

9. Versneller technieken

In de eerste versnellers werden deeltjes versneld door een groot potentiaalverschil over twee elektroden aan te leggen. De kathodestraalbuis, door Geißler [1] rond 1850 ontwikkeld en verder geperfectioneerd door Crookes [2], is een voorbeeld van een elektronenversneller. Hiermee ontdekte Röntgen [Error! Bookmark not defined.] in 1895 de ‘X-straling’ [sectie **Error! Reference source not found.**], terwijl Thompson [Error! Bookmark not defined.] de buis gebruikte om de massa van het elektron te bepalen. Hoewel vlakke beeldschermen sterk in opmars zijn, vindt dit type versnellers tegenwoordig nog steeds toepassing in televisie en computerbeeldbuizen. Elektronen worden hierin tot een energie van $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ eV}$ versneld.

De meeste experimenten in de deeltjesfysica maken gebruik van een deeltjesbundel van een specifiek type, bijvoorbeeld p , \bar{p} , e^- , e^+ , zware ionen etc. Deze deeltjes worden geproduceerd met behulp van een ‘hoog energetische’ versneller. In sectie **Error! Reference source not found.** hebben we twee categorieën experimenten besproken. In de eerste categorie worden de interactieproducten gemeten nadat een bundel op een trefplaat (‘fixed target’) geschoten is. In de andere worden twee (a)symmetrische bundels met elkaar in botsing gebracht en wordt het interactiepunt omsloten door detectieapparatuur. De eigenschappen van de bundels (en het doel) zijn zowel een belangrijke factor voor het ontwerp van de experimenten als bepalend voor de fysica die in de botsingen bestudeerd kan worden. Bijvoorbeeld:

- de bundelenergie bepaalt in sterke mate het ‘massa-interval’ van de deeltjes (zwaartepuntenergie) die in de interactie geproduceerd kunnen worden en kan de werkzame doorsnede voor bepaalde processen sterk beïnvloeden
- de deeltjesflux bepaalt naast de werkzame doorsnede voor een geselecteerd proces, hoe vaak dit proces uiteindelijk per tijdseenheid op zal treden
- de ‘duty-cycle’ van een versneller geeft de fractie van de tijd dat de versneller deeltjes aan het experiment levert
- de structuur van de bundel als functie van de tijd is belangrijk om te bepalen wanneer het experiment operationeel moet zijn. Het definieert de tijd tussen twee potentieel interessante botsingen. Een te snelle opeenvolging van botsingen kan leiden tot ‘dode tijd’; een periode waarin het experiment nog bezig is om gegevens van een voorgaande botsing te verwerken, terwijl een nieuwe botsing zich al aandient en dus verloren kan gaan.

Deeltjes worden gecreëerd in een elektronen- of ionenbron. Elektronen bijvoorbeeld, worden met behulp van wisselspanning in een hoogspanningstriode vrijgemaakt (analoog aan het principe van een kathodestraalbuis). Pulslengten van $1\text{--}10 \mu\text{s}$ met een herhalingsfrequentie van 500 Hz kunnen hiermee gecreëerd worden. De uitgaande elektronen hebben een relativistische snelheid met $\beta \sim 0.5$.

Protonen worden uit waterstof verkregen. Hiervoor wordt met behulp van de energie van elektromagnetische golven in het radiofrequentie domein (r.f.), het elektron van de waterstofkern gescheiden.

In de ruimte waarin het waterstof zich bevindt, oscilleren de elektronen en botsen zij op neutrale moleculen en atomen. Dit resulteert vervolgens in de creatie van ionen. Met behulp van een elektrisch veld worden deze dan uit de kamer getrokken. De verkregen ionenstroom is typisch van de orde van enkele *mA* terwijl de bundelenergie enkele *keV* bedraagt.

De eerste ontwerpen voor deeltjesversnellers ontstaan rond 1930. Door middel van een potentiaalverschil tussen de ionenbron en een elektrode worden de ionen versneld. De aangelegde spanning kan continu of variabel zijn. Beide principes zijn in het verleden toegepast en worden tegenwoordig nog steeds gebruikt.

9.1 Continu potentiaalverschil



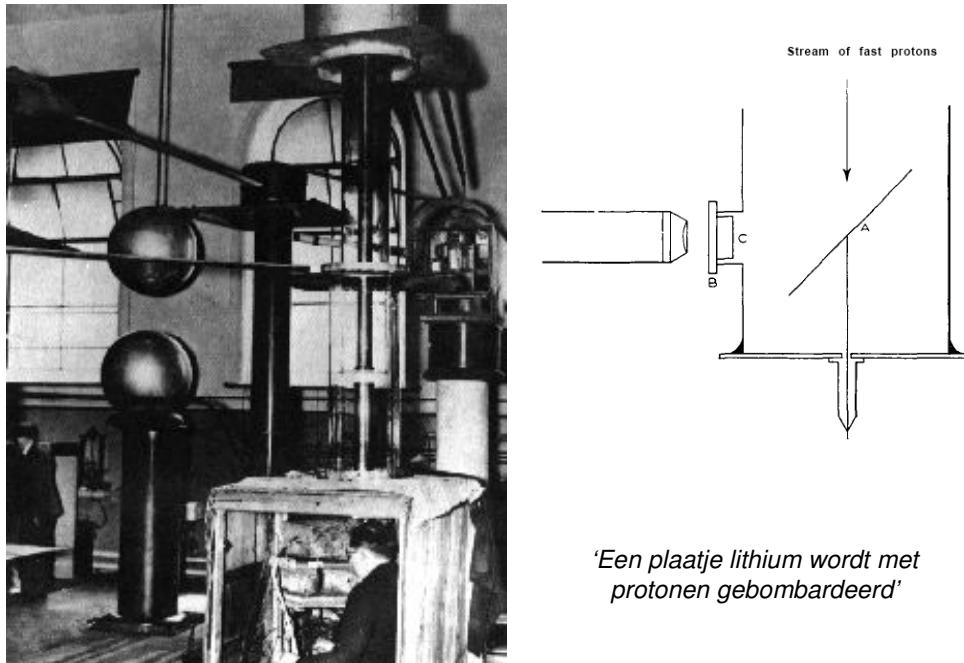
John Douglas Cockcroft

Een bekende toepassing van het versnellen van deeltjes met behulp van een continu potentiaalverschil is de elektronenmicroscoop. Omstreeks 1920 werd de eerste hoogspanning ‘deeltjesversneller’ in Cambridge op basis van de kathodestraalbuis door *Cockcroft* [3] en *Walton* [4] ontwikkeld. Zij plaatsten twee elektroden in een vacuümvat en bereikten een potentiaalverschil van $\sim 10^5$ V. Begin jaren dertig ontwikkelden *Cockcroft* en *Walton*



Ernest Th. S. Walton

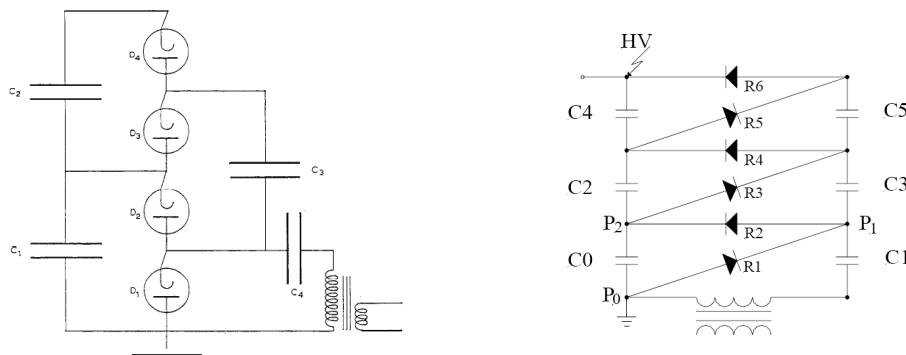
een experimentele opstelling (Figuur 9.1) om protonen te versnellen en vervolgens te laten penetreren



'Een plaatje lithium wordt met protonen gebombardeerd'

Figuur 9.1: De experimentele opstelling (links) van Cockcroft en Walton, waarmee zij proton absorptie in lithiumkernen bestudeerden.

in lithiumkernen. Zij slaagden er in om een elektrisch systeem te construeren dat $\sim 800 \text{ kV}$ kon leveren. Dit potentiaalverschil werd verkregen met behulp van een wisselspanning en een combinatie van gelijkrichters plus een cascadeschakeling van capaciteiten (om herhaalde spanningsverdubbeling te realiseren, zie Figuur 9.2).



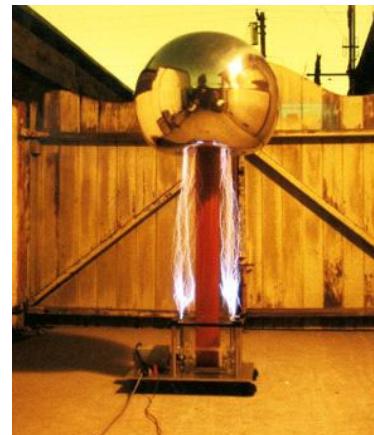
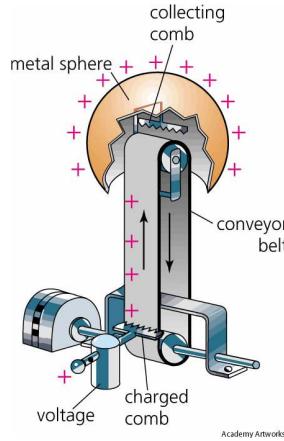
Figuur 9.2: Transformator en gelijkrichtketen van 'dioden' en capaciteiten voor het opwekken van hoogspanning, links: Cockcroft en Walton, rechts: moderne uitvoering.

