Strahlemittanz

Bedeutung der Strahlemittanz ε in Speicherringen

- Strahlquerschnitt $\sigma \propto \sqrt{\beta\varepsilon}$
- Luminosität $\mathcal{L} \propto 1/\sqrt{\beta_x \varepsilon_x \beta_y \varepsilon_y}$
- Liouville-Theorem: Strahlmittanz ist Erhaltungsgröße im Beschleuniger
- Synchrotronstrahlung vergrößert/verkleinert Emittanz durch Quantenanregung/Dämpfung

$\longrightarrow$ Minimierung durch Optimierung der Magnetgitter und Magnetstärken

$\triangleright$ optimale Parameter im *isomagnetischen Beschleunigerring* (alle Magnete haben gleiche Stärke und Länge) am Eintrittspunkt der Ablenkmagnete (Index 0) bei verschwindender Dispersion ($\eta_0, \eta_0' = 0$):

$$\alpha_{0,\mathrm{opt}} \approx 15\,, \quad \beta_{0,\mathrm{opt}} \approx \sqrt{\frac{12}{5}}\ell_b\,, \quad \langle\mathcal{H}\rangle_{\mathrm{min}} \approx \frac{\Theta^3\rho}{4\sqrt{15}}\,, \quad \varepsilon_{0,\mathrm{opt}} \approx 3.84 \times 10^{-13}\mathrm{m} \cdot \frac{\gamma_r^2\Theta^3}{4\sqrt{15}} \quad \text{(vgl. Folie 10.4)}$$

Twiss-Parameter α, β, Phasenraumellipse durch Dispersion $\mathcal{H}$, Gleichgewichtsemittanz ε, Dipollänge ℓ_b, Ablenkradius ρ, Ablenkwinkel $\Theta \equiv \ell_b/\rho$ im Dipol, Lorentzfaktor γ_r

weitere Verringerung der Emittanz durch Dispersion η, $\eta' < 0$: $\quad \langle\mathcal{H}\rangle_{\eta,\mathrm{min}} \approx \langle\mathcal{H}\rangle_{\mathrm{min}} + \frac{1}{\sqrt{5}}(\frac{5}{3}\eta_0 + 6\eta_0'\ell_b)\Theta$

NB: Emittanz $\propto$ (Teilchenenergie)^2 und $\propto$ (Ablenkwinkel $\Theta = \ell_b/\rho$)^3

$\longrightarrow$ Niedrig-Emittanzringe: viele kurze Magnete mit großem Ablenkradius, geringe Teilchenenergie

Optimale Emittanz in Collider-Speicherring

- Luminosität $\mathcal{L} = f \frac{N_1}{AB} N_2 = f \frac{N_1}{4\pi\sigma_x\sigma_y B} N_2$ (Strahlquerschnitts $A = 4\pi\sigma_x\sigma_y$, Umlauffrequenz f, Teilchenzahl in Strahlen $N_{1,2}$, Bunch-Anzahl B)
- Betatron-Tune-Verschiebung für B Bunche und insgesamt N Teilchen:

$$\delta Q_y \propto \frac{N\beta_y}{B\sigma_y(\sigma_x+\sigma_y)} \quad \longrightarrow \quad N_{1,2} \propto \left(\frac{\delta Q_y}{\beta_y}\right) B\sigma_y(\sigma_x+\sigma_y) \approx \left(\frac{\delta Q_y}{\beta_y}\right) B\sigma_y\sigma_x$$

(Elektronenstrahlen wg. Synchrotronstrahlung i.A. flach: $\sigma_y \ll \sigma_x$)

$\rightarrow$ Luminosität am Kollisionspunkt ($\beta \rightarrow \beta^*$):
hängt von Betatron-Tune-Verschiebung ab !

$$\boxed{\mathcal{L} \propto f \cdot \left(\frac{\delta Q_y}{\beta_y^*}\right)^2 \sigma_x\sigma_y B}$$

- Bei Betatron-Tune-Verschiebung $\delta Q_y \leq \delta Q_{\text{max}} = \text{const.}$ (Limitierung durch Stabilität)

▷ Maximierung der Luminosität $\mathcal{L}$ am Kollisionsort:

  - $\beta_y^* \rightarrow$ min. durch *Low Beta Insertions*
    (auch gen. *Minibeta-Quadrupole* $\widehat{=}$ Fokussierungsmagnete nahe Kollisionsort)
  - große Strahlemittanz $\varepsilon \quad \rightarrow \quad \sigma_{x,y} \propto \sqrt{\varepsilon_{x,y}\beta_{x,y}}$ groß
  - viele Bunche B
  - hohe Kollisionsfrequenz f