antiproton) unterschieden. Fixed-target war bis etwa 1970 die einzige Methode, um hohe Schwerpunktsenergien zu erzeugen. Bei höchsten Energien im TeV-Bereich ist diese Methode infolge der Impulserhaltung ungeeignet oder sogar undurchführbar. Die erzeugten Teilchen erhalten einen Rückstoß, der nicht zur Produktion weiterer Teilchen zur Verfügung steht. Ungünstigerweise verringert sich im vorliegenden Fall der Anteil der zur Verfügung stehenden Reaktionsenergie mit zunehmender Teilchenenergie. Schiesst man anstelle dessen zwei Strahlen mit Teilchen gleicher Energie aufeinander, wird die Energiebilanz maximiert, weil dann Labor- und Schwerpunktsystem identisch zu behandeln sind. Beim tiefinealstischen Stoss wird sogar die gesamte Energie der beteiligten Partikel auf den Prozess übertragen.

Die Energiebilanz lautet dann:

$$R_{reactio} = 2E$$

Weshalb überhaupt Teilchenkollisionen in der Hochenergieskala? Dafür gibt es mehrere gute Gründe. Zum einen muss die Wellenlänge einer Sonde klein gegenüber dem zu untersuchenden Objekt sein, um eine genügende Auflösung zu erhalten. Bekanntlich haben massive Teilchen eine de Broglie Wellenlänge ($\lambda = h/p$), die mit zunehmender Teilchenenergie abnimmt und damit die Beobachtung kleinster Objekte gestattet. Im Kontext dienen Streuexperimente somit der Untersuchung der Strukturen zusammengesetzter Teilchen (wie beim Proton und Neutron der Fall). Streuexperimente wurden bereits von Rutherford mit grossem Erfolg an Atomkernen durchgeführt und haben viele Forscher zu weiterführenden Experimenten inspiriert. Andererseits werden sehr grosse Kollisionsenergien benötigt, um den Coulombwall zu überwinden, aber insbesondere, um über Zerfallskanäle neue Teilchen nachzuweisen. Dies ist auch bei der zu erhoffenden Detektion des Higgs-Bosons nicht anders.

Ab 1960 fanden erste Colliding-beam Experimente mit Elektronen und Positronen statt. Die Teilchenbahnen können getrennt (Twin-ring) wie bei HERA und beim LHC oder im selben Ring (Single-ring) wie beim LEP verlaufen. Beim "Intersecting Storage Ring" werden zwei sich kreuzende Ringe benutzt. Um grosse Reaktionsraten zu erhalten, muss die Teilchenzahl im Bunch gross und der Querschnitt der sich überlappenden Strahlen klein sein. Beim LHC bspw. wird eine Luminosität von $10^{34}(\text{cm}^2 \text{ s})^{-1}$ angestrebt. Prinzipiell neu beim Speicherring bzw. Partikel-collider sind nur die Teilchendetektoren. Die erforderliche Technik allerdings wurde seit den Tagen von Wideröe stetig bis zur Supertechnologie ausgebaut. Colliding-Beam Experimente sind auch mit Linearbeschleunigern (Bsp. SLC) realisierbar. Die Teilchenpakete können in diesem Fall aber nur für ein einziges Event benutzt werden. Strukturen mit entgegengesetzt beschleunigten Teilchen (Bsp. Tesla) sind bereits in der Testphase. Beim geplanten ILC wird noch um den definitiven Standort gefeilscht.

Die benötigten Kavitäten (Einzelresonatoren) sind supraleitend, um möglichst geringe Verluste (und damit eine hohe Kreisgüte) zu erzielen. Um die für die Magnetstrukturen grossen Feldstärken von bis zu 10 Tesla zu erreichen, müssen ebenfalls Supraleiter eingesetzt werden. Infolge des Meissner-Ochsenfeld-Effektes wird das Magnetfeld aus dem Supraleiter verdrängt. Der Strom fliesst nur noch an der Oberfläche (Eindringtiefe etwa 50 nm), so dass die Gefahr des "Quenchen" (abrupter Zusammenbruch der Supraleitung) droht. Als Gegenmassnahme dienen Tiefsttemperaturkühlsysteme (das LHC Kryogeniesystem ist das derzeit weltgrösste Helium-Kühlsystem). Um grosse Oberflächen zu erhalten und dadurch die Stromdichte zu reduzieren, werden die Leiter aus dünnsten Niob-Titan-Filamenten, die mit einem Kupfermantel versehen sind, aufgebaut. Die Feldverteilung wird allein durch die räumliche Anordnung der Leiter festgelegt.

