

DESY H-17

Hamburg, den 29. April 1968

VERGLEICH ZWISCHEN TRAVELLING-WAVE- UND RESONANZSTRUKTUR

FÜR DAS HOCHFREQUENZSYSTEM DES SPEICHERRINGES

von

H. Gerke

A. Piwinski

I n h a l t

1. Einleitung
2. Berechnung der Travelling-Wave-Struktur
3. Aufbau des Travelling-Wave-Systems
4. Berechnung der Standing-Wave-Struktur
5. Aufbau des Standing-Wave-Systems
6. Vergleich der beiden Systeme

1. Einleitung

Bei den bisher realisierten Kreisbeschleunigern war die Rückwirkung des Strahls auf das Hochfrequenzsystem gering, da das Verhältnis der auf den Strahl übertragenen Leistung zur Verlustleistung in den Beschleunigungsstrecken verhältnismäßig klein war. Bei großen Teilchenströmen, wie sie z.B. im DESY-Speicherring vorgesehen sind, ist die Strahlrückwirkung (beam-loading) so groß, daß eine genauere Betrachtung des Problems erforderlich wird (1). Eine besondere Schwierigkeit entsteht dadurch, daß zur Erreichung einer großen Lebensdauer der gespeicherten Teilchen eine kleine Sollphase gewählt werden muß.

In diesem Bericht werden zwei verschiedene mögliche HF-Strukturen und Anordnungen betrachtet, mit denen die Hochfrequenzleistung auf den Strahl übertragen werden kann, und zwar die Linac-Struktur (Travelling-Wave) und die Resonanzstruktur (Standing-Wave). Es wird ihre Realisierbarkeit, ihr technischer Aufwand und ihre Stabilität untersucht.

Bei den Rechnungen ist davon ausgegangen worden, daß in der ersten Ausbaustufe des Doppelspeicherrings je Strahl zwei Sender mit jeweils 250 KW HF-Leistung installiert werden. Jeder Sender arbeitet auf vier Beschleunigungsabschnitte. Als Frequenz wurden 500 MHz gewählt, da hierfür bereits Röhren zur Verfügung stehen und bei Vorbeschleunigung im Synchrotron Umspeicherungsverluste vermieden werden.

2. Berechnung der Travelling-Wave-Struktur

Zwischen der Leistung P_0 , die am Anfang in einen Linearbeschleuniger mit einer Constant-Impedance-Struktur eingespeist wird, und der Leistung P_e , die den Beschleuniger am Ende verläßt, besteht folgender Zusammenhang (2):

$$\sqrt{P_e} = \sqrt{P_0} e^{-\tau} - I \sqrt{\frac{R}{2\tau}} (1 - e^{-\tau})$$

$$\tau = \alpha \cdot L, \quad R = R' \cdot L$$

$$2\alpha = \frac{E^2}{R'P} = \text{Verlustleistung pro Länge / Durchlaufende Leistung}$$

$$R' = \text{Shunt-Impedance pro Länge}$$

$$L = \text{Länge der Struktur}$$

$$I = \text{Beschleunigter Strom}$$

Die Formel ist jedoch nur dann richtig, wenn die Bunche sehr kurz sind und genau im Spannungsmaximum der beschleunigenden Welle mitlaufen. Wenn ein Phasenunterschied zwischen dieser Welle und dem Bunch besteht, kann man die Welle in zwei mit einem Phasenunterschied von 90° voneinander getrennte Teilwellen zerlegen, wobei das Spannungsmaximum einer Teilwelle mit dem Bunch zusammenfällt. Der Strom I entzieht dann nur einer Teilwelle Energie, während die andere vom Strom unbeeinflusst bleibt.

Die Leistungen der beiden Teilwellen am Ende der Struktur sind dann gegeben durch:

$$\sqrt{P_{e1}} = \sqrt{P_o} e^{-\tau} \sin \delta_1 - I \sqrt{\frac{R}{2\tau}} (1 - e^{-\tau})$$

$$\sqrt{P_{e2}} = \sqrt{P_o} e^{-\tau} \cos \delta_1$$

$$P_e = P_{e1} + P_{e2}$$

δ_1 ist der Phasenwinkel (Anfangswinkel) zwischen eintretender HF-Welle und Teilchenbunch.

