

Kapitel 1

Historische Entwicklung, Grundlagen

1. Historische Entwicklung, Grundlagen

Die Erforschung der Materie, ihre Grundbausteine und der zwischen ihnen wirkenden Kräfte ist ein elementares Anliegen der Physik. Beim Studium der Materie müssen außerordentlich kleine Dimensionen erforscht werden, die im Bereich $d < 10^{-15} \text{ m}$ liegen.

Sichtbares Licht mit Wellenlängen im Bereich von $\lambda \sim 550 \text{ nm}$ ist nicht in der Lage solche Strukturen aufzulösen. Um die Wellenlänge in den Bereich von $\lambda \sim d$ zu bringen, benötigt man eine Photonenenergie von

$$E_\gamma = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} = \frac{6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 2.997 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{10^{-15} \text{ m}} = 1.99 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 1.2 \text{ GeV}$$

Durch Bremsstrahlung erzeugte Photonen erhält man durch Elektronen mit 1.2 GeV Energie. Diese müssen daher eine Spannung von $1.2 \cdot 10^9 \text{ V}$ durchlaufen haben.

Desgleichen geht mit hochenergetischen Teilchen. Welle-Teilchen Dualismus →
De Broglie-Wellenlänge

$$\lambda_B = \frac{h}{p} = \frac{h \cdot c}{E} \quad \longrightarrow \quad E = \frac{h \cdot c}{\lambda_B}$$

Motivation, Basics

Für Protonen $Q = 1$, $m_p = 1.672 \cdot 10^{-27}$ kg entsprechen 1.2 GeV

$$E_{Kin} = E - E_o = \gamma \cdot m_0 c^2 - m_0 c^2 = (\gamma - 1) m_0 c^2 \quad (1.1)$$

$$E_o = m_{0p} c^2 = 1.5 \cdot 10^{-10} J = 938 MeV$$

➔
$$\gamma = 1 + \frac{E_{kin}}{m_0 c^2} = 1 + \frac{1.2 \cdot 10^9 eV}{9.38 \cdot 10^8 eV} = 2,28$$

Das Elektronenvolt:

$$1 eV = e \cdot U = 1.6022 \cdot 10^{-19} J$$

$$10^3 = 1 \text{ keV}, \quad 10^6 = 1 \text{ MeV},$$

$$10^9 = 1 \text{ GeV}, \quad 10^{12} = 1 \text{ TeV}$$

Particle	Charge (coulomb)	Mass (kg)	Rest Energy (MeV)	A	Z	Z*
Electron (β particle)	-1.60×10^{-19}	9.11×10^{-31}	0.511	—	—	—
Proton	$+1.60 \times 10^{-19}$	1.67×10^{-27}	938	1	1	1
Deuteron	$+1.60 \times 10^{-19}$	3.34×10^{-27}	1875	2	1	1
Triton	$+1.60 \times 10^{-19}$	5.00×10^{-27}	2809	3	1	1
He ⁺	$+1.60 \times 10^{-19}$	6.64×10^{-27}	3728	4	2	1
He ⁺⁺ (α particle)	$+3.20 \times 10^{-19}$	6.64×10^{-27}	3728	4	2	2
C ⁺	$+1.6 \times 10^{-19}$	1.99×10^{-26}	1.12×10^4	12	6	1
U ⁺	$+1.6 \times 10^{-19}$	3.95×10^{-25}	2.22×10^5	238	92	1

2. Relativistische Kinematik

$$\beta = \frac{v}{c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \gamma^2 - 1 = \frac{1}{1-\beta^2} - 1 = \frac{1-1+\beta^2}{1-\beta^2} = \frac{\beta^2}{1-\beta^2} = \gamma^2 \beta^2 \quad \blacktriangleright \quad \gamma \cdot \beta = \sqrt{\gamma^2 - 1}$$

$$p = \gamma \cdot m_0 \cdot v = \gamma \cdot \beta \cdot m_0 c = m_0 c \sqrt{\gamma^2 - 1}$$

→ Relativistischer Impuls

$$p = \sqrt{(\gamma m_0 c)^2 - m_0^2 c^2} \quad (1.2)$$

$$p^2 = m^2 c^2 - m_0^2 c^2 \quad \Rightarrow \quad p^2 \cdot c^2 = (m c^2)^2 - (m_0 c^2)^2 = E^2 - (m_0 c^2)^2$$

→ relativistische Gesamtenergie

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \gamma m_0 c^2 \quad (1.3)$$

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\gamma m_0 v \cdot c}{\gamma m_0 c^2} = \frac{p \cdot c}{E}$$

$$E_{Kin} = \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) m_0 c^2 \quad \rightarrow \quad \text{für } v \ll c \text{ gilt} \quad E_{Kin} \approx \left(1 + \frac{1}{2} \beta^2 - 1 \right) m_0 c^2 = \frac{1}{2} m_0 v^2$$

3. Das Zyklotron

Bei Linearbeschleunigern wachsen mit höherer Energie die Längen der Maschinen und damit die Kosten entsprechend an. Daher lenkt man die Teilchen auf Kreisbahnen, so dass diese eine Beschleunigungsstrecke mehrfach durchlaufen.