Daar er vrijwel geen stroom aan deze schakeling ontrokken wordt, blijft de opgebouwde spanning gehandhaafd. Deze *Cockcroft-Walton* generatoren zijn nog geruime tijd toegepast als eerste versnellertrap na de ionenbron. Met de combinatie van elektronenbron, een container met waterstofgas en ge-

nerator (zoals weergegeven in Figuur 9.1), realiseerden *Cockcroft* en *Walton* in 1932 de eerste nucleaire transformatie:

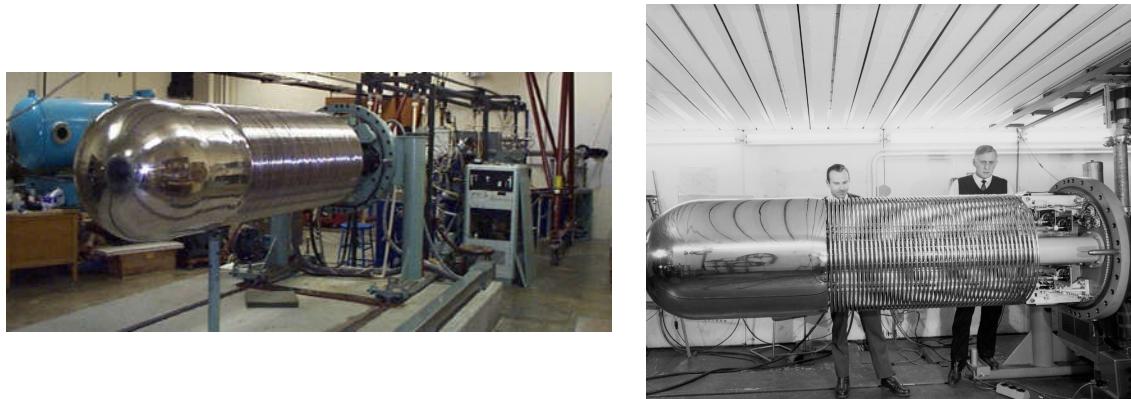


Detectie van de α -deeltjes leverde het eerste experimentele bewijs voor *Einstein's* relatie $E=mc^2$! Beiden ontvingen in 1951 de Nobelprijs voor de fysica.



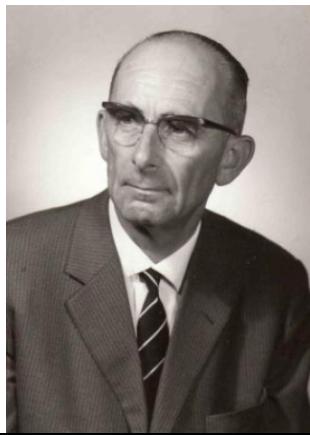
Figuur 9.3: Van de Graaff met een van zijn vroege 'tandem' generatoren (links). De statische lading wordt via een band getransporteerd (midden). Ontlading van de elektrode (rechts).

In 1932, vrijwel gelijktijdig met het experiment van *Cockcroft* en *Walton*, construeerde *Van de Graaff* [5] in de Verenigde Staten een eerste versneller, waarvoor het potentiaalverschil werd opgebouwd door middel van ladingstransport naar een geïsoleerde elektrode (linker foto in Figuur 9.3). Een isolatieband verbindt twee roterende assen waarvan er een zich op het aardpotentiaal bevindt en de ander binnen de geïsoleerde elektrode (midden). Door middel van wrijving wordt de isolatieband met geïnduceerde lading 'opgeladen'. Deze lading wordt vervolgens getransporteerd naar de elektrode alwaar via corona ontlading (rechts) een tweede elektrode opgeladen kan worden. Met deze techniek zijn spanningsverschillen tot 20 – 30 MVolt bereikt. De generatoren zijn veelvuldig bij diverse versnelers (Figuur 9.4) toegepast.



Figuur 9.4: Van de Graaff generatoren bij (links) Notre Dame University (V.S.) en CERN (rechts) voor het opwekken van potentiaalverschillen van meer dan 1 MVolt .

9.2 Variabel potentiaalverschil



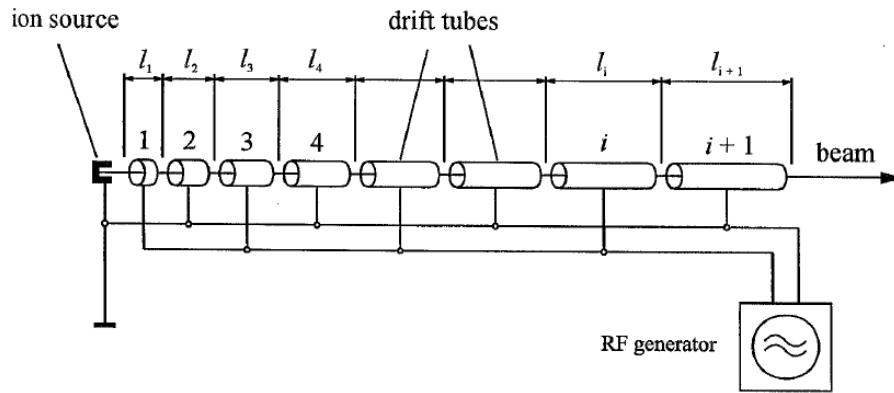
Het versnellen van geladen deeltjes in een hoogfrequent elektrisch veld werd in 1928 door de Noor *Wideröe* [6] voor het eerst voorgesteld. In dat jaar bouwde hij aan de Technische Hochschule van Aken een eerste, op dit principe gebaseerde, versneller waarin hij tevens driftbuizen toepaste (Figuur 9.5). De impulsverandering dat een geladen deeltje in een elektrisch veld ondervindt is proportioneel met de *Lorentz* kracht op dit deeltje:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (9.2)$$

Rolf Wideröe

De verandering in de kinetische energie is maximaal wanneer het elektrische veld parallel gericht is aan de beweging van het geladen deeltje:

$$\frac{dE^{kin}}{dt} = \vec{v} \cdot \vec{F} = q\vec{v} \cdot \vec{E} \quad (9.3)$$



Figuur 9.5: Wideröe's basisontwerp voor een lineaire versneller met driftbuizen en een hoogfrequente spanningsbron. De lengte van de driftbuizen neemt toe naarmate de geladen deeltjes een hogere snelheid bereiken.

Bij de juiste polariteit van het spanningsverschil over de driftbuizen 1 en 2 in Figuur 9.5, wordt het geladen deeltje richting sectie 2 versneld. Door tijdig omschakelen van de polariteit, wordt het deeltje vervolgens naar de derde driftbuis gezogen. Vervolgens wordt de polariteit van de spanning tussen driftbuis 3 en 4 omgewisseld en het proces herhaalt zich. Omdat de snelheid van het deeltje bij iedere stap toeneemt en de frequentie van de spanningsbron constant is (immers, we willen continu nieuwe deeltjes versnellen!), moet de lengte van de driftbuizen langs de structuur toenemen om het proces correct te kunnen synchroniseren...

9.3 Lineaire versnellers

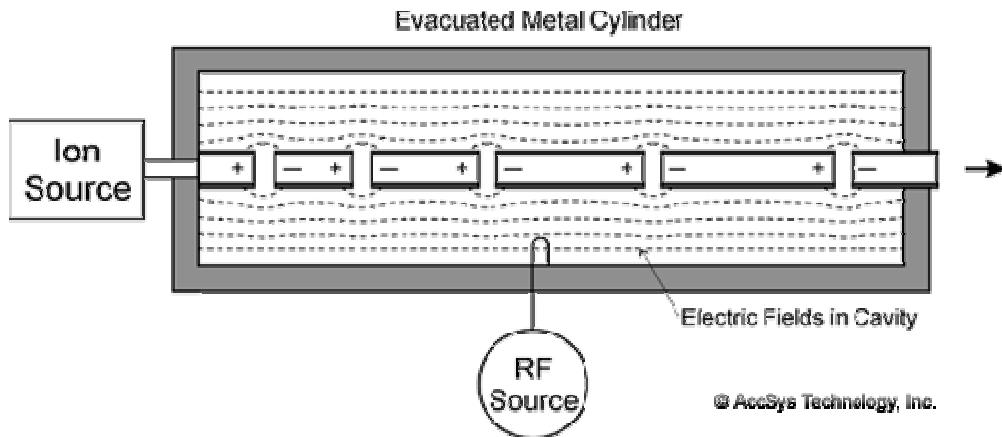


Luis Walter Alvarez

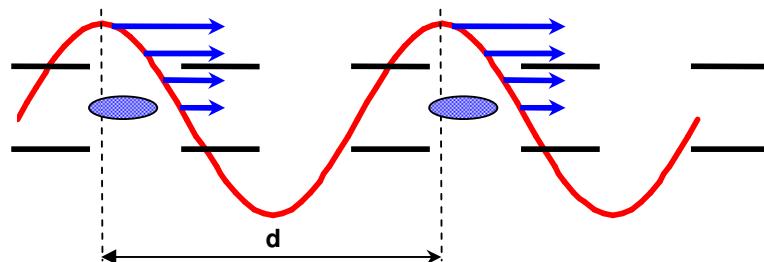
Zowel de Cockcroft-Walton cascade generator als de Van de Graaff generator zijn voorbeelden van lineaire versnellers. Moderne lineaire versnellers zijn echter gebaseerd op het principe van Wideröe. Voorbeeld van de toepassing van dit principe is de Alvarez [7] structuur. Dit is een lange cilindrische structuur die bestaat uit een opeenvolging van trilholtes (Figuur 9.6). Iedere trilholte wordt gevoed met een hoogfrequente elektrische bron ($50\text{--}500\text{ MHz}$). De trilholte wordt in resonantie gebracht zodat er staande of lopende elektromagnetische golven ontstaan. Op de as van de cilindrische structuur zijn tussen de trilholtes driftbuizen aangebracht om de deeltjes van het (dan vertragende!) veld af te schermen.