Der Zusammenhang zwischen P_o und P_e ist den Abbildungen 1) und 2) zu entnehmen. Hierbei ist δ_2 der Phasenwinkel zwischen der aus der Struktur heraustretenden HF-Welle und dem Teilchenbunch.

$$\tan \delta_2 = \frac{\sqrt{P_{e1}}}{\sqrt{P_{e2}}}$$

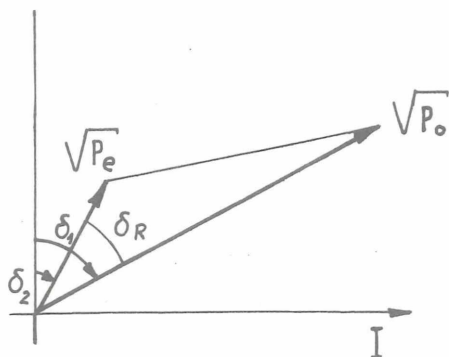


Abb. 1

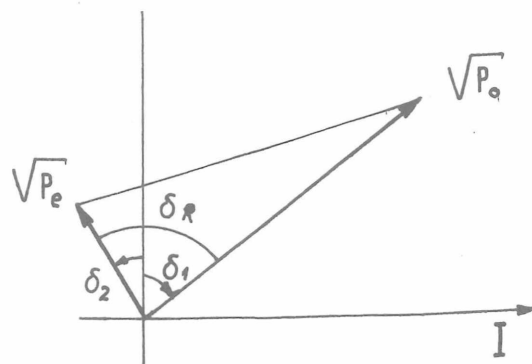


Abb. 2

Bei sehr großem Teilchenstrom wird die Teilwelle P_1 aufgezehrt, bevor sie das Ende der Struktur erreicht hat. Der Teilchenstrom gibt dann anschließend Energie mit um 180° gedrehter Phase an die Struktur ab, wodurch der Austrittsphasenwinkel δ_2 der HF-Welle negativ wird (Abb.2).

Der differentielle Spannungsgewinn eines Elektrons, das mit der Welle P_1 läuft, ergibt sich aus der Definition für α und ist

$$E \, dz = \sqrt{2\alpha R' P_1} \, dz$$

Die Gesamtspannung, die dieses Elektron durchlaufen hat, ergibt sich durch Integration

$$U_1 = \sqrt{\frac{2RP_o}{\tau}} (1 - e^{-\tau}) \sin \delta_1 - IR \left(1 - \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau}\right)$$

Die gegenüber dem Teilchenstrom um 90° gedrehte Spannung U_2 ergibt sich zu

$$U_2 = \sqrt{\frac{2RP_o}{\tau}} (1 - e^{-\tau}) \cos \delta_1$$

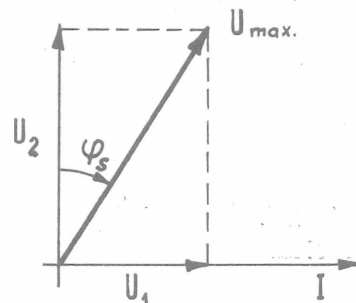


Abb. 3

Der Sollphasenwinkel ist gegeben durch

$$\tan \phi_s = \frac{U_1}{U_2} = \tan \delta_1 - \frac{I}{\cos \delta_1 \sqrt{2P_o}} \left(\frac{1}{1 - e^{-\tau}} - \frac{1}{\tau} \right) \approx \tan \delta_1 - \frac{I}{2 \cos \delta_1} \sqrt{\frac{R\tau}{2P_o}}$$

Durch Eliminierung von δ_1 und U_2 findet man die Gleichung

$$(U_1 + IR (1 - \frac{1-e^{-\tau}}{\tau}))^2 + U_1^2 \cot^2 \phi = \frac{2RP_0}{\tau} (1 - e^{-\tau})^2$$