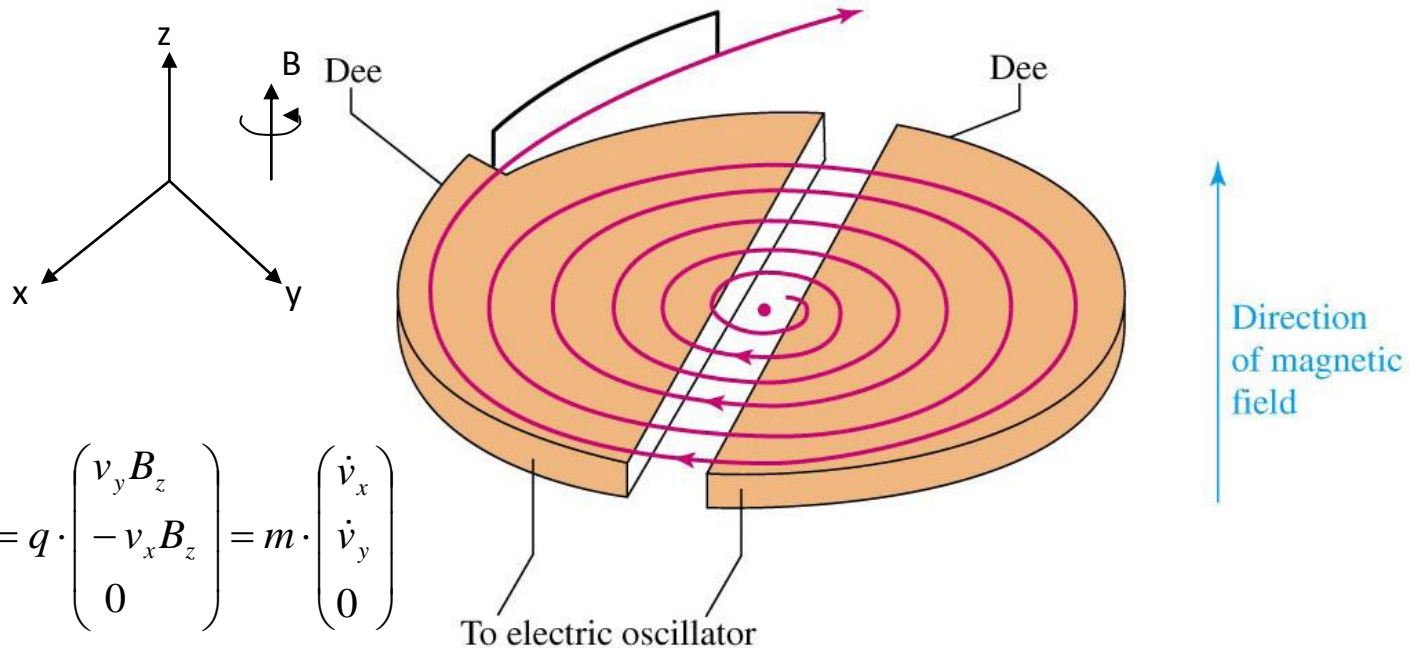
Der erste Kreisbeschleuniger, der entwickelt wurde, ist das **Zyklotron** (1930 von E.O. Lawrence an der Universität von Kalifornien vorgeschlagen). Dies wurde 1931 von Livingston experimentell demonstriert und 1932 gab es das erste nutzbare Zyklotron mit einer maximalen Energie von $E = 1.2 \text{ MeV}$.

