Anhang E :
Anmerkungen zu den COSY Strahldiagnoseelementen

Wall-Gap Monitor

Man betrachtet Strahl und Strahlrohr wie einen Koaxialleiter, in dem der Strahl Felder im TEM-Mode (Transverse-Electric-Magnetic) erzeugt [GRE78]. Der gebunchte Strahl bewegt sich entlang der z-Achse mit einer relativistischen Geschwindigkeit v. Entwickelt man die Ladung dieses Strahlpaketes in eine Fourierreihe, so ist die Fourierkomponente der Wellenlänge λ gegeben durch [CUP77]

$$\rho(\lambda, z) = A_\lambda \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}\left(vt + z_\lambda - z\right)\right]\frac{\delta(x - x_0)\delta(y - y_0)}{e_1 e_2} \qquad \text{(E.1)}$$

A_λ : Amplitude
$2\pi z_\lambda/\lambda$: Phase
x,y : Koordinaten der Ebene senkrecht zu z, die durch e_1 und e_2 aufgespannt wird

Der Strahl wird dabei als infinitesimal dünn mit Sollposition (x_0,y_0 = Strahlrohrmitte) angenommen. Durch Lorenztransformation in das mitbewegte System erhält man für die elektrischen Felder (* für ruhendes System)

$$E_x = -\gamma\frac{\partial E^*}{\partial x}, \quad E_y = -\gamma\frac{\partial E^*}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial E^*}{\partial z^*} \qquad \text{(E.2)}$$

mit $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta = \frac{v}{c}$

Die senkrecht auf dem Strahlrohr stehende Feldkomponente $E_n(t)$ erzeugt zu einem Zeitpunkt t=0 auf der Strahlrohrwand im Abstand s die Flächenladungsdichte $\sigma(s,z)=\varepsilon_0 E_n(0)$. Zusätzlich wird durch die bewegte Ladung ein azimutales Magnetfeld B_s erzeugt :

$$B_s = \frac{\beta}{c}E_n \qquad \text{(E.3)}$$

Nimmt man für das Material des Strahlrohrs einen idealen Leiter an, dann wird durch das elektrische Feld eine dem Teilchenpaket entsprechende Flächenladungsdichte auf der Innenwand erzeugt. Durch das parallel zur Rohrwand verlaufende Magnetfeld entsteht ein Strom in z-Richtung $I(s,z)=-B_s/\mu_0$. Es fließt also ein dem Strahlstrom entgegengesetzter Spiegelstrom. Betrachtet man nun das Strahlrohr an einer beliebigen Stelle z=0, so würde dort normalerweise ein gesamter Strom von

$$I = -\int_0^{2\pi} sv\sigma(\varphi, z)d\varphi \qquad \text{(E.4)}$$

fließen. Durch den Einbau des WCM wird an den Widerständen eine strahlproportionale Spannung erwartet. Dies gilt allerdings nur für ein ideal leitendes Strahlrohr. Im realen Leiter werden Felder beim Eindringen in die Wand gedämpft. Die Tiefe, nach der sie auf 1/e abgefallen sind, ist die Skintiefe d

$$d = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu_0\mu_L\sigma_L\omega}} \qquad \text{(E.5)}$$

μ_L : Permeabilität des Leiters
σ_L : Leitfähigkeit des Leiters

Feldkomponenten mit hohen Frequenzen ω verhalten sich wegen der geringen Skintiefe wie bei einem idealen Leiter. Mit abnehmender Frequenz nimmt die Skintiefe zu, die Feldkomponenten werden stärker gedämpft, da sie vom Strahlrohr nicht mehr vollständig eingeschlossen werden. Der Spiegelstrom beinhaltet also nur die hohen Frequenzanteile ρ des Strahlstroms. Dies bedeutet aber im vorliegenden Fall keine signifikante Einschränkung, da der zirkulierende Strahl nur Frequenzen oberhalb der Umlauffrequenz besitzt. Außerdem werden niederfrequente Anteile des Signals bei der Messung ausgefiltert.