Een pakket ionen bevindt zich op $t = 0$ in de trilholte waar versnelling plaats vindt: de component van het elektrische veld in de bewegingsrichting is maximaal en loopt in fase met de deeltjes. Wanneer de deeltjes nu de volgende trilholte bereiken, moet de longitudinale component van het elektrische veld wederom maximaal zijn ($t = v/d$, zie Figuur 9.7). In de driftbuizen zijn kleine quadrupool

magneten gemonteerd voor de focussering van de bundel. De meeste protonenversnellers die gebaseerd zijn op het idee van Alvarez, worden toegepast als eerste voorversneller in de injectieketen van een synchrotron (zie secties 9.4 en 9.5).

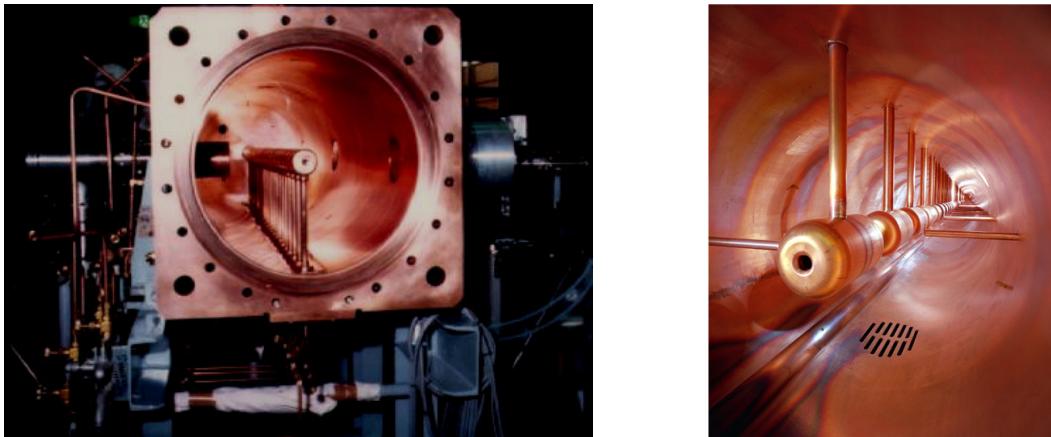


Figuur 9.6: Principe van de Alvarez lineaire versneller. De deeltjes worden links geïnjecteerd in een driftbuis, dan versneld in de trilholte en vervolgens weer afgeschermd (voor het dan remmende veld) in de tweede driftbuis. Dit proces herhaalt zich zo een aantal malen.



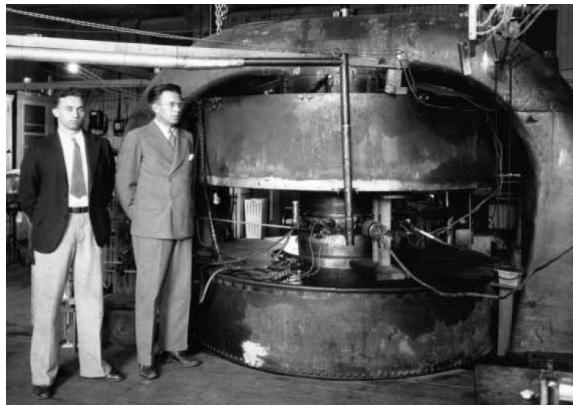
Figuur 9.7: In de trilholte van de Alvarez structuur worden geladen deeltjes op de voorflank van de lopende elektromagnetische golf meer versneld naarmate de amplitude groter is.

De (hoogfrequente) versneller stations bestaan uit een r.f. bron die de elektromagnetische golf van de gewenste frequentie opwekt en de trilholte vult. Conventionele systemen opereren binnen een frequentie interval $\sim 50 - 100 \text{ MHz}$ en bij kamertemperatuur. De trilholtes zijn meestal gemaakt van koper. Om zowel hogere frequenties te kunnen toepassen als om ook de Ohmse verliezen aan de wand van de trilholte tot een minimum te beperken, wordt tegenwoordig met supergeleidende systemen gewerkt. Werd voorheen door verliezen de versnellinggradiënt beperkt tot $\sim 1 \text{ MeV/m}$, met behulp van niobium worden tegenwoordig supergeleidende trilholtes ontwikkeld waarmee gradiënten $> 30 \text{ MeV/m}$ bereikt worden bij frequenties in het GHz gebied. In Figuur 9.8 zijn twee verschillende 'Alvarez structuren' afgebeeld.



Figuur 9.8: Voorbeelden van lineaire versneller secties gebaseerd op het principe van Alvarez. Precieze afstemming van frequentie, afmetingen en materiaal zijn voorwaarde voor een efficiënte versneller.

9.4 Het klassieke cyclotron



M.S. Livingston en E.O. Lawrence

Door Wideröe geïnspireerd, bouwden Lawrence [Error! Bookmark not defined.] en Livingston [8] in 1931 bij Berkeley Radiation Laboratory in de Verenigde Staten, een apparaat waarmee met behulp van een wisselend magnetisch veld deeltjes versneld konden worden. In de foto links staan beide heren begin jaren '30 naast het door hen ontwikkelde 27 inch 'cyclotron'. De eerste stap (zie Figuur 9.9) werd door Lawrence gezet met het ontwerp (links) en de constructie van een 12.5 cm diameter prototype (rechts).

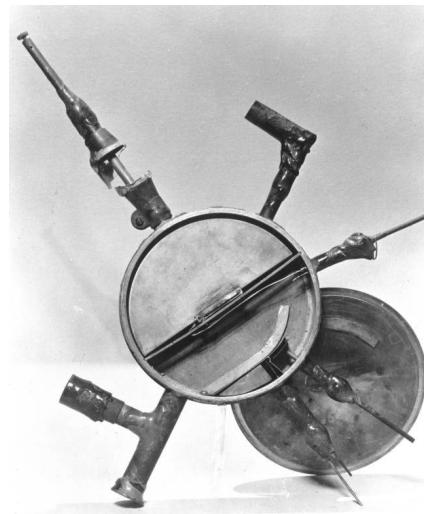
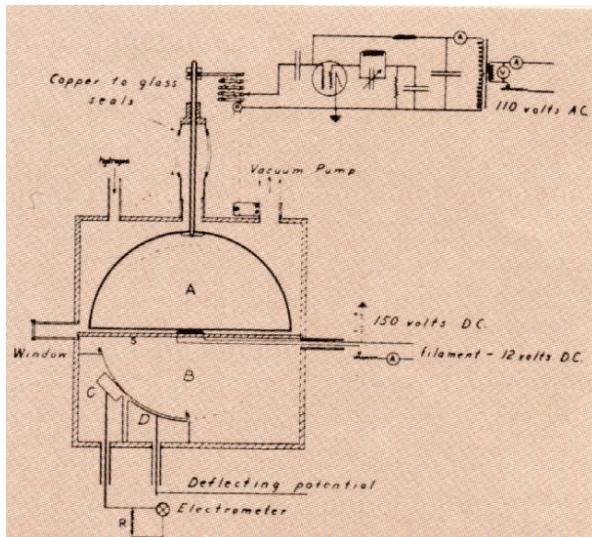
Een deeltje met lading q en snelheid v ($\ll c$) ondervindt in een homogeen magnetisch veld met B loodrecht op het vlak waarin het deeltje zich beweegt, een *Lorentz* kracht. Vergelijking (9.2) reduceert zo tot:

$$F = qvB \quad (9.4)$$

Deze magnetische kracht is eveneens loodrecht op de bewegingsrichting van het deeltje zodat dit resulteert in een cirkelvormige baan met straal ρ :

$$F = \frac{mv^2}{\rho} = qvB \rightarrow \rho = \frac{mv}{qB} \quad (9.5)$$

en m de massa van het deeltje. De omlooptijd voor een volledige cirkel is:



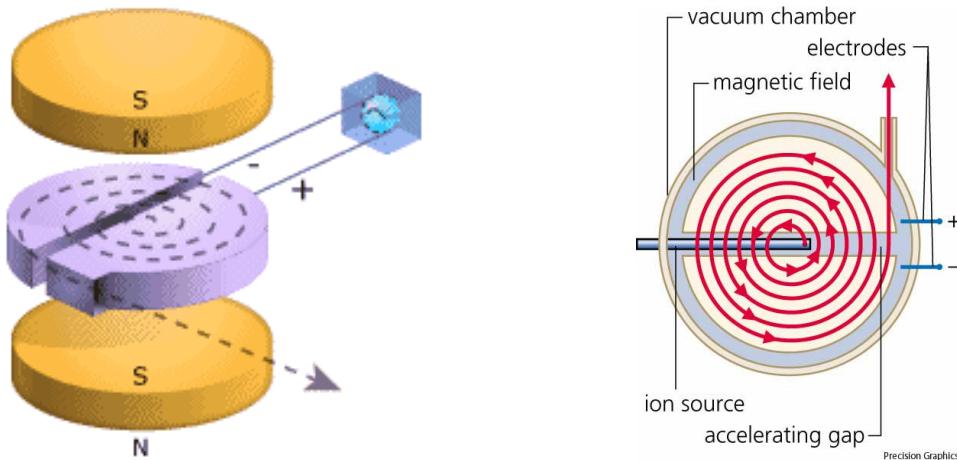
Figuur 9.9: Schets en realisatie van het eerste werkende cyclotron ontworpen door Lawrence.

$$t = \frac{2\pi\rho}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \quad (9.6)$$

en dus onafhankelijk van de snelheid. De omloopfrequentie of ‘cyclotronfrequentie’ is:

$$f = \frac{qB}{2\pi m} \quad (9.7)$$

Een cyclotron bestaat uit een vacuümkamer, ingesloten tussen de polen van een cirkelvormige di-

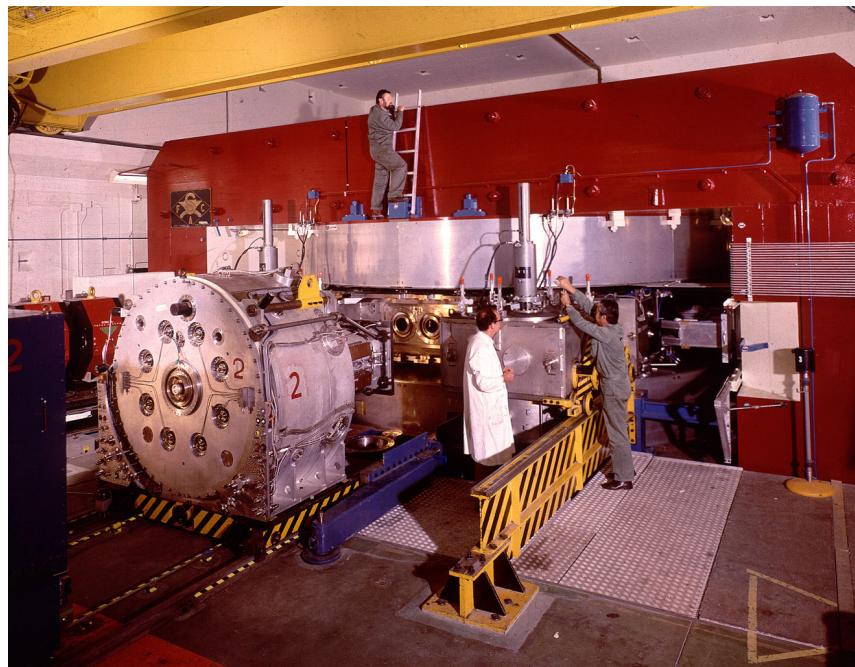


Figuur 9.10: Het klassieke cyclotron (links) bestaat uit twee in vacuüm geplaatste D-vormige kamers geklemd tussen de polen van een elektromagneet. Ionen worden in het centrum geïnjecteerd en beschrijven vervolgens in het magnetische veld een cirkelbaan (rechts). Door de potentiaal tussen de twee kamers te synchroniseren, wordt het deeltje in de ruimte tussen de kamers versneld.

pool magneet (Figuur 9.10). Binnen in de vacuümkamer worden twee halfcirkelvormige ‘dozen’ op korte afstand van elkaar geplaatst (links) en verbonden met een wisselspanning bron. De ionen worden in het centrum geïnjecteerd en volgen een cirkelbaan in het magnetische veld (rechts). Bij het verlaten van de eerste kamer worden, bij de juiste polariteit van de spanningsbron, de ionen versneld en, ten gevolge van hun toegenomen energie (snelheid), zullen ze een baan beschrijven met een grotere straal. Vervolgens wordt de polariteit van de spanningsbron omgedraaid zodat de ionen bij het verlaten van de tweede doos opnieuw versneld worden. Dit proces herhaalt zich een aantal malen. Het ompolen van de spanningsbron moet dus volledig in fase zijn met de synchrotronfrequentie. Aangezien de dipool cirkelvormig is (met een eindige straal), zal de magnetische veldsterkte naar buiten toe iets afnemen. Op grond van de *Maxwell* vergelijkingen bestaat er dan ook een radiale veldcomponent welke een zekere focussering van de bundel veroorzaakt. In de praktijk wordt dit ‘zwakke focusering’ genoemd.

9.5 Het synchrocyclotron

Voor de versnelling van deeltjes naar veel hogere energie ($v \sim c$) is de omlooptijd niet meer onafhankelijk van de snelheid. De kromtestraal neemt evenredig toe met de impuls, maar de omlooptijd wordt langer en de omloopfrequentie dus lager! Door de frequentie van de hoogspanningsbron te moduleren, blijven de versnelde deeltjes synchroon met de versnellingsbron bij constant magneetveld. Modulatie wordt verkregen door variatie van een capaciteit of een zelfinductie in het hoogfrequente elektronische circuit.



Figuur 9.11: CERN's 600 MeV synchrocyclotron gebouwd in 1957.

De consequentie van deze techniek is wel dat na injectie alle deeltjes versneld worden tot een maximale energie bepaald door ρ , B etc. Injectie van nieuwe deeltjes heeft alleen dan zin wanneer de versnelde deeltjes geëxtraheerd zijn! Het synchrocyclotron produceert dus niet doorlopend versnelde deeltjes, maar groepen van deeltjes met de herhalingsfrequentie van de modulatiecyclus.

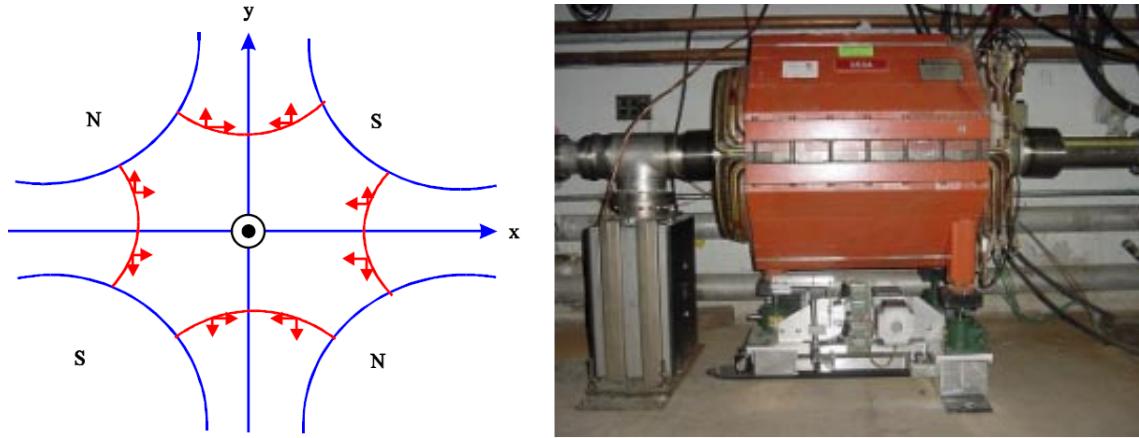
9.6 Synchrotrons en botsingmachines



E.D. Courant, M.S. Livingston en H.S. Snyder

Voor het bereiken van hogere energieën wordt een ring van magneten opgesteld met een gemiddelde straal, de straal van de cirkelvormige referentiebaan, rond welke de deeltjes voor elke waarde van de impuls in de versnellingscyclus gefocuseerd zijn. Nu worden zowel het magnetische veld als de versnellingsfrequentie synchroon ge-moduleerd. De componenten van de magneetring bestonden oorspronkelijk uit homogene dipolen met geringe focussering in het vlak loodrecht (transversaal) op de referentiebaan. Deze zwak focuserende machines hadden het nadeel dat zowel de vacuümkamers als de magneten in transversale richting behoorlijke afmetingen vereisten om de deeltjes te kunnen versnellen (oppervlakte $\sim 1 m^2$)! Deze manier van versnellen is dus zeer oneconomisch!