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = \frac{d}{dt}(m\vec{v})$$

$$= q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$$

Bewegung im Zyklotron läuft in der x, y-Ebene.

$$\dot{\vec{p}} = \begin{pmatrix} \dot{p}_x \\ \dot{p}_y \\ 0 \end{pmatrix} = q \cdot \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_z \end{pmatrix} = q \cdot \begin{pmatrix} v_y B_z \\ -v_x B_z \\ 0 \end{pmatrix} = m \cdot \begin{pmatrix} \dot{v}_x \\ \dot{v}_y \\ 0 \end{pmatrix}$$



Das Zyklotron

$$\Rightarrow \begin{cases} m \cdot \dot{v}_x = q \cdot B_z \cdot v_y \\ m \cdot \dot{v}_y = -q \cdot B_z \cdot v_x \end{cases} \quad \left| \frac{\partial}{\partial t} \right. \Leftrightarrow \begin{cases} \ddot{v}_x - \frac{q}{m} B_z \cdot \dot{v}_y = 0 \\ \ddot{v}_y + \frac{q}{m} B_z \cdot \dot{v}_x = 0 \end{cases} \quad \curvearrowright \begin{cases} \ddot{v}_x + \frac{q^2}{m^2 B_z^2} \cdot v_x = 0 \\ \ddot{v}_y + \frac{q^2}{m^2 B_z^2} \cdot v_y = 0 \end{cases}$$

Lineare DGL 2. Ordnung \rightarrow Schwingungsgleichung

Lösungen: $v_x(t) = v_{ox} \cos(\omega_c t)$, $v_y(t) = v_{oy} \sin(\omega_c t)$

Daraus folgt die Zyklotronfrequenz $\omega_c = \frac{q}{m} \cdot B_z$ (1.4)

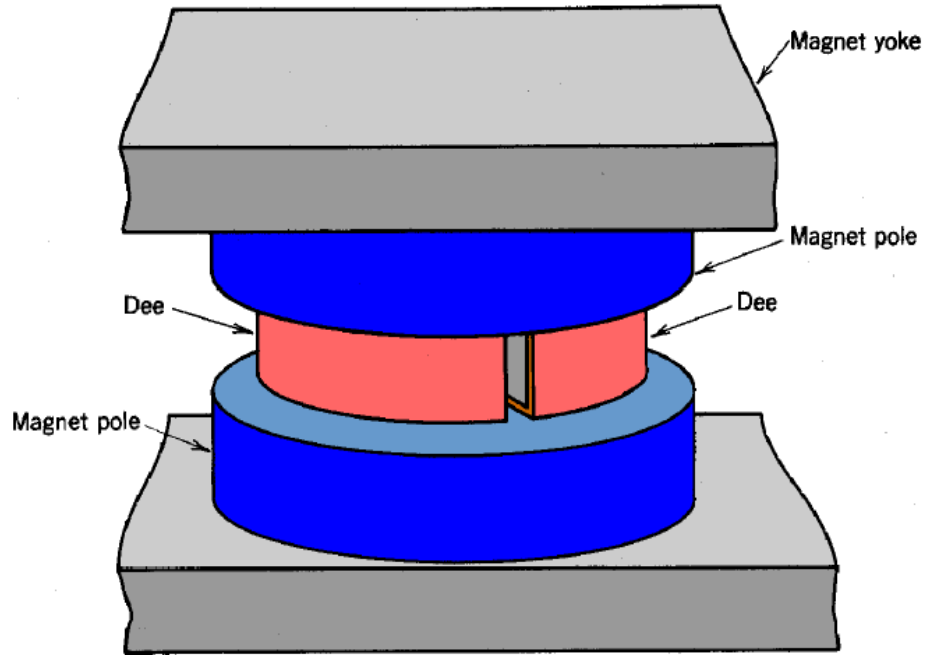
Beispiel: α -Teilchen: $q = 1 \cdot e$, $m = 4m_u$ $m_u = 1.6606 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

Mit $B_z = 1.5 \text{ T}$ folgt $\omega_c = \frac{1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As}}{4 \cdot 1.6606 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} \cdot 1.5 \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} = 3.6 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{s}} \Rightarrow f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = 5.76 \text{ MHz}$

Die Beschleunigung erfolgt über die D-förmigen Elektroden, die sogenannten „Dees“. Mit klassischen Zyklotrons werden p-, d- und α -Teilchen auf bis zu 22 MeV beschleunigt, so dass die Bewegung noch hinreichend nicht relativistisch ist. Für 22 MeV Protonen gilt:

$$\gamma = 1 + \frac{E_{Kin}}{m_0 c^2} = 1 + \frac{2 \cdot 10^7 \text{ eV}}{9.38 \cdot 10^8 \text{ eV}} = 1.023 \quad \Rightarrow \quad \beta = \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = 0.213 \hat{=} 21.3\% \ c$$

Das Zyklotron



Oben erkennt man den typischen Aufbau eines Zyklotrons.
Bei höheren Energien ändert sich die Zyklotronfrequenz mit steigender Teilchenmasse.

