

KfK 3976
September 1985

Entwurf einer Synchrotronstrahlungsquelle mit supraleitenden Ablenkmagneten für die Mikrofertigung nach dem LIGA-Verfahren

D. Einfeld, O. F. Hagen, P. R. W. Henkes, R. Klingelhöfer,
B. Krevet, H. O. Moser, G. Saxon, G. Stange
Institut für Kernverfahrenstechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernverfahrenstechnik

KfK 3976

Entwurf einer Synchrotronstrahlungsquelle
mit supraleitenden Ablenkmagneten für die Mikrofertigung
nach dem LIGA-Verfahren

von

D. Einfeld*, O.F. Hagen, P.R.W. Henkes,
R. Klingelhöfer, B. Krevet, H.O. Moser,
G. Saxon**, G. Stange***



* An der Treckfahrt, 2960 Aurich 1

** 32, Thorn Road, Bramhall, Stockport SK7
1. HQ, United Kingdom

*** Krons Kamp 39, 2353 Nortorf

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Entwurf einer Synchrotronstrahlungsquelle mit supraleitenden Ablenkmagneten für die Mikrofertigung nach dem LIGA-Verfahren

Zusammenfassung

Für die Herstellung von Mikrostrukturen mit großem Aspektverhältnis und großer Strukturhöhe wird im Kernforschungszentrum Karlsruhe das sogenannte LIGA-Verfahren entwickelt, das auf einer Kombination von Röntgenlithographie mit Synchrotronstrahlung, Galvanoformung und Kunststoffabformung beruht. Es wird der Entwurf einer an das LIGA-Verfahren angepaßten Speicherring-Synchrotronstrahlungsquelle für eine charakteristische Wellenlänge von 0,23 nm beschrieben, die mit vier supraleitenden 90°-Ablenkmagneten von 4 T arbeitet. Die Elektronen werden mit einem 150 MeV-Mikrotron in den Speicherring injiziert und dort mit zwei Resonatoren auf 1,4 GeV beschleunigt. Die Fokussier- und Korrekturmagnete sind normalleitend ausgeführt. Zur großflächigen Ausleuchtung des mit Synchrotronlicht bestrahlten Targets sind Kippdipole vor und hinter einem Ablenkmagneten vorgesehen, durch die die Elektronenbahnen und damit auch die Synchrotronstrahlung vertikal periodisch gekippt werden können. Für die Konstruktion der supraleitenden Ablenkmagnete wurden drei Industriestudien eingeholt. Technisch besonders attraktiv sind die Entwürfe mit C-Magneten, bei denen die Synchrotronstrahlung auf der gesamten Länge eines Ablenkmagneten durch einen Schlitz das Strahlrohr verläßt. Die nicht verwendete Synchrotronstrahlung wird von einem außerhalb des Heliumkryostaten liegenden Auffänger absorbiert.

A Concept for a Synchrotron Light Source with Superconducting Bending Magnets for the Production of Microstructures by the LIGA-Process

Abstract

At Karlsruhe the LIGA-process - a combination of lithography using synchrotron radiation with galvanofarming and plastic molding - is being developed. Using this process microstructures of large aspect ratio and great structural height may readily be produced. This paper describes the concept of an electron storage ring as a synchrotron light source, adapted to the LIGA-process, having a characteristic wave length of 0,23 nm. Its main feature is the use of four superconducting bending magnets excited up to 4 T. Electrons are injected into the storage ring by a 150 MeV racetrack microtron and consequently accelerated by two RF-cavities to 1.4 GeV. The focussing and correction magnets are of standard, normal conducting design. To facilitate a homogeneous irradiation of large areas deflecting dipoles are introduced to wobble the stored beam in one of the bending magnets. Three studies for the design of the superconducting bending magnets were ordered from different industrial firms. Two designs proposing C-magnets look particularly attractive since the synchrotron radiation escapes through a slit extending over the whole length of the magnet. Thus radiation not used by lithography may be absorbed by water cooled targets outside the helium cryostat.