In 1952 werd in de Verenigde Staten het principe van 'sterke focussering' ontwikkeld door *Courant* [9], *Livingston* [8] en *Snyder* [10], en onafhankelijk, maar niet gepubliceerd, door de Griek *Christofilos* [11] in 1950. Met behulp van afwisselend sterke focusserende en defocusserende magneet-



Figuur 9.12: De veldconfiguratie in een quadrupool magneet (links). Rechts: een quadrupool magneet omsluit de bundelpijp in de antiprotonbron bij het Fermilab.

veld gradiënten worden de transversale oscillaties van de deeltjes rondom de referentiebaan effectief gedempt. Deze procedure kan worden vergeleken met het plaatsen van afwisselend focusserende en defocusserende optische lenzen op een niet al te grote onderlinge afstand. De lichtbundel concentreert zich dan rond de centrale as van de lenzen. Eerst werden dipool magneten met speciaal gevormde polen gemaakt, welke afwisselend de deeltjes in een van de twee onderling loodrechte richtingen transversaal op de bundelas focussen en defocusseren: focussering in de ene richting leidt tot defocussering in de andere richting. Dit waren de zogenaamde gecombineerde functie magneten, welke zowel het geleidingsveld loodrecht op de referentiebaan produceren als ook de focusserende en defocusserende componenten.

Tegenwoordig worden deze functies gescheiden. Het geleidingsveld wordt geproduceerd door homogene dipool magneten, focussering en defocussering wordt verkregen met behulp van afwisselend focusserende en defocusserende quadrupool magneten (Figuur 9.12).

Tussen de magneetsecties in bevinden zich zogenaamde rechte secties, in sommige daarvan zijn hoogfrequente versneller stations opgenomen. In de andere rechte secties van de eerste machines,

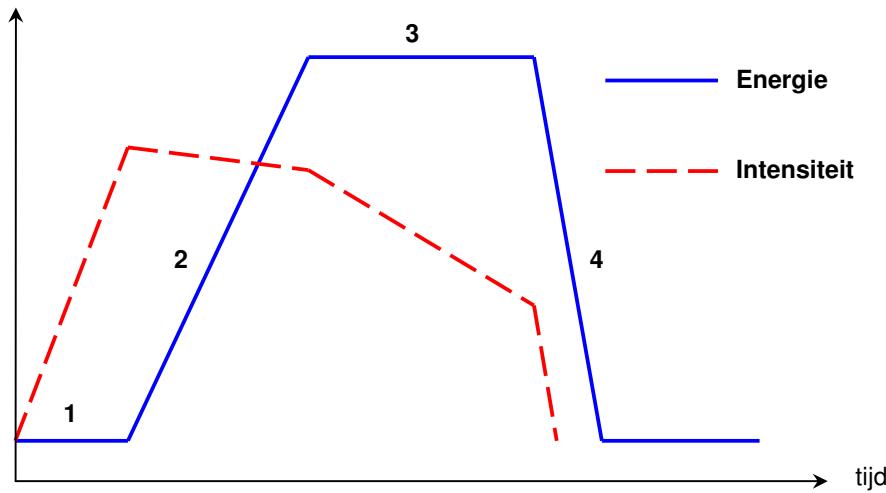


Figuur 9.13: Extractie van laagenergetische antiprotonen (5.3 MeV) voor diverse experimenten bij het CERN bij gebruik van een enkelvoudige bron.

werden trefplaten geplaatst voor de productie van nieuwe deeltjes. Deze secundaire deeltjes (π , K , p , \bar{p} etc.), welke onder alle productiehoeken uittreden, worden in een deel van de ruimtehoek rond de trefplaats verder geleid met behulp van een magnetisch kanaal. Vervolgens kunnen hiermee deeltjes specifieke experimenten uitgevoerd worden. Later werd het principe van resonantie extractie toegepast waarmee de versnelde protonen gecontroleerd in aantal en tijd, uit de machine kunnen treden voor gebruik in een extern magnetisch kanaal (Figuur 9.13 geeft een voorbeeld van een opstelling voor bundelextracties).

Het principe van sterke focussering is toegepast in het CERN-protonsynchrotron (PS, omtrek 800 m, energie 28 GeV) dat in 1959 in bedrijf werd genomen en het Alternating Gradient Synchrotron (AGS, omtrek 800 m, energie 33 GeV) van Brookhaven National Laboratory (BNL), dat in 1960 gereed kwam. Economische overwegingen beperken de energie van synchrotrons met ‘conventionele’, warme magneten, tot $\sim 450 \text{ GeV}$ in het geval van protonen ($B_{\max} \sim 1.8 \text{ Tesla}$ voordat verzadiging van de ijzeren magneetpolen optreedt). Voorbeelden zijn het protosynchrotron bij het Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL, Chicago, omtrek 6.4 km, maximale protonenergie $\sim 450 \text{ GeV}$), in bedrijf sinds 1972, en het Super proton synchrotron (SPS, omtrek 6.4 km, maximale protonenergie eveneens

$\sim 450 \text{ GeV}$), in bedrijf bij het CERN sinds 1976. In Figuur 9.14 wordt een ‘typische’ cyclus van een synchrotron gepresenteerd waarbij we vier fasen in de besturing kunnen onderscheiden:



Figuur 9.14: Schets van de cyclus voor het vullen, versnellen en extraheren van deeltjes in een synchrotron.

- 1 injectie van de deeltjes
- 2 versnellen van de deeltjes
- 3 bij continu veld ('flat top') extraheren van de deeltjes
- 4 het afremmen van de deeltjes voordat de volgende injectie plaats kan vinden

De buigingsmagneten worden gedurende ~ 1 seconde op maximale veldsterkte gehouden. Gedurende deze periode worden de deeltjes geleidelijk aan het synchrotron ontrokken voor bijvoorbeeld fixed target experimenten. Voor het bereiken van hogere bundelenergieën worden supergeleidende magneten toegepast ($B_{\max} \sim 9 \text{ Tesla}$).

Op basis van dezelfde principes kan een opslagring ontwikkeld worden. Hierbij vindt dus geen bundelextractie plaats, maar worden bijvoorbeeld twee bundels van protonen en antiprotonen in een goed gedefinieerde baan bij een precies ingestelde energie ‘opgeslagen’. Experimenten worden aan het synchrotron zelf uitgevoerd; op bepaalde posities langs de ring worden beide bundels zodanig afgebogen en gefocusseerd dat de kans op interacties maximaal wordt. Het aantal keren dat een bepaalde botsing optreedt (‘reaction rate’) wordt dan gegeven door:

$$R = \mathcal{L} \sigma \quad (9.8)$$

met σ de werkzame doorsnede van de te beschouwen interactie en \mathcal{L} de luminositeit van de bundels in de opslagring. Stel dat er twee pakketjes van ieder N deeltjes (protonen en antiprotonen), met een frequentie f rondlopen in de machine. De luminositeit in een intersectiepunt is dan:

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 f}{A} \quad (9.9)$$

met A het effectieve (transversale) oppervlak van de elkaar kruisende pakketjes ('bunches'). Wanneer nu twee series van n_b bunches ('bunch-trains') met ongelijke aantalen deeltjes per bundel in de machine opgeslagen zijn dan wordt de luminositeit:

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f N_1 N_2}{A} \quad (9.10)$$

Uiteraard zullen de deeltjes niet altijd netjes homogeen over een bunch verdeeld zijn; de dichtheid zal zich gedragen als een bij benadering *Gaussische* verdeling in tijd en ruimte. Met σ_h en σ_v de r.m.s. van de horizontale en verticale bundeldimensies levert dit:

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f N_1 N_2 e^{-\left[\frac{(\bar{h}_1 - \bar{h}_2)^2}{2(\sigma_{h_1}^2 + \sigma_{h_2}^2)} - \frac{(\bar{v}_1 - \bar{v}_2)^2}{2(\sigma_{v_1}^2 + \sigma_{v_2}^2)} \right]}}{2\pi\sqrt{(\sigma_{h_1}^2 + \sigma_{h_2}^2)((\sigma_{v_1}^2 + \sigma_{v_2}^2))}} \quad (9.11)$$

waarin $(\bar{h}_1 - \bar{h}_2)$ en $(\bar{v}_1 - \bar{v}_2)$ de horizontale en verticale afstanden zijn tot het zwaartepunt van de bundels. Als we voor het gemak aannemen dat beide bundels volledig symmetrisch zijn, dan kan het transversale vlak op een bepaald tijdstip met een enkele *Gaussische* distributie beschreven worden (met r.m.s. σ_r). Tijdens het passeren van twee pakketjes zal de dichtheid eerst toenemen en vervolgens afnemen ten gevolge van de *Gaussische* verdeling van de deeltjes langs de bundelas. Voor het effectieve oppervlak van de passerende bundels in het interactie punt geldt dan:

$$\sigma_h = \sqrt{(\sigma_r^2 + \alpha\sigma_b^2)} \quad (9.12)$$

met σ_r de radiale bunchafmeting, σ_b de r.m.s. van de bunchlengte in de tijd en α de hoek waaronder de beide bundels elkaar kruisen (een kleine hoek is onvermijdelijk en zal groter zijn voor een machine met gescheiden bundelpijpen!).

Aangezien de deeltjes vele malen dezelfde versneller stations passeren ($\sim 10^6 - 10^{10}$ maal voordat de opslagring opnieuw gevuld wordt), dienen specifieke eisen aan de bundelstabilitet gesteld te worden. Langs de baan betekent dit een fase en longitudinale stabilitet t.o.v. het versnellende elektromagnetische veld, terwijl de positie t.o.v. de referentiebaan een grote transversale stabilitet vereist. De transversale (betatron) oscillaties en energie (synchrotron) oscillaties van deeltjes in de bundel nemen af bij toenemende energie. De bundel wordt wederom gefocuseerd m.b.v. quadrupool magneten.