► LHC-Dipolspulengeometrie:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/lhc-spulengeometrie.jpg>

Zur Bestimmung des Feldlinienverlaufs steht dem Physikingenieur die Methode der finiten Elemente zur Verfügung. Zu Beachten an den Grenzen des Rechenbereichs sind die Randbedingungen (Dirichlet und Neumann). Supraleitende Dipole – wie sie bspw. im LHC zum Einsatz kommen – sind ein Meisterwerk der Ingenieurs- und auch der Handwerkskunst!

► LHC-Dipolmagnet:

<http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/lhc-dipolmagnet.jpg>

Um die Emittanz zu verkleinern und zugleich die Phasenraumdichte zu erhöhen, muss man den Strahl "kühlen". Dafür sind unterschiedliche Verfahren (Laserkühlen, Elektronenkühlen, stochastisches Kühlen) vorgesehen. Die stochastische Kühlung nach van der Meer hat sich insbesondere für Protonen als geeignet erwiesen. Dazu wird mit einem Pick-up die Strahlage im Speicherring ausgemessen. Bei Abweichungen von der Sollbahn (Mitte der Apertur) gibt man das (verstärkte) Differenzsignal als Korrektursignal auf ein an geeigneter Position befindliches Kicker-Plattenpaar. Die Fehllage wird damit korrigiert. Nach einer mittleren Zeit tritt eine Strahlkühlung ein. Dadurch können die Teilchen für viele Stunden bei gleichbleibender Strahlqualität im Ring umlaufen.

Zur Strahldiagnose werden "Beam Position Monitore" (BPM) eingesetzt, die mit vier Sonden ausgestattet sind. Je näher der Strahl an der Kammerwand verläuft, um so mehr Spiegelströme fliessen dort. Es gibt unterschiedliche BPM-Typen wie Knopfmonitore (breitbandiges Signal) und Striplines (schmalbandiges Signal). Die Lageberechnung erfolgt mittels Näherungsformeln. Zur Orbitkorrektur dienen wiederum verschiedene Methoden (effektivster Korrektor, Mikado, SVD etc. – ohne Computer läuft da rein nichts). Mit dem sog. "Feedback" erfolgt die Korrektur, indem Kicker und Steuerspulen mit dem (verstärkten) Ausgleichssignal beaufschlagt werden.

Das Tune könnte wie folgt verlaufen:

Um den Strahl anzuregen wird ein Kicker mit Verstärker und ein Frequenzgenerator benötigt. Hinzu kommt ein Detektor (Knopfmonitor), um die Strahlschwingungen zu erfassen. Nun wird der Frequenzgenerator langsam über den gesamten Bereich (0 bis 30 KHz) durchgestimmt. Bei einem Tune bläht sich der Strahl auf (wird breit oder hoch, bei Koppelresonanzen dick). Danach werden die Korrekturströme für die Spulen berechnet.

Mit dem OTR-Monitor (Optical Transition Radiation) wird die transversale Strahlverteilung erfasst. Dazu werden beim Multiscreeing die OTR-Schirme in den Strahlweg eingefahren. Das Messverfahren ist jedoch strahlzerstörend.

Um das Ultravakuum zu kontrollieren, wird mit dem "Ionisation Profile Monitor" (IPR) für Restgasmessungen gearbeitet. Bei Streuungen am Restgas in der Wechselwirkungszone wird auch Gammastrahlung erzeugt. Zur Diagnose der Events dient in diesem Fall der "Luminescence Monitor".

Last but not least: Auch dem Operator kommt beim ganzen Prozedere eine wichtige Rolle zu!