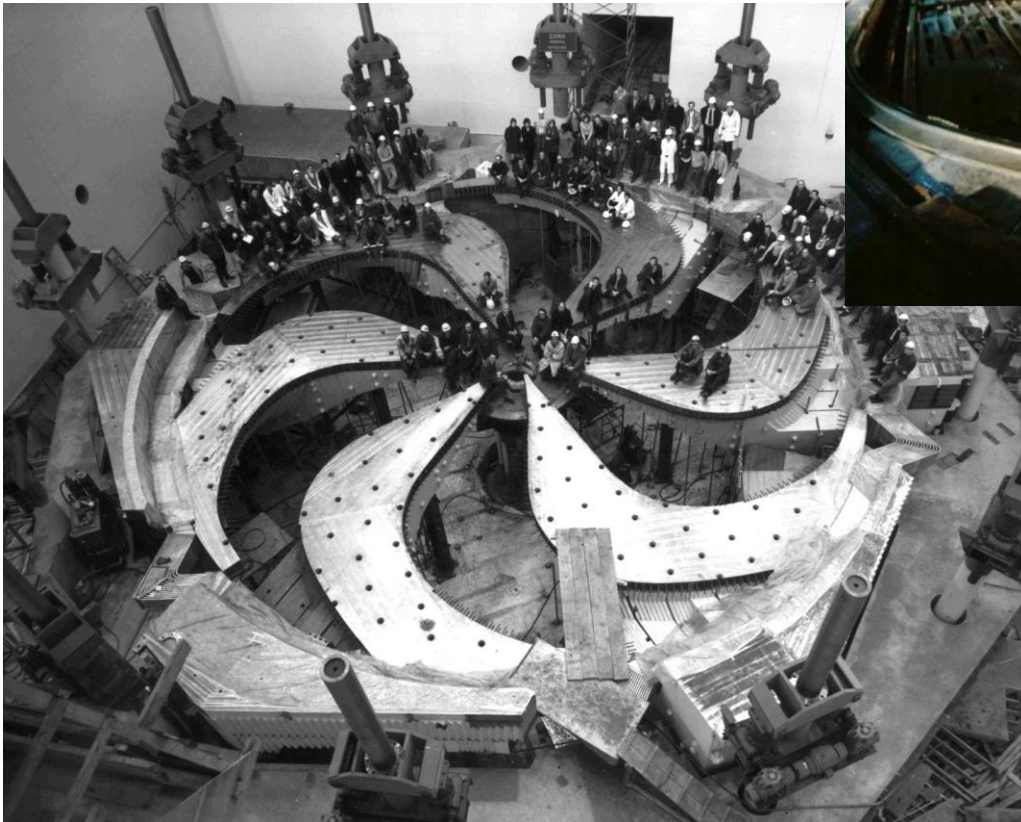
$$m = \gamma \cdot m_o = m(E) \quad \Rightarrow \quad \omega_c(E) = \frac{q \cdot B_z}{\gamma m_o} \quad \omega_c = const = \frac{q \cdot B_z(r)}{m_o \cdot \gamma(r)}$$

Führt man dagegen $\omega_{HF} = \omega_c(E)$ hoch, so hat man ein Synchrozyklotron, welches nur gepulst zu betreiben ist. Ändert man das Magnetfeld so, dass ω_c konstant bleibt (siehe oben), so hat man ein Isochronzyklotron vorliegen. Dies wird auch Sektorzyklotron genannt.

Das Zyklotron

Das größte Zyklotron weltweit:

Am TRIUMF in Vancouver:
500 MeV Protonen



Zusammenhang zwischen Impuls und
Bahnradius r:

$$\omega_c = \frac{q \cdot B_z}{\gamma m_o} \Rightarrow \gamma m_o \omega_c \cdot \rho = q \cdot B_z \cdot \rho$$

$$\Rightarrow m \cdot v = p = q \cdot B_z \cdot \rho$$

Das Zyklotron: der K-Wert

$$p^2 = m_0^2 c^2 (\gamma^2 - 1) = m_0 \cdot m_0 c^2 (\gamma - 1)(\gamma + 1) = m_0 \cdot E_{kin} (\gamma + 1) \quad \blacktriangleright \quad E_{kin} = \frac{p^2}{m_0(\gamma + 1)}$$

$$\frac{E_{kin}}{A} = \frac{p^2}{(\gamma + 1)m_u} \cdot \frac{1}{A^2} = \frac{B^2 \cdot \rho^2 \cdot q^2}{(\gamma + 1)m_u} \cdot \frac{1}{A^2} \quad \text{mit (*)} \quad \Rightarrow \quad \frac{E_{kin}}{A} = \frac{(B \cdot \rho)^2 \cdot e^2}{(\gamma + 1)m_u} \left(\frac{Q}{A}\right)^2 = K \left(\frac{Q}{A}\right)^2$$

$$\text{mit } K = \frac{(B \cdot \rho)^2 e^2}{(\gamma + 1)m_u} \quad \rightarrow \quad \text{nicht relativistisch } K = \frac{(B \cdot \rho)^2 e^2}{2m_u} \quad (1.5)$$