Wanneer geladen deeltjes een cirkelbaan met straal ρ doorlopen treedt energieverlies op ten gevolge van de centripetale versnelling die zij ondervinden in het magnetische veld; er worden fotonen geëmitteerd (vergelijkbaar met de elektronen die in een radioantenne heen en weer bewegen en zo elektromagnetische straling uitzenden). Bij niet relativistische snelheden wordt gesproken van cyclotron straling terwijl synchrotron straling het relativistische regime kenmerkt. De hoeveelheid afgestraald

vermogen kan berekend worden met behulp van de (niet relativistische) formule van *Larmor* voor elektrische dipool straling [12]:

$$\Delta P = \frac{2q^2 a^2}{3c^3} \quad (9.13)$$

Hierin is q de elektrische lading en a de centripetale versnelling van het geladen deeltje, en c de lichtsnelheid. De relativistische uitdrukking volgt door het afgestraalde vermogen te beschouwen in het rustsysteem van het deeltje en vervolgens een *Lorentz* transformatie toe te passen. De versnelling volgt met **Error! Reference source not found.**) en **Error! Reference source not found.**) eenvoudig uit de centripetale versnelling v^2/ρ (m_q is de rustmassa van het versnelde deeltje):

$$a = \frac{F_{\text{centripetaal}}}{m_q} = \frac{1}{m_q} \frac{dp}{dt'} = \frac{1}{m_q} \frac{d(m_q v')}{dt'} = \frac{1}{m_q} \gamma \frac{d(\gamma m_q v)}{dt} = \gamma^2 \frac{dv}{dt} = \gamma^2 \frac{v^2}{\rho} \quad (9.14)$$

Substitutie van (9.14) in (9.13) geeft:

$$\Delta P = \frac{2q^2 \gamma^4 v^4}{3c^3 \rho^2} \quad (9.15)$$

Per omloop raakt een enkel elektron met een energie van 100 GeV in een synchrotron met een straal $\rho = 4300 \text{ m}$ (de voormalige LEP ring bij CERN in Genève) het volgende vermogen kwijt:

$$\begin{aligned} \Delta P &\approx \frac{2e^2 \gamma^4 c}{3\rho^2} \\ &= \frac{2(8.987 \times 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2)(1.6 \times 10^{-19} \text{ C})^2 (196000)^4 (3 \times 10^8 \text{ m/s})}{3 \times (4300 \text{ m})^2} \\ &\approx 3.7 \times 10^{-6} \text{ Watt} \end{aligned} \quad (9.16)$$

Aangezien γ bijzonder groot is ($\gamma \sim 196000$) en $\beta \sim 1$, kunnen we v in de teller vervangen door c . Dit vermogensverlies lijkt in eerste instantie klein maar treedt op voor ieder elektron! Het energieverlies ten gevolge van synchrotron straling per omloop is dan:

$$\Delta E = \frac{2\pi\rho}{v} \cdot \Delta P = \frac{4\pi q^2 v^3 \gamma^4}{3c^3 \rho} = \frac{4\pi q^2}{3\rho} \beta^3 \gamma^4 \quad (9.17)$$

In de relativistische limiet met $\beta \approx 1$ en $E = mc^2 = \gamma m_q c^2$ levert dit de volgende uitdrukking:

$$\Delta E = \frac{4\pi q^2 E^4}{3\rho m_q^4 c^4} \quad (9.18)$$

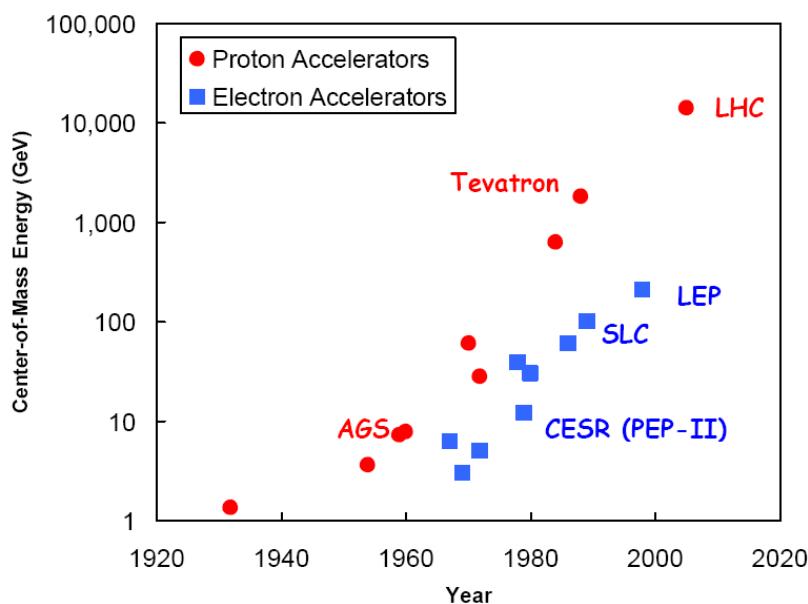
Het energieverlies is proportioneel met $\sim m_q^{-4}$ en dus voor elektronen veel groter dan voor protonen (bij dezelfde energie en straal van de baan):

$$\frac{\Delta E_{\text{elektron}}}{\Delta E_{\text{proton}}} = \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^4 \approx 10^{13} \quad (9.19)$$

Om stabiele bundels te kunnen garanderen, moet dit energieverlies gecompenseerd worden met behulp van hoogfrequente elektromagnetische velden. Een hogenergetische protonenbundel is dus eenvoudiger te realiseren dan een hogenergetische elektronenbundel!

9.7 Beknopt overzicht deeltjesversnellers in HEF

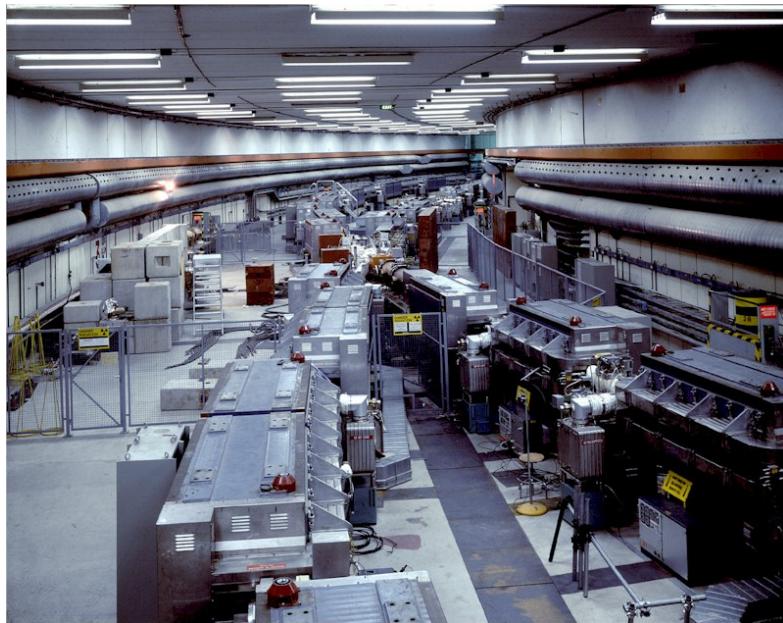
De trend in **Error! Reference source not found.** laat zien dat de bundelenergie van elektronenmachines in de regel achter blijft bij die van protonen en/of zware ionenversnellers. Het binnen de perken houden van de synchro-



Figuur 9.15: De globale ontwikkeling van de zwaartepunt energie (\sqrt{s}) in protonen en elektronenversnellers sinds 1930.

tronstraling lukt alleen wanneer bij toenemende energie de straal van de opslagring toeneemt. Hier wordt de beperking gesteld door economische overwegingen. Een lineaire (elektronen)versneller kan uitkomst bieden als het continue versnellingproces gevoed kan worden met voldoende aantal deeltjes. In de regel blijft de luminositeit van lineaire machines echter (ver) achter bij die van opslagringen (met vergelijkbare zwaartepuntenergie).