Der Zusammenhang zwischen U_1 und I ist in Diagramm 1 dargestellt. Die Anfangsleistung P_0 ist aus technischen Gründen auf 500 KW cw begrenzt. Die Größen R und τ sind so zu wählen, daß bei dem kleinsten zulässigen Phasenwinkel die erforderliche maximale Beschleunigungsspannung noch erreicht werden kann. Die maximale Spannung erhält man für $I = 0$

$$U_{1\max} = \sqrt{\frac{2RP_0}{\tau}} (1 - e^{-\tau}) \sin \phi \approx \sqrt{2R\tau P_0} \sin \phi$$

da $\tau \ll 1$ ist.

$R \cdot \tau$ sollte jedoch nicht viel größer sein als für die maximale Spannung erforderlich ist, da der maximal erreichbare Strom bei kleiner Beschleunigungsspannung mit $1/\sqrt{R\tau}$ abfällt. Für $U_1 = 0$ erhält man

$$I_{\max} = \sqrt{\frac{2P_0}{R\tau}} \frac{1 - e^{-\tau}}{1 - \frac{1-e^{-\tau}}{\tau}} \approx 2 \sqrt{\frac{2P_0}{R \cdot \tau}}$$

Da der Speicherring sowohl bei 3 GeV (hohe Umfangsspannung) als auch bei kleinen Energien mit möglichst hohem Teilchenstrom (großes beam-loading) betrieben werden soll, muß bei der Auslegung der Struktur ein Kompromiß gefunden werden. Optimalisierungsrechnungen haben gezeigt, daß für den Betrieb mit 2 Sendern und 8 Strukturen je Strahl diese For-

derungen erfüllt werden, wenn $R \cdot \tau = 8 \cdot 10^4 \Omega$ ist. Für den $2\pi/3$ -Mode ist dann bei einer Strukturlänge von 1.4 m (nach Slater und Neal) (3) $R' = 17 \text{ M}\Omega/\text{m}$, $\tau = 3.5 \cdot 10^{-3}$, $\alpha = 2,5 \cdot 10^{-3}/\text{m}$ und das Verhältnis von Blendendurchmesser zu Strukturdurchmesser gleich 0.39.

3. Aufbau des Travelling-Wave-Systems

Die Berechnungen haben gezeigt, daß in der Struktur eine große durchlaufende Hochfrequenzleistung benötigt wird, von der jedoch nur ein kleiner Teil auf den Strahl übertragen wird. Da pro Beschleunigungsabschnitt eine verhältnismäßig kleine HF-Leistung zur Verfügung steht, ist es zweckmäßig, die aus der Struktur austretende Leistung über ein Feedback-System phasenrichtig in den Eingang zurückzukoppeln. Abb.4 zeigt die prinzipielle Anordnung eines solchen Systems.

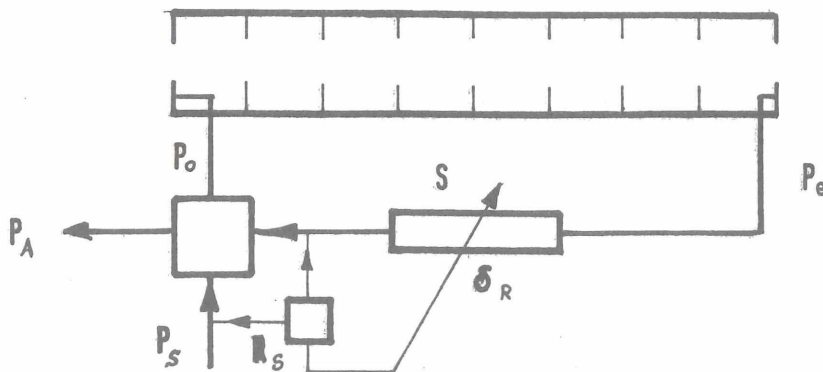


Abb. 4

Die reflexionsfreie Addition der Sender- und Rücklaufleistung (P_e und P_s) wird mit einem Hybrid vorgenommen. Das