Beam-Current Transformer

Da der primäre Rückkopplungszweig des BCT nur auf Wechselspannungsanteile des Strahlstroms reagieren kann, ist ein zusätzlicher Sensor für Korrekturen im Gleichspannungsbereich erforderlich. Dazu werden von einem Spannungsgenerator (Modulator, Frequenz f_0, Amplitude U_0) zwei weichmagnetische Toroide A und B mit den Windungen N_A und N_B erregt (siehe Abb. 2.3). Da die Windungen entgegengesetzt gleich sind, ergibt sich bei gleichen Abmessungen und Materialeigenschaften ein magnetischer Fluß von $\phi_A=-\phi_B$. Wird um beide Toroide eine gemeinsame Wicklung gelegt, so sind die induzierten Teilspannungen entgegengesetzt gleich und es resultiert am Demodulatoreingang eine Eingangsspannung

$$\Delta U=U_A-U_B=0. \qquad \text{(E.6)}$$

Fließt nun ein Strahlstrom I_0, so überlagern sich die magnetischen Flüsse vom Modulator und vom Strahlstrom in den Toroiden. Wegen der unterschiedlichen Polarität von ϕ_A und ϕ_B wird die Differenzspannung mit I_0 anwachsen. Bei einer sinusförmigen Ansteuerung der Spulen ergibt sich ein Fluß von

$$\Phi_x = \frac{U_0}{N_x}\cdot\frac{1}{\omega_0}\cdot\sin\left(\omega_0 t-\frac{\pi}{2}\right) \quad , x = A, B \qquad \text{(E.7)}$$

In der gemeinsamen Sekundärwicklung führt der Strahlstrom zu einer Differenzspannung mit einer Frequenz von $2f_0$, die einem Demodulator zuführt wird. Das demodulierte Signal U_D wird auf den Verstärker gegeben, wo es als Korrektursignal verwendet wird.
Alle weiteren Elemente dienen zur Komplettierung der Verstärkerrückkopplung und zur Kompensation von Fehlspannungen. So kompensieren T2 und C2 über eine Hilfsspule einen verbleibenden Anteil der Modulationsspannung im Ausgangssignal. Damit hochfrequente Signalkomponenten nur über den aktiven Rückkopplungszweig auf R gelangen, wird mit R1 und C1 eine Impedanzanpassung vorgenommen.
Je nach technischer Auslegung des BCT sind unterschiedliche Bandbreiten und Auflösungen möglich [BUR90].

Beam Position Monitor

Von den ursprünglich an COSY eingesetzten BPM mit rechteckigem und rundem Querschnitt werden nur noch solche mit rundem Querschnitt eingesetzt, so daß hier nur dieser Fall betrachtet wird. Entsprechend der Ausführungen zum WCM wird auf den Elektroden des BPM eine Flächenladungsdichte erzeugt.
Der Sollwert des Signals, der an einer Elektrode abgegriffen wird, beträgt für $l_B >> l$

$$U_m = \frac{1}{2} \cdot \frac{e_0 l \cdot N_b}{l_B C_e} \tag{E.8}$$

l : Elektrodenlänge
N_b : Teilchen pro Bunch
l_B : Bunchlänge
C_e : Kapazität der Elektrode nach Masse

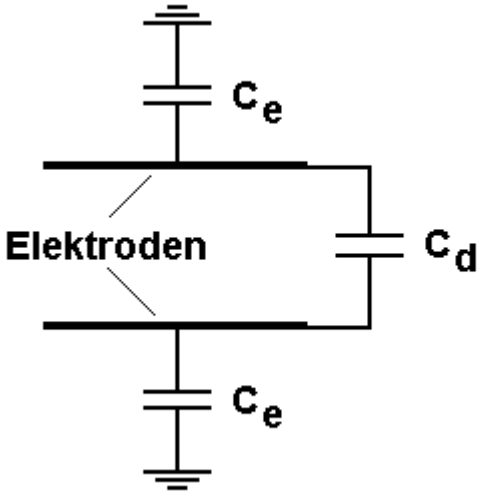

Abb. E1 : Am BPM beteiligte Kapazitäten

Der Proportionalitätsfaktor für das Lagesignal gemäß Gl. (2.2.5) ergibt sich zu

$$\varepsilon_x = \frac{2}{D} \cdot \frac{C_e}{C_e + 2C_d} \tag{E.9}$$

Darin ist C_d die Koppelkapazität zwischen den beiden Elektroden (Abb. E1). D ist der Durchmesser des Zylinders bzw. der Abstand zwischen den Elektroden im allgemeinen Fall.