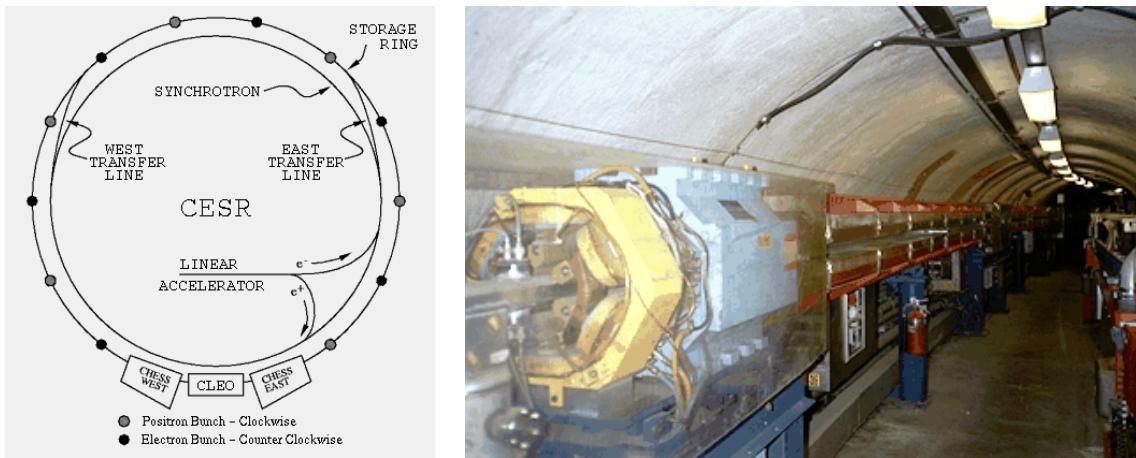
Bij Frascati in Italië (Rome) werd 1961 de eerste opslagring voor elektronen en positronen ontwikkeld door Bruno Touschek [13]. De eerste protonenbotser, gevoed door twee opslagringen, werd in 1971 bij het CERN in gebruik genomen: de ‘Intersecting Storage Ring’ (ISR, zie Figuur 9.16). Protonen werden met behulp van het proton synchrotron (PS) versneld alvorens geïnjecteerd te worden in de ISR. Diverse experimenten werden uitgevoerd met bundelenergieën tot 32 GeV ($\sqrt{s} = 64 \text{ GeV}$).



Figuur 9.16: Met de Intersecting Storage Ring bij het CERN, werden in de jaren '70 diverse experimenten uitgevoerd. De twee proton bundels beschikken ieder over een eigen opslagring.

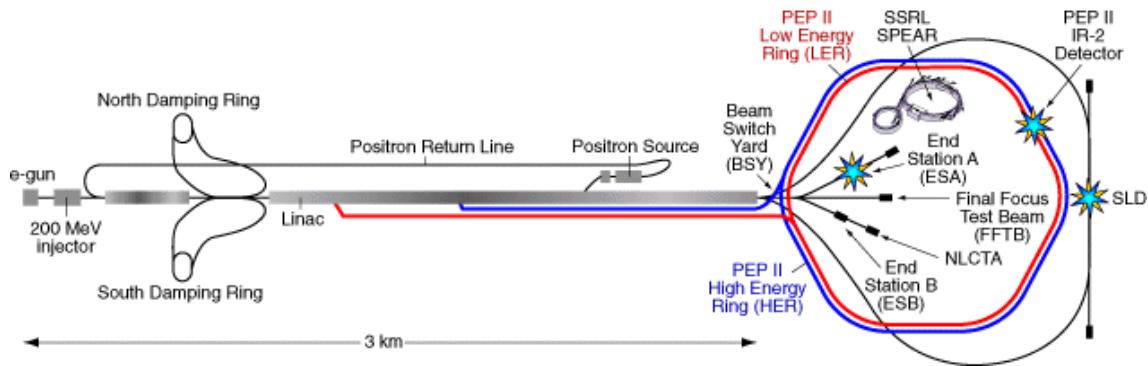
In 1979 werd bij de Universiteit van Cornell in Ithaka (nabij New York) een elektronenversneller geïnstalleerd (CESR [14]). Deze botsingmachine (Figuur 9.17) is nog volop in gebruik en levert elektronen en positronen. Het bezit naast een opslagring een synchrotron waaraan parallel onderzoek uitgevoerd wordt met synchrotron straling. Bij bundelenergieën van 5.3 GeV (maximaal 6 GeV) wordt een luminositeit van $\sim 1.28 * 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ bereikt. De omtrek van de ring bedraagt 768 m . Het CLEO experiment [15] doet al vele jaren succesvol onderzoek bij CESR naar o.a. gebonden toestanden van charm en anticharm quarks (zie sectie **Error! Reference source not found.**) en bottom en antibottom quarks (zie sectie **Error! Reference source not found.**).

De Universiteit van Stanford, nabij San Francisco, heeft sinds 1962 een groot nationaal versnellercomplex onder haar hoede: Stanford Linear Accelerator Center (SLAC [16]). Aan de hoge luminositeit opslagring met asymmetrische bundels (PEP-II: energie elektronen/positronenbundel is 9 GeV en



Figuur 9.17: De CESR machine (links) bij Cornell (Ithaka) versnelt elektronen en positronen tot een energie van maximaal 6 GeV. De opslagring en synchrotronfaciliteit zijn ondergebracht in dezelfde tunnel (rechts, omtrek 768 m).

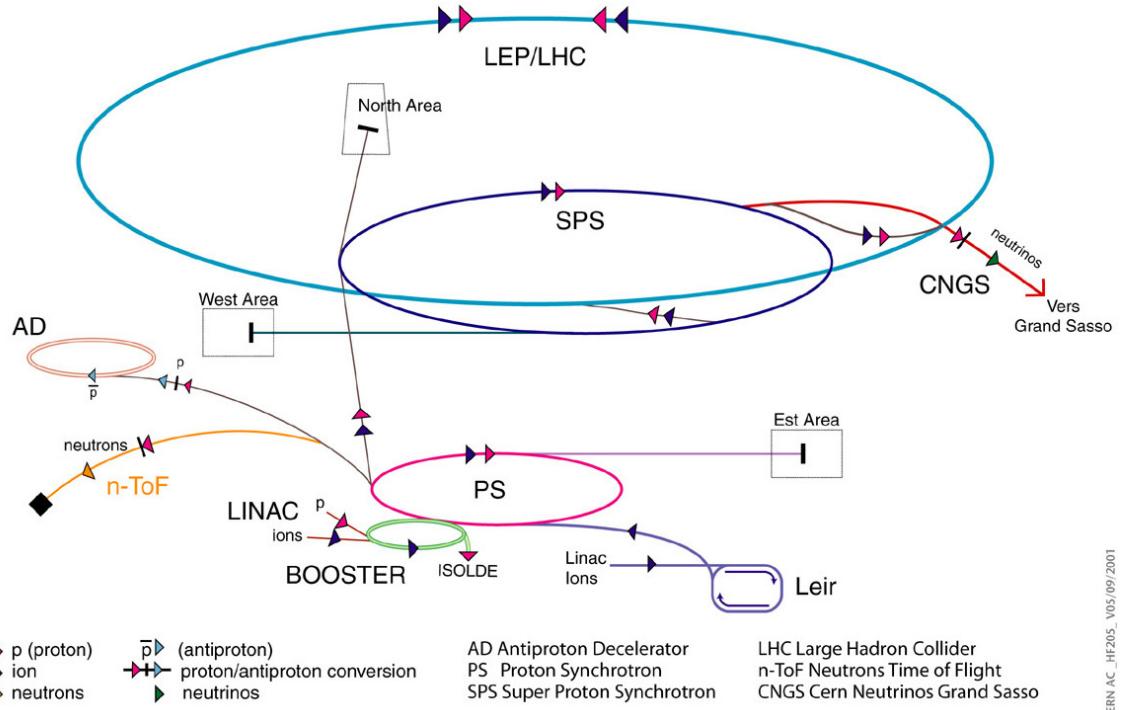
3.1 GeV respectievelijk [17]), doet het BaBar experiment [18] gedetailleerd onderzoek aan vervallen van B-mesonen. SLAC heeft een reputatie op het gebied van het bouwen van lineaire versnellers. Rond 1989 werd een 3.2 km lange lineaire machine ingericht met het doel Z^0 deeltjes te produceren (Figuur 9.18). Hoewel men er vrijwel onmiddellijk na de start in slaagde om zowel elektronen als positronen voldoende energie mee te geven, bleef de luminositeit achter bij de verwachtingen. Vooral de focussering in het interactiepunt bleek bij deze machine bijzonder gecompliceerd.



Figuur 9.18: Het SLAC versneller complex met zijn 3.2 km lange lineaire elektronen en positronen versneller. De bundels worden aan het einde van de lineaire sectie afgebogen en met elkaar in botsing gebracht in het SLD experiment [19]).

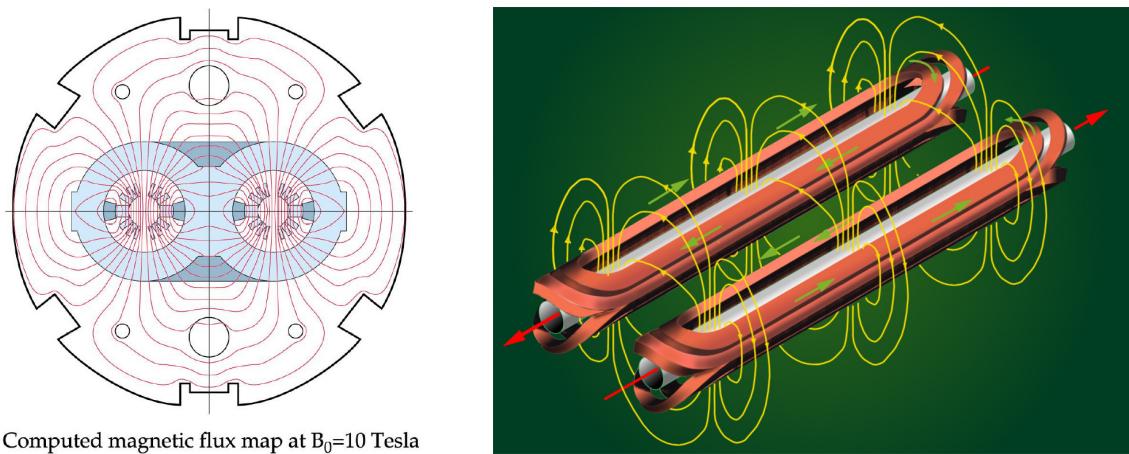
Succesvoller verliep de ingebruikname (1989) van de ‘Large Electron-Positron’ (LEP) versneller bij het CERN (Figuur 9.19). Deze machine was ondergebracht in een tunnel met een omtrek van ~ 27 km en startte vrijwel direct met bundelenergieën van ~ 45 GeV en met voldoende luminositeit om in detail

de eigenschappen van het Z^0 deeltje te bepalen. Na enkele miljoenen Z^0 deeltjes verzameld te hebben, werd in 1996 vervolgens de energie van beide bundels verhoogt naar $\sim 80 \text{ GeV}$; de drempel waarboven twee reële W deeltjes geproduceerd kunnen worden. In 2000 werd door LEP de record energie van $\sqrt{s} = 209.2 \text{ GeV}$ bereikt.