Teilerverhältnis des Hybrids wird so gewählt, daß bei maximaler Strahlbelastung und richtiger Phasenlage keine Absorberleistung (P_A) auftritt. Da mit jedem 250 KW-Sender vier Strukturen betrieben werden, ist die maximale Leistung P_S ins Hybrid 62 KW. Mit Rücksicht auf die Belastung der HF-Koppelfenster muß die in der Schleife umlaufende Leistung auf 500 KW begrenzt werden. Daraus ergibt sich für das Hybrid ein Teilerverhältnis 1:8.

Als Funktion des Strahlstroms und des Energiegewinns ändert sich der Winkel δ_R zwischen eintretender und austretender HF-Leistung. Dieser Winkel muß in der Feedback-Schleife kompensiert werden. An den Eingängen des Hybrids wird die Phase zwischen Sender- und Rücklaufleistung gemessen, und mit Hilfe des daraus gewonnenen Signals wird der in der Schleife angeordnete Phasenschieber S nachgestellt.

Da der Stellbereich des Phasenschiebers begrenzt ist (z.B. auf 120°), sind auch die Grenzwerte für δ_1 und δ_2 durch

$$\delta_R = \delta_1 - \delta_2$$

bestimmt, wobei δ_1 durch

$$\sin \delta_1 \approx \frac{U_1 - \frac{R_T}{2} I}{\sqrt{2P_0 R_T}}$$

und δ_2 durch

$$\sin \delta_2 \approx \frac{U_1 - \frac{3}{2} R_T I}{\sqrt{2R_T \sqrt{P_0 + R_T I^2} - IU_1}}$$

gegeben sind.

Neben der Phasenrückstellung ε_R müssen Amplitude und Phase des Senders so nachgeregelt werden, daß die integrierte Spannung U_1 und die Sollphase ϕ_s eingehalten werden.

Ein wesentliches technologisches Problem stellen bei dieser Anordnung die HF-Koppelfenster dar, die für eine Leistung von 500 KW cw ausgelegt sein müssen. Da es zur Zeit Koaxialfenster nur für maximal 250 KW cw gibt, müßte die Leistung über jeweils zwei parallel geschaltete Fenster ein- und ausgekoppelt werden. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß Fenster für die volle HF-Leistung unter Verwendung von Berylliumoxydkeramik entwickelt werden können.

Die Verlustleistung einer Travelling-Wave-Struktur mit kleinem τ ist sehr gering. Sie wird näherungsweise bestimmt durch

$$P_v \leq P_o (1 - e^{-2\tau})$$

Für $P_o = 500$ KW und $\tau = 3,5 \cdot 10^{-3}$ treten maximal 3,5 KW Verlustleistung je Struktur auf. Außerdem ist eine Travelling-Wave-Struktur mit kleinem τ unempfindlich gegen Temperaturschwankungen. Die Änderung der Spannung als Funktion der Frequenzänderung ist nach SLAC (4)

$$\frac{\Delta U}{U} = \left(Q \frac{\Delta f}{f} \right)^2 \left(\frac{2\tau e^{-2\tau} (1+\tau)}{1 - e^{-2\tau}} - 1 \right) \approx - \tau \left(Q \frac{\Delta f}{f} \right)^2$$

Q = Kreisgüte der Struktur

f = Arbeitsfrequenz

Mit
$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta D}{D} = \alpha_{\tau} \Delta T$$

D = Strukturdurchmesser

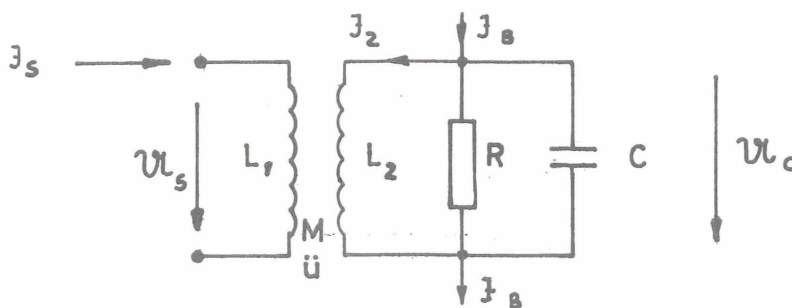
α_{τ} = Temperaturkoeffizient
 $= 2,5 \cdot 10^{-5} / ^{\circ}\text{C}$ für Kupfer

ergibt sich bei 4°C Temperaturänderung eine Spannungsabweichung von nur 1 %.