Beispiel: $B = 1.5 T, \rho = 2 m$ und Protonen, nicht relativistisch

$$K = \frac{(1.5T \cdot 2m)^2 \cdot (1.602 \cdot 10^{-19} As)^2}{1.6606 \cdot 10^{-27} kg \cdot 2} = 6.95 \cdot 10^{-11} \frac{V^2 s^2 m^2 A^2 s^2}{m^4 kg} = 6.95 \cdot 10^{-11} \frac{kg^2 \cdot \frac{m^4}{s^4} \cdot s^2}{m^2 kg} = 6.95 \cdot 10^{-11} kg \cdot \frac{m^2}{s^2}$$

→ $K = 434 \text{ MeV}$ (Das wäre natürlich relativistisch!)

Extraktion: Wenn V_o der Energiegewinn pro Umlauf darstellt, gilt nach N Umläufen:

$$\frac{Q^2}{A^2} \cdot K_N = E_{kin} = e \cdot N \cdot V_o = \frac{e^2 \cdot B^2 \cdot \rho^2}{2m_u} \cdot \frac{Q^2}{A^2} \quad \Rightarrow \quad \rho = \sqrt{\frac{2m_u \cdot N \cdot V_o}{e} \cdot \frac{1}{B} \cdot \frac{A}{Q}}$$

Der Radius ρ geht mit der Wurzel aus der Umlaufzahl N . Daher wird die Separation der Orbits immer kleiner → schwierig entsprechende Septa zu designen

4. Das Synchrotron

Limitierte HF-Leistung stimulierte die Entwicklung von zirkularen/Kreis-Beschleunigern. Auch geringste HF-Felder sind in Kreis-Beschleunigern effektiv nutzbar (Teilchen nutzen wiederholt gleiches HF-Feld). Die Entwicklung in der Elementarteilchenphysik erfordert immer höhere Strahlenergien, die mit Zyklotronen nicht erreichbar sind. Mit steigendem E_{kin} gilt

$$m \frac{v^2}{R} = q \cdot v \cdot B \Rightarrow R = \frac{\gamma m_0 \cdot \beta c}{q \cdot B} \Rightarrow R = \frac{\gamma m_0 c^2 \cdot \beta}{q \cdot c \cdot B} = \frac{E \cdot \beta}{q \cdot c \cdot B} \quad (1.6)$$

Für relativistische Teilchen:
$$R = \frac{E}{q \cdot c \cdot B}$$

Da man Magnetfelder nicht beliebig stark machen kann, wächst der Radius schnell auf mehrere Meter.

Beispiel: 1 GeV Protonen = $1.602 \cdot 10^{-10}$ J

Eisenmagnet: $B \sim 1.2$ T $\rightarrow R = 4,7$ m

Supraleitend: $B \sim 5$ T $\rightarrow R = 1,13$ m

Oder $E = 100$ GeV $\rightarrow R = 280$ m (Eisenmagnet)

Daher setzt man die Ionen auf ortsfeste Bahn mit einem relativ großen aber konstanten Biegeradius. Das Feld wird nur im Bereich der Bahn von relativ schmalen Magneten erzeugt.

R bleibt dann konstant, wenn $E/B = \text{const.}$ Daher muss B „synchron“ mit der Energie E hochgefahren werden. Ein nach diesem Prinzip arbeitender Kreisbeschleuniger wird deshalb „**Synchrotron**“ genannt. Für die Umlauffrequenz bildet die Zyklotronfrequenz die Basis. Aus (1.6) ergibt sich

$$q \cdot B \cdot R = \gamma \cdot m_0 \cdot \beta \cdot c \quad \Rightarrow \quad \beta \cdot \gamma = \frac{q \cdot B \cdot R}{m_0 c} = \sqrt{\gamma^2 - 1}$$

$$\omega^2 = \frac{(q \cdot B)^2}{m^2} = \frac{(q \cdot B)^2}{m_0^2 \cdot \gamma^2} = \frac{(q \cdot B)^2}{m_0^2 \cdot (1 + \beta^2 \gamma^2)} = \frac{(q \cdot B)^2}{m_0^2 \cdot \left(1 + \frac{q^2 B^2 R^2}{m_0^2 c^2}\right)}$$

$$\omega = \frac{q \cdot B}{m_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{q^2 B^2 R^2}{m_0^2 c^2}}} \quad (1.7)$$