Figuur 9.19: Het CERN versneller complex bezit de grootste circulaire machine ter wereld ($\sim 27 \text{ km}$).

Inmiddels zijn de experimenten aan de LEP-ring ontmanteld en is de volledige elektronen/positronenversneller uit de tunnel verwijderd om plaats te maken voor de Large Hadron Collider (LHC [20]).



Figuur 9.20: Het ontwerp van de 10 Tesla supergeleidende LHC dipool magneet met dubbele boring.

In de LHC zullen twee protonenbundels ieder versneld worden tot een energie van 7000 GeV . Om deze hoogenergetische protonen in hun baan te houden, wordt de volledige ring uitgerust met supergeleidende magneten. In tegenstelling tot de situatie bij LEP, bezitten de deeltjes nu in beide bundels dezelfde lading! Figuur 9.20 toont hoe de 15 m lange supergeleidende LHC dipool magneet met een dubbele boring (prototype $\sim 10\text{ Tesla}$) beide bundels in hun baan kan houden. Medio 2006 is de industriële productie van de supergeleidende magneten vrijwel afgerond. Figuur 9.21 laat de start van de installatie van de dipolen zien (links, gewicht 35 ton!) en een opname van een tunnelsectie in het najaar van 2005 (rechts).



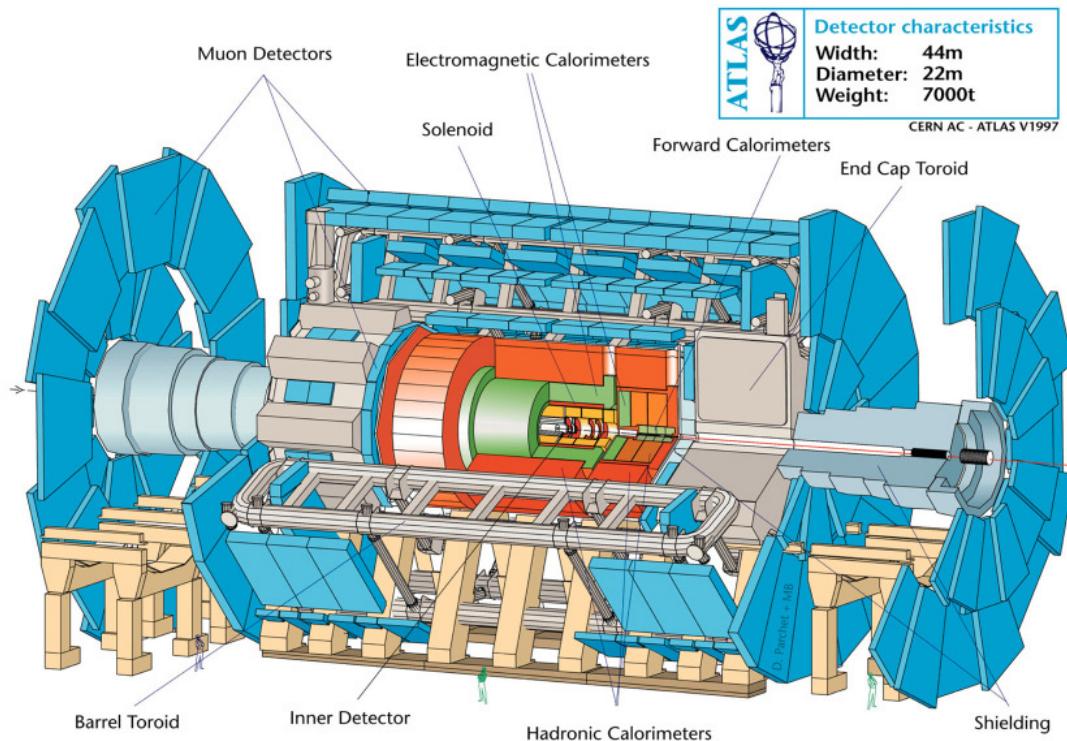
Figuur 9.21: Op 7 maart 2005, wordt de eerste 15 meter lange dipool naar beneden getakeld om geïnstalleerd te worden in de LHC tunnel (links). Najaar 2005 zijn grote delen van de versneller bijna operationeel (rechts).

Om de bundel in een opslagring zo lang mogelijk in stand te houden, is het noodzakelijk om de bundelpijp waarbinnen de deeltjes zich bevinden, zo goed mogelijk te evacueren. Aangezien de deeltjes soms langer dan een dag in de machine rondlopen, leiden botsingen met residuen in de bundelpijp tot bundeldestabilisatie en ongecorreleerde interacties. vergeleken met lineaire versnellers en synchrotrons dient een hoogvacuüm gehandhaafd te worden (10^{-10} Torr/sec tegen 10^{-6} Torr/sec). Het ontwikkelen van hoogvacuüm systemen voor deeltjesversnellers heeft tot veel innovaties in de vacuümtechnologie geleid.

De LHC heeft vier interactiepunten waar experimenten geplaatst worden. Nederland levert een bijdrage aan 3 experimenten: ATLAS [21] (Figuur 9.22 en Figuur 9.23), LHC-B [22] en ALICE [23]. Het vierde interactie punt vormt de locatie voor twee experimenten te weten CMS [24] en TOTEM [25]. Dit laatste experiment concentreert zich op fysica processen waarbij detectie van deeltjes onder kleine hoek met de bundelas een belangrijke rol speelt en werkt (gedeeltelijk) in coïncidentie met CMS. Het ALICE experiment zal zich vooral concentreren op botsingen tussen zware ionen; de LHC is zo ontworpen dat ook volledig geïoniseerde zware elementen versneld kunnen worden.

Tot slot is in **[Error! Bookmark not defined.]** een gedetailleerd overzicht te vinden van de parameters van huidige generatie machines. Echter, geen van deze machines komt met zijn bundelenergie ook maar enigszins in de buurt van de energie die sommige kosmische deeltjes (tot

$\sim 10^{20} \text{ eV} !)$ bezitten en die onze aarde bombarderen.



Figuur 9.22: Opengewerkt ontwerp van de ATLAS detector aan de LHC bij het CERN.



Figuur 9.23: Installatie (augustus 2005) van de laatste van 8 supergeleidende 25 m lange toroïdes ligt op schema zodat ATLAS in 2007 de eerste proton-proton botsingen kan registreren.

- [1] Heinrich Geißler, 1815 - 1879, Duitse fysicus.
- [2] William Crookes, 1832 - 1919, Britse chemicus/fysicus.
- [3] J.D. Cockcroft, 1897 - 1967, Britse fysicus, Nobelprijs 1951 (fysica).
- [4] E.T.S. Walton, 1915 - 1995, Ierse fysicus, Nobelprijs 1951 (fysica).
- [5] Robert Jemison Van de Graaff, 1901 – 1967, Amerikaanse fysicus.
- [6] Wideröe, 1901 – 1967, Noorse fysicus.
- [7] Luis Walter Alvarez, 1911 – 1988, Amerikaanse fysicus, Nobelprijs 1968 (fysica).
- [8] Milton Stanley Livingston, 1905 – 1986, Amerikaanse fysicus.
- [9] Ernest David Courant, 1920 – , Duitse/Amerikaanse fysicus.
- [10] Hartland Sweet Snyder, 1913 – 1962, Amerikaanse fysicus.
- [11] Nicholas Constantine Christofilos, 1916 – 1972, Amerikaanse/Griekse fysicus.
- [12] Voor een afleiding zie bijvoorbeeld: <http://scienceworld.wolfram.com/physics/LarmorPower.html>.
- [13] Bruno Touschek, 1921 – 1987, Oostenrijkse fysicus.
- [14] <http://www.lns.cornell.edu/>.
- [15] <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/>.
- [16] <http://www.slac.stanford.edu/>.
- [17] <http://www.slac.stanford.edu/accel/pepii/home.html>.
- [18] <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/>.
- [19] <http://www-sld.slac.stanford.edu/sldwww/sld.html>.
- [20] <http://lhcb.web.cern.ch/lhc/>.
- [21] <http://atlas.ch/>,
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/index.html>.
- [22] <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>.
- [23] <http://aliceinfo.cern.ch/>.
- [24] <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html>.
- [25] <http://totem.web.cern.ch/Totem/>.