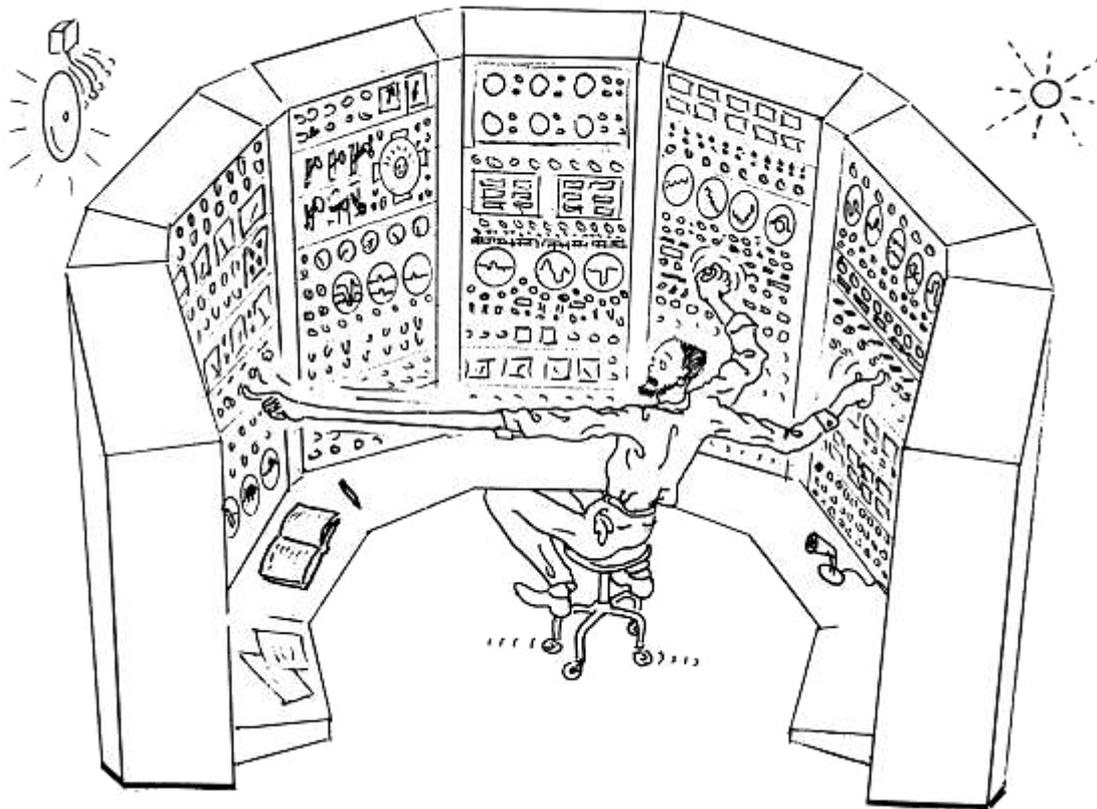


Abb. 6-1
Im Kontrollraum

Schlusswort

Der Abschlussbeitrag liefert nur einen groben Überblick über Speicherringe und Collider. Spezialwissen wie z.B. "Filling Pattern" oder "Interlock" oder das Auftreten von "Wakefeldern" u.v.a.m. kann hier nicht näher beleuchtet werden. Es sei stattdessen nochmals auf das Buch von Wille (Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen) verwiesen.

Für ein vertieftes Verständnis der Beschleunigertechnik braucht es gute Kenntnisse in Mathematik und Experimentalphysik, ferner in technischen Bereichen wie Elektronik, Regelungs-, Hochfrequenz- und Vakuumtechnik. Leider ist der universitäre Physikingenieur (Dipl.-Phys. Ing.) mit dem Bachelorprogramm gestorben, so dass bereits eine gewisse Abwärtsnivellierung stattgefunden hat.

ANHANG

A Im Kontext relevante Elementarformeln

A1 Elektrostatik

Geladenen Teilchen werden in elektrischen Längsfeldern linear beschleunigt. In elektrischen Quersfeldern (Kondensatorplatten) entsteht eine Parabelbahn.