In Diagramm 2 sind die optimalen Betriebsdaten für die oben angegebenen Strukturdaten in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen.

4. Berechnung der Standing-Wave-Struktur

Ein Cavity läßt sich in der Nähe der Resonanzfrequenz durch das folgende Ersatzschaltbild beschreiben:



$$M^2 = L_1 L_2$$

$$\ddot{u}^2 = \frac{L_1}{L_2}$$

$$\omega_c^2 = \frac{1}{L_2 C}$$

$$Q = \frac{R}{\omega_0 L_2}$$

Der Strom I_B wird im Cavity von der 500 MHz-Komponente des Strahls induziert, die bei sehr kurzen Bunchen doppelt so groß ist wie der normalerweise angegebene Gleichstromwert des Strahls. Der Kopplungsfaktor vom Strahl auf das Cavity ist (5)

$$k = \frac{\sin \frac{\pi d}{\lambda}}{\frac{\pi d}{\lambda}} = \frac{2}{\pi}$$

Die Beziehung zwischen dem induzierten Cavitystrom I_B und dem Gleichstromanteil I_B des Strahls lautet dann

$$I_B = \frac{4}{\pi} \cdot I_B$$

Die Leistungsbeziehungen für das Ersatzschaltbild lauten:

$$\text{Senderleistung} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{u_s^* I_s\} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{u_c^* I_2\}$$

$$= \frac{1}{2} \operatorname{Re}\left\{u_c^* \left(u_c \frac{1}{R} - u_c j\omega C + I_B\right)\right\}$$

$$= \frac{1}{2} \frac{|u_c|^2}{R} + \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{u_c^* I_B\} = P_c + P_B$$

$$P_c = \frac{1}{2} \frac{|u_c|^2}{R} = \text{Verlustleistung im Cavity}$$

$$P_B = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{u_c^* I_B\} = \text{von Strahl aufgenommene Leistung}$$

Damit die gesamte vom Sender gelieferte Leistung in das Cavity gelangt, muß dieses unter Berücksichtigung der Belastung durch den Strahlstrom an den Hohlleiter angepaßt sein, d.h. es müssen die folgenden zwei Bedingungen erfüllt sein

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{u_s}{j_s} \right\} = Z$$

$$\operatorname{Im} \left\{ \frac{u_s}{j_s} \right\} = 0$$

wobei Z der Wellenwiderstand des Hohlleiters ist. Das Ersatzschaltbild liefert folgende Gleichung

$$u_s = j\omega L_2 (u^2 j_s + u j_2)$$

$$u_c = j\omega L_2 (u j_s + j_2)$$

$$u_c = - (j_2 - j_B) \frac{R}{1 + j\omega CR}$$

Hierbei ist $\frac{\omega_s}{2\pi}$ die Senderfrequenz oder die Arbeitsfrequenz der Cavitys. Eliminiert man aus den letzten drei Gleichungen die Größen u_s , j_s und j_2 und benutzt die beiden Anpassungsbedingungen, so bekommt man zwei Gleichungen für die Arbeitsfrequenz und für die Ankopplung:

$$\frac{\omega_c}{\omega_s} = 1 + \frac{R |j_B|}{2Q |u_c|} \cdot \cos \phi$$

$$u^2 = \frac{Z}{R} \left(1 + \frac{R |j_B|}{2Q |u_c|} \sin \phi \right)$$

Die Sollphase ϕ_s ist gegeben durch die Beziehung

$$\phi_{u_c} - \phi_{j_B} = \frac{\pi}{2} - \phi_s$$

Im Falle einer Fehlanpassung wird ein Teil der Senderleistung am Eingang des Cavity's reflektiert. Die Spannungsamplitude der vom Sender kommenden Welle sei α_1 und die der reflektierten Welle α_2 . Am Eingang des Cavity's gelten dann die Beziehungen