Wie ändert sich nun B mit der Umlauffrequenz im Synchrotron?

$$\dot{\omega} = \frac{q}{m_0} \left[\dot{B} \left(1 + \frac{q^2 B^2 R^2}{m_0^2 c^2}\right)^{-1/2} - \frac{B}{2} \left(1 + \frac{q^2 B^2 R^2}{m_0^2 c^2}\right)^{-3/2} \cdot 2 \frac{q^2 R^2}{m_0^2 c^2} B \dot{B} \right] = \frac{q}{m_0} \left[\frac{\dot{B}}{\gamma} - \dot{B} \frac{q^2 B^2 R^2}{m_0^2 c^2} \cdot \frac{1}{\gamma^3} \right]$$

Das Synchrotron

$$\dot{\omega} = \frac{q}{m_0} \frac{\dot{B}}{\gamma^3} \Leftrightarrow \frac{d\omega}{dB} = \frac{q}{m_0} \frac{1}{\gamma^3} \quad (1.8)$$

Für hochrelativistische Strahlen ist die zeitliche Änderung der Umlauffrequenz vernachlässigbar:

Zur Beschleunigung dienen HF-Resonatoren welche bei folgenden Frequenzen betrieben werden:

$$L = n \cdot \lambda_{HF} = \frac{n \cdot c}{f_{HF}}$$

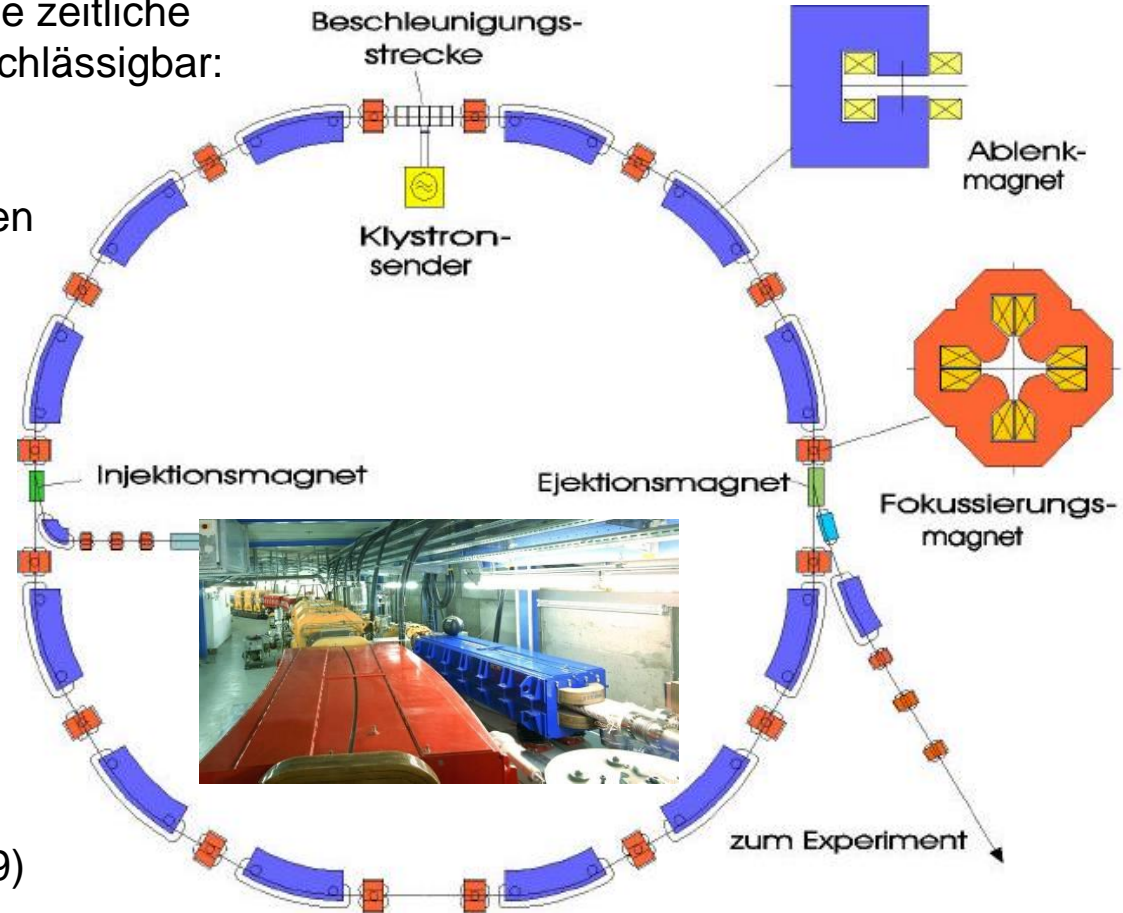
n = ganze Zahl,
L = Umfang des Rings

Umlauffrequenz

$$f_u = \frac{1}{T_u} = \frac{\beta \cdot c}{L} \approx \frac{\beta \cdot c}{2\pi R} = \frac{qB}{2\pi \cdot \gamma \cdot m_0}$$

$$\longrightarrow f_{HF} = h \cdot f_u = \frac{h}{L} \cdot \beta c \quad (1.9)$$

h = Harmonische der Umlauffrequenz



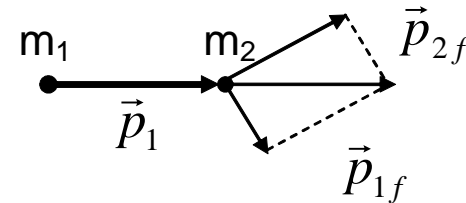
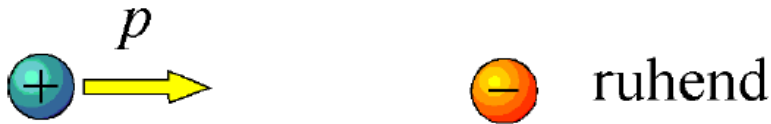
Übersicht Kreisbeschleuniger

Prinzip	Energie γ	Geschwindigkeit v	Orbit r	Feld B	Frequenz f_{RF}
Zyklotron	1	variabel	$\propto v$	const.	const.
Synchro-Zyklotron	var.	var.	$\propto p$	$B(r)$	$\propto \frac{B(r)}{\gamma(t)}$
Isochron-Zyklotron	var.	var.	$r = f(p)$	$B(r, \varphi)$	const.
Proton/Ion-Synchrotron	var.	var.	R	$\propto p(t)$	$\propto v(t)$
Elektron-Synchrotron	var.	var.	R	$\propto p(t)$	const.

5. Physik der Teilchenkollision