Auf ein Punktteilchen mit der Elementarladung e wirkt die Kraft:

$$F = e \cdot E$$

E Feldstärke [V/m]

e Elementarladung [$1,602 \cdot 10^{-19}$ C]

Die Endgeschwindigkeit beträgt im nichtrelativistischen Fall:

$$v(t) = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U}{m}}$$

Der Energiegewinn ist:

$$E = F \cdot s = e \cdot E \cdot s = e \cdot U$$

A2 Magnetostatik

Elektromagnete sind in der Beschleunigerphysik von grosser Bedeutung. Mathematische Grundlage der Magnetostatik sind die Maxwell'schen Gesetze.

$$\nabla \times H = 0 ; \nabla \cdot B = 0$$

Im Vakuum gilt:

$$B = \mu_0 \cdot H$$

B Flussdichte [$1 \text{ Vs/m}^2 = 1 \text{ T}$]

H Feldstärke [A/m]

μ_0 magnetische Feldkonstante [$1,2566 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/Am}$]

Die im magnetischen Feld gespeicherte Energie beträgt:

$$W = \frac{1}{2} L \cdot I^2$$

L Induktivität [1 Vs/A = 1 H]

I elektrische Stromstärke [A]

A3 Elektrodynamik

Magnetische Felder zwingen geladenen Teilchen auf eine Kreisbahn (Zyklotronprinzip). Die wirksame Lorentzkraft ist:

$$F = e(v \times B)$$

Weil der Geschwindigkeitsvektor senkrecht zum Feld und zur Kraft steht, wird keine Arbeit verrichtet.

Der Kreisbahnradius beträgt:

$$R_0 = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} = \frac{E}{c \cdot q \cdot B} = \frac{p}{q \cdot B}$$

Ladung $q = n \cdot e$; mit $n = 1, \dots, i$

Bewegen sich geladenen Teilchen entlang von magnetischen Feldlinien, entsteht eine Schraubenbahn (Rotation mit der Larmorfrequenz).

Jedes zeitlich veränderliche Magnetfeld erzeugt um sich herum ein geschlossenes elektrisches Wirbelfeld.

$$\text{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

Die Teilchen (Elektronen) werden nur durch das elektrische Feld beschleunigt.

B Etwas Relativistische Mechanik

Die Gesamtenergie eines massiven Teilchens (relativistische Energie-Impuls-Beziehung) beträgt:

$$E^2 = E_0^2 + (p \cdot c)^2; E_0 = m \cdot c^2$$

m Ruhmasse (Elektron = 0.511 MeV; Proton = 938 MeV)

p Impuls

Der Impuls beträgt:

$$p = \frac{E}{c}$$

Zyklotrone, Synchrotrone und Speicherringe sind ein unwiderlegbarer Beleg für die Richtigkeit der Lorentz-Einsteinschen Formeln (die Abraham'sche Mechanik hat sich als falsch erwiesen).

Um in der Beschleunigerphysik auf einfache Weise mit dem Taschenrechner zu Ergebnissen zu gelangen, sei das "Einsteindreieck" erwähnt. Es gelten lediglich die Gesetze des "Pythagoras" und einfache trigonometrische Beziehungen. Eine zusätzliche Vereinfachung wird durch Formeln mit dimensionslosen Werten erzielt.

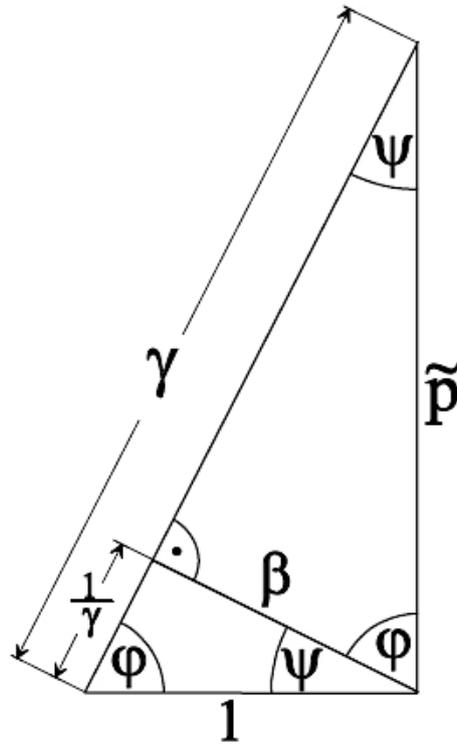


Abb. 1
Einsteindreieck

Es gelten folgende Beziehungen:

$$\beta = \frac{v}{c}; \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}; \left(\frac{1}{\gamma}\right)^2 + \beta^2 = 1$$

$$v = \beta \cdot c$$

$$E = \gamma \cdot E_0; E_{kin} = (\gamma - 1)E_0$$

C Praxisbeispiel

Das COMET Zyklotron (PSI) erzeugt Protonen mit einer Energie von 240 MeV für die Strahlentherapie. Wie schnell bewegen sich die Protonen?

$$\gamma = 1 + \frac{E_{kin}}{E_0} = 1 + \frac{240 \text{ MeV}}{938 \text{ MeV}} = 1.26$$

$$\cos\varphi = \frac{1}{\gamma} = 0.8 \rightarrow \varphi = \arccos = 37^\circ; \beta = \sin\varphi = 0.6$$

Somit beträgt die Fluggeschwindigkeit 60% der Lichtgeschwindigkeit.

D Weiterführende Studien

Zur Erarbeitung der theoretischen Grundlagen in der Beschleunigerphysik empfehlen sich für den angehenden Physiker (mit entsprechender Vorbildung auch für FH-Ingenieure der physikalischen Technik) die nachfolgend aufgeführten Titel:

- Fliessbach, Mechanik
- Fliessbach, Elektrodynamik
- Günther, Spezielle Relativitätstheorie

Als mathematische Begleitlektüre empfehlen sich:

- Heuser, Analysis 1 + 2
- Heuser, Gewöhnliche Differentialgleichungen
- Arnold, Partielle Differentialgleichungen

Für den Anwender der höheren Mathematik ist im Kontext der Satz von Liouville, die Hill'sche Dgl. und das Floquet-Theorem von spezifischem Interesse. Im Zusammenhang mit elektrischen Potentialen ist die Poisson-Gleichung von Bedeutung. Setzt man $\Delta\phi = 0$ ist von der Laplace-Gleichung die Rede (Δ ist der sog. Laplace-Operator). Auch Besselfunktionen kommen gelegentlich vor, z.B. bei der Auslegung eines Klystrons oder bei der Bemessung zylindrischer Resonatoren.

Hinzu kommt aus pragmatischen Gründen die "Finite-Elemente-Methode", wobei unterschieden wird zwischen Direkter Methode, Variationsrechnung (Raleigh-Ritz), Gewichteten Residuen (Galerkin) und Energiebalance.

Das Verfahren der FEM läuft in folgenden Schritten ab:

Diskretisierung des Feldgebietes in einzelne Elemente (z.B. in Dreiecksnetze oder räumlich in Tetraeder), Approximation des Potentials, Ermittlung der Elementgleichungen, Ermittlung der Systemgleichung sowie Berücksichtigung der Randbedingungen (Dirichlet, Neumann) und Auflösung des linearen Gleichungssystems.

Für numerische Berechnungen ist ein CAS wie bspw. Matlab oder Maple unerlässlich. Mit der Studentenversion ist einer bereits gut bedient. Kostenlose Tools wie z.B. Maxima und GeoGebra ergänzen das Angebot.

Fazit:

Beschleunigerphysik ist deshalb anziehend, weil sich auf engem Raum Technik, Mathematik und Physik die Hand reichen und so den Leibniz'schen Impetus *Theoria cum praxi* wirksam ausgestalten. Nirgendwo sonst – ausser vielleicht noch in der Raumfahrt – findet man eine derartig enge Verzahnung ansonsten unterschiedlicher Disziplinen. In Summe benötigt der in der Beschleunigerphysik tätige Physikingenieur Hände und Kopf und zuweilen sogar die Füße.