$$\alpha_1 + \alpha_2 = u_s$$

$$\alpha_1 - \alpha_2 = Z \cdot I_s$$

Der Reflexionsfaktor ist gegeben durch

$$\mathcal{H} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{u_s - Z I_s}{u_s + Z I_s}$$

Elimination der Größen u_s und I_s mit Hilfe der durch das Ersatzschaltbild gegebenen Beziehungen liefert für $\mathcal{H}$ den Ausdruck:

$$\mathcal{H} = \frac{j\omega_s \left(\ddot{u}^2 \frac{R}{Z} - 1 \right) + Q(\omega_s^2 - \omega_c^2) - j\omega_s \ddot{u} \frac{R I_B}{\alpha_1}}{j\omega_s \left(\ddot{u}^2 \frac{R}{Z} + 1 \right) - Q(\omega_s^2 - \omega_c^2)}$$

Wählt man die Anpassungsbedingungen für das leerlaufende Cavity, d.h. $\omega_c = \omega_s$, $\ddot{u}^2 = \frac{Z}{R}$, und betrachtet das Cavity bei Belastung mit dem Strom I_B , so erhält man für die Leistung einen Reflexionsfaktor

$$|\mathcal{H}|^2 = \frac{V^2}{4 + 4 V \sin \phi + V^2}$$

$$\text{mit } V = \left| \frac{R I_B}{u_c} \right|$$

Denselben Reflexionsfaktor erhält man, wenn man die Kopplung und die Frequenz für den Strom $\mathcal{I}_B$ anpaßt und das Cavity im Leerlauf betrachtet. Für große Werte von V , d.h. $V \gg 1$, wird der Reflexionsfaktor nahezu 1, d.h. es ist nicht mehr möglich, mit konstanter Anpassung den Ring mit Teilchen zu füllen.

Da eine Verschiebung der Resonanzfrequenz der Cavitys leichter durchzuführen ist als eine Änderung der Kopplung, möge der Fall betrachtet werden, bei dem die Frequenz an den jeweiligen Strom $\mathcal{I}_B$ angepaßt, die Kopplung jedoch fest eingestellt ist für Reflexionsfreiheit bei $\mathcal{I}_{Bo}$ und $\mathcal{U}_{co}$.

$$V = \left| \frac{R \mathcal{I}_B}{\mathcal{U}_c} \right|, \quad V_o = \left| \frac{R \mathcal{I}_{Bo}}{\mathcal{U}_{co}} \right|$$

Dann wird der Reflexionsfaktor

$$\mathcal{R} = \frac{V_o \sin \phi_{so} - V \sin \phi_s}{2 + V_o \sin \phi_{so} + V \sin \phi_s}$$

Es seien Frequenz und Kopplung an die Belastung angepaßt. Eine kleine Änderung des Strahlstromes liefert dann den Reflexionsfaktor

$$|\mathcal{R}|^2 = \frac{V^2}{4 + 4V \sin \phi + V^2} \left| \frac{\Delta \mathcal{I}_B}{\mathcal{I}_B} \right|^2$$

Ebenso liefert eine Änderung der HF-Leistung einen Reflexionsfaktor

$$|\mathcal{R}|^2 = \frac{V^2}{4 + 4V \sin \phi + V^2} \left(\frac{\Delta P}{2P} \right)^2$$