In der Hochenergiephysik werden die Beschleuniger dazu verwendet, Teilchenkollisionen bei möglichst hohen Energien zu ermöglichen. Die einfachsten Experimente sind „fixed target“ Experimente. Schießt man auf ein ruhendes Target, so geht der größte Teil der Energie durch den Rückstoß verloren.

Schauen wir uns dazu die Kinematik zunächst im ruhenden Laborsystem (K) an. Wir betrachten nur den einfachen Fall $m_1 = m_2 = m$:

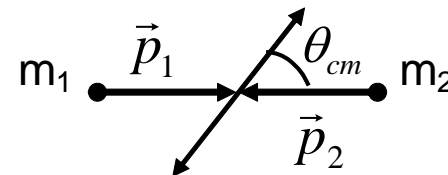


Geschwindigkeit: $u_1 = u$ $u_2 = 0$

Impuls: $p_1 = p$ $p_2 = 0$

Energie: $E_1 = \frac{p \cdot c}{\beta}$ $E_2 = m_0 c^2$ $\gamma_1 = \frac{E_1}{m_0 c^2}$ $\gamma_2 = 1$

Wechsel in das Schwerpunktsystem K':



Geschwindigkeit: $u'_1 = v = \frac{p'_1}{m_1} \quad u_2 = -v = \frac{p'_2}{m_2}$

Impuls: $p'_1 = p' \quad p_2 = -p'$

Energie: $E'_1 = \frac{p' \cdot c}{\beta'} = E'_2 \Rightarrow \gamma'_1 = \frac{E'_1}{m_0 c^2} = \gamma'_2$

Das Schwerpunktsystem bewegt sich mit der Geschwindigkeit u gegen das Laborsystem. Die im Stoß umgesetzte Energie im K' ist:

$$E^* = 2\gamma' m_0 c^2 \quad (1.10)$$

Um die Reaktionsenergie berechnen zu können, müssen wir γ' über die Lorentztransformation ermitteln. Die Teilchen bewegen sich in die x -Richtung. Die Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems gegen das Laborsystem ist $v = \beta_M c = \frac{u}{2}$. Der Zusammenhang von γ und γ' lässt sich dann wie folgt ermitteln:

$$\gamma' = \frac{\gamma + 1}{\sqrt{2\gamma + 2}} = \sqrt{\frac{\gamma}{2} + \frac{1}{2}} \quad \text{oder} \quad \gamma' \approx \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \quad \text{wenn } \gamma \gg 1 \quad (1.11)$$

Im nichtrelativistischen Fall ist $\gamma = 1$ und damit auch $\gamma' = 1$.