<u>I n h a l t</u>	<u>Seite</u>
1. Einleitung und Überblick	1
2. Aufbau des Speicherrings	5
2.1 Ablenkmagnete und Quadrupole	5
2.2 Korrekturmagnete	11
2.3 Kippdipole	12
2.4 Touschek-Effekt	16
2.5 HF-System	16
3. Injektion	20
3.1 Einleitung	20
3.2 Das Mikrotron	21
3.3 Injektionsoptik	24
3.3.1 Transferweg	24
3.3.2 Speicherring	24
3.4 Technische Realisierbarkeit	28
3.4.1 Transferweg	28
3.4.2 Speicherring	29
3.4.2.1 Kickermagnete	29
3.4.2.2 Septum	29
3.5 Zusammenfassung zur Injektion	34
4. Supraleitende Ablenkmagnete	35
4.1 Einleitung	35
4.2 Spulenkonzepte für supraleitende Ablenkmagnete	38
4.3 Die Verwendung von Eisen	42
5. Ausschleusung der Synchrotronstrahlung, Kryo- und Vakuumsystem	43
5.1 Einleitung	43
5.2 Geschlossener Magnet mit diskreten Strahlungskanälen (Siemens-AG)	45
5.3 C-Magnet (BBC)	46
5.4 Gasfreisetzung und Vakuum im Strahlrohr	51

1. Einleitung und Überblick

Im Februar 1982 wurde von Trinks, Nolden und Jahnke eine sogenannte "Table-Top"-Synchrotronstrahlungsquelle unter der Bezeichnung "Klein-Erna" vorgeschlagen /1/. Verglichen mit den herkömmlichen Elektronenspeicherringen für die Erzeugung von Synchrotronstrahlung zielte der Vorschlag auf kompakte, einfache und billige Bauweise ab, motiviert durch die wachsende Bedeutung der Synchrotronstrahlung für Industrie und Forschung im Bereich der Mikroelektronik. Die kompakte Bauweise wird grundsätzlich erreicht durch den Übergang von normalleitenden Ablenkmagneten für den Elektronenstrahl zu supraleitenden Magneten und durch den Verzicht auf ein booster-Synchrotron für die Elektronenbeschleunigung. "Klein-Erna" war für eine charakteristische Wellenlänge $\lambda_c = 2$ nm ausgelegt und hatte mit einer magnetischen Flußdichte von 5 T einen Ringdurchmesser von knapp 60 cm in axialsymmetrischer Bauweise mit schwacher Fokussierung.

Inzwischen wird bei BESSY, Berlin, der Bau einer mit 2 supraleitenden 180°-Ablenkmagneten arbeitenden Synchrotronstrahlungsquelle mit $\lambda_c = 1,14$ nm geplant /2/. Die Ablenkmagnete sollen einen Krümmungsradius von 0,44 m und eine Flußdichte von 4,5 T haben. Über ähnliche Planungen wird aus Schweden /3/ und Japan /4/ berichtet.

Das Institut für Kernverfahrenstechnik (IKVT) des Kernforschungszentrums Karlsruhe (KfK) benutzt die Strahlung des Elektronensynchrotrons Bonn 2 im Wellenlängenbereich von einigen Zehntel nm für die Herstellung von Trenndüsensystemen und anderen Mikrostrukturen mit großem Aspektverhältnis und großer Schichtdicke nach dem mit Röntgentiefenlithographie arbeitenden sogenannten LIGA-Verfahren /5/, /6/.

Da die parasitäre Nutzung vorhandener Strahlungsquellen für eine kommerzielle Anwendung des LIGA-Verfahrens langfristig nicht ausreichend erscheint, wurden Möglichkeiten für den Bau einer geeigneten Spezialquelle untersucht. In diesem Zusammenhang referierte U. Trinks 1983

in Karlsruhe über einen Vorschlag, in dem das Konzept der "Table-Top"-Synchrotronstrahlungsquelle für $\lambda_c = 0,25$ nm ausgelegt war mit 5,5 T und 1,5 m Durchmesser.

Naturgemäß führte die axialsymmetrische und damit extrem kompakte und geschlossene Bauweise zu einem unkonventionellen Injektions- und Resonatorsystem.

Um neben der Einführung supraleitender Magnete in die Speicherringtechnik ein zusätzliches Entwicklungsrisiko für die anderen Komponenten des Rings zu vermeiden, wurde ein abgeändertes Konzept ausgearbeitet: statt des axialsymmetrischen Aufbaus sollen vier supraleitende 90°-Ablenkmagnete mit dazwischen liegenden Driftstrecken zur Aufnahme von Resonatoren, der Vorrichtung für die Injektion und von elektronenoptischen Elementen in der üblichen Weise verwendet werden. Um auch das Entwicklungsrisiko der supraleitenden Magnete möglichst klein zu halten, wird die Flußdichte auf 4 T herabgesetzt. Obwohl der Umfang dieses Rings ca. 6 mal so groß ist wie bei der axialsymmetrischen Ausführung, gewinnt man bereits eine Verkleinerung um etwa einen Faktor drei gegenüber einer konventionellen