Statistische Schwankungen und plötzliche Sprünge der Cavityspannung und Cavityphase führen zu einer Aufweitung des Strahles bzw. zu seinem Verlust. Den Zusammenhang zwischen den Schwankungen des Senders und denen der Cavityspannung liefern folgende Gleichungen

$$\frac{\Delta U_c}{U_c} = \left(1 + \frac{V(2\sin\phi - V\cos 2\phi)}{4 + 4V\sin\phi + V^2} \right) \frac{\Delta P}{2P} - \frac{2V\cos\phi(1 + V\sin\phi)}{4 + 4V\sin\phi + V^2} \Delta\psi$$

$$\Delta\phi = - \frac{V\cos\phi(1 + V\sin\phi)}{4 + 4V\sin\phi + V^2} \frac{\Delta P}{P} - \left(1 + \frac{V(2\sin\phi - V\cos 2\phi)}{4 + 4V\sin\phi + V^2} \right) \Delta\psi$$

$\Delta\psi$ ist eine sprunghafte Änderung der Phase der Senderspannung.

Aus der letzten Gleichung folgt, daß eine Änderung der Senderphase eine Abweichung der Sollphase von der gleichen Größenordnung hervorruft.

5. Aufbau des Standing-Wave-Systems

Wie beim Travelling-Wave-System muß auch beim Standing-Wave-System als Funktion von Energie und Teilchenstrom die Amplitude und Phase des Senders nachgeregelt werden.

Die Strahlrückwirkung auf das System kann jedoch nicht außerhalb des Resonators nachgeregelt, sondern muß durch Änderung der Resonanzfrequenz des Cavity's kompensiert werden. Die An-

derung der Resonanzfrequenz bei Beamloading ist:

$$\begin{aligned}\Delta f_c &= f_c \frac{2}{\pi} \frac{RI_B}{QU_c} \cos \phi_s \\ &= f_c \frac{2R}{\pi Q} \frac{I_B}{U_T} \sin 2\phi_s\end{aligned}$$

U_T ist der auf ein Cavity bezogene Anteil der Umfangsspannung, die als Funktion der Energie zur Deckung der Strahlungsverluste aufgebracht werden muß.

Diese Änderung kann mit einem radial in das Cavity eintauchenden Abstimmstempel realisiert werden. Abmessung und Eintauchtiefe des Stempels müssen so bemessen werden, daß eine Störung des elektrischen Feldes am Sollkreis vermieden wird. Außerdem soll die Stempelverlustleistung klein gegen die Cavityverlustleistung sein. Technisch läßt sich eine Verstimmung um etwa 2°/oo realisieren. Obige Gleichung zeigt, daß für eine bestimmte Energie (bestimmtes U_T) bei gegebenem Phasenwinkel ϕ_s der Strom I_B durch die maximal mögliche Verstimmung begrenzt wird.

Wie die Rechnung zeigte, muß neben der Änderung der Resonanzfrequenz auch die Kopplung zwischen Sender und Resonator variiert werden, d.h. das Übersetzungsverhältnis $\bar{u}$ muß als Funktion von Energie und Teilchenstrom geändert werden. Das würde bedeuten, daß entweder eine technisch schwierige variable Ankoppelschleife am Cavity vorgesehen oder eine komplizierte Anordnung in der Zuleitung installiert werden müßte. Außerdem würde eine weitere Regelschleife im System erforderlich sein. Geht man davon aus, daß nur bei hoher Energie

die gesamte vorhandene HF-Leistung zur Verfügung stehen muß und somit bei niedrigen Energien eine Eingangsreflexion am Cavity in Kauf genommen werden kann, so ist eine Anordnung mit festeingestellter Kopplung möglich. Die Kopplung wird dann so eingestellt, daß bei 3 GeV und maximalem Strom (0,6A bei zwei Sendern je Strahl) keine Reflexion auftritt. In Diagramm 4 sind der Reflexionsfaktor und die entsprechenden Leistungen als Funktion der Energie bei den jeweils maximalen Teilchenströmen aufgetragen.

Bei den Rechnungen wurde angenommen, daß je Strahl 2 Sender auf 8 $\lambda/2$ -Einzelresonatoren arbeiten. Jeder Resonator hat eine Impedanz R von 3 M Ω und eine Güte Q von 40 000. Die Verwendung von Mehrkreisresonatoren mit einer entsprechend höheren Impedanz ist nicht möglich, da hierdurch eine Strahlstrombegrenzung bei kleinen Energien erfolgen würde. Außerdem wird beim Einzelresonator, bei dem keine Koppelblenden und damit auch keine Feldminima vorhanden sind, die Ansammlung ionisierter Teilchen (Iontrapping) am Sollkreis vermieden.

In den Diagrammen 3) und 4) sind die für die Speicherringbedingungen durchgeführten Rechnungen eines Standing-Wave-Systems dargestellt. Dabei bedeuten die Cavityverlustleistung

$$P_c = \frac{U_c^2}{2R}$$

und die auf den Strahl übertragene Leistung

$$P_B = \frac{\pi U_T \cdot I_B}{4} = U_c \cdot I_B \frac{2}{\pi} \sin \phi_s$$

6. Vergleich der beiden Systeme

Beide Anordnungen erfordern 3 Regelschleifen zur Anpassung von Amplitude und Phase des Senders an die Betriebsbedingungen und zur Nachstellung der durch den Strahl hervorgerufenen Rückwirkung im Beschleunigungssystem (ϕ_R bzw. $\Delta\omega$).

Das besonders empfindliche HF-Koppelfenster ist beim Standing-Wave-System viel unkritischer, da es nur mit ca. 1/8 der Leistung belastet wird, dagegen ist das Standing-Wave-System schmalbandiger und dadurch empfindlicher gegen Störungen und Fehler in den Regelschleifen.

Der im Feedback-System erforderliche Phasenschieber für 500KW cw mit einem Stellbereich von ca. 120° stellt ein schwieriges technologisches Problem und ein sicher sehr teures Bauelement dar; andererseits werden für das Resonanzsystem Isolatoren benötigt, die besonders bei kleinen Phasenwinkeln für die Entkopplung des Systems erforderlich sind.

Der Einbau des Travelling-Wave-Systems erfordert sehr viel mehr Platz in den geraden Stücken des Speicherringes als es beim Resonanzsystem der Fall ist. Außerdem werden mehr Hohlleiter und Hohlleiterbauteile benötigt.

Die Verlustleistung in der Travelling-Wave-Struktur ist wesentlich geringer als in der Resonanzstruktur.

Durch die Verwendung von Einzel-Resonatoren im Standing-Wave-System wird "ion-trapping" auf jeden Fall vermieden.

Für beide Systeme muß noch genauer untersucht werden, ob bei den sehr kleinen Phasenwinkeln der Energien unterhalb 0.6 GeV die erforderliche Strahlstabilität vorhanden ist. Sollten die Rechnungen zeigen, daß die Phasenwinkel vergrößert werden müssen, so bedeutet das eine Verringerung des gespeicherten Stromes und somit der Luminosität bei diesen Energien.

Die durchgeführten Berechnungen haben gezeigt, daß beide Systeme in bezug auf das Strahlverhalten ungefähr gleichwertig sind, d.h. daß bei gleicher Energie der gespeicherte Strom sowie die erreichbare Luminosität von gleicher Größenordnung sind. In bezug auf die technische Realisierbarkeit besitzt das Travelling-Wave-System jedoch wegen des größeren Aufwandes und einiger noch nicht gelöster technologischer Probleme erhebliche Nachteile.

An dieser Stelle möchten wir Herrn Nesemann für die vielen Diskussionen und die umfangreichen Systemrechnungen danken.

L i t e r a t u r

- (1) M.A. Allen, a.o., RF Cavity for SLAC Storage ring,
SLAC-78, UC-28
- (2) O.A. Waldner, Linejnye Uskoriteli Elektronov
- (3) Neal, Design of Linear-Elektron-Accelerators with
Beam-Loading,
Journal of Applied Physics, Vol. 29, No. 7
- (4) A.L. Eldridge, a.o., Design and Fabrication of the
Accelerator Structure for the Stanford TWO-MILE
Accelerator, SLAC-7, UC-28
- (5) R.E. Collin, Foundations of Microwave Engineering