Das Verhältnis von nutzbarer Energie $E^* = 2\gamma' m_{01} c^2$ zur Energie des Teilchen 1 im Laborsystem ist

$$\eta = \frac{E^*}{E_1} = \frac{2\gamma' m_{01} c^2}{\gamma m_{01} c^2} = \frac{2\gamma'}{\gamma} \quad \longrightarrow \quad \eta = \frac{2\gamma'}{\gamma} \approx \frac{\sqrt{2\gamma}}{\gamma} = \sqrt{\frac{2}{\gamma}} \quad \text{wenn} \quad \gamma \gg 1$$

Der Wirkungsgrad der Reaktion wird also sehr klein mit großem γ . Denn die erforderliche Energie, um Teilchen zu erzeugen ist in diesem Fall

$$\frac{E^{*2}}{E_1^2} = \frac{2}{\gamma} = \frac{2m_{01}c^2}{E_1} \Rightarrow E_1 = \frac{E^{*2}}{2m_{01}c^2} \quad (1.12)$$

Beispiel: B-Mesonen mit Hilfe von Elektronenstrahlen:

$$m_{0e}c^2 = 511 \text{ keV}, E^*(B\text{-Mesonen}) = 9.47 \text{ GeV} \Rightarrow E_1 = \frac{(9.47 \cdot 10^9)^2 \text{ eV}^2}{2 \cdot 5.11 \cdot 10^5 \text{ eV}} = 8.78 \cdot 10^{13} \text{ eV} = 87750 \text{ GeV}$$

→ Daher besser: Kollidierende Strahlen mit gleicher Energie ($K = K'$):

$$\Rightarrow E^* = E_1 + E_2 = 2E$$



Die gesamte Energie beider Strahlen steht zur Verfügung.

6. Der Collider

Prinzip des „Colliders“ und der Speicherung der Teilchen im Speicherring erlaubt die vollständige Nutzung der kinetischen Energie der Teilchen für den Stoßprozess.

Bei Stoßprozessen sind die Reaktionsraten pro Sekunde

$$\dot{N}_p = \frac{dN_p}{dZ} = \delta_p \cdot L \quad \delta_p = \text{Wirkungsquerschnitt}$$

Die Luminosität ergibt sich zu

$$L = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{f_u \cdot N_1 \cdot N_2}{\delta_x \cdot \delta_y} \quad (1.13)$$

N_i = Teilchenzahl pro Einzelstrahl

δ_x, δ_y = Strahldimension am Kollisionspunkt

f_u = Bunchfrequenz (Rep-rate)

Für eine zweidimensionale Gaußverteilung der Strahlintensität mit den Standardabweichungen erhält man gerade in Wechselwirkungsfläche

$$A_{\text{int}} = 4\pi\delta_x \cdot \delta_y$$

Dies kann auch über die Emittanz ausgedrückt werden mit $\delta_x = \sqrt{\varepsilon_{xx'}\beta_x}$

$$L = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{f_u \cdot N_1 \cdot N_2}{\sqrt{\beta_x \varepsilon_{xx'}} \cdot \sqrt{\beta_y \varepsilon_{yy'}}} \quad (1.14)$$

Oder mit den Strahlströmen pro Sekunde:

$$N_1 = N_2 = \frac{I}{ef_u} \quad \Rightarrow \quad L = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{I^2}{f_u \delta_x \delta_y \cdot e^2}$$

Die geringe Zahl an Reaktionen wird beim Speicherring durch die hohe Frequenz der Kollisionen beim Umlauf der Teilchen ausgeglichen.

Die erste Idee zu einem Collider wurde schon 1943 von Kollath, Touchek und Wiederö geäußert. Jedoch erst 1955 gab es ein detailliertes Konzept von Kerst und dann O'Neill. Voraussetzung: Sehr gutes Vakuum

Ionenspeicherringe:

LEAR am CERN, TSR in Heidelberg, ESR an der GSI, CELSIUS in Uppsala (Schweden), COSY in Jülich (FZJ), LHC am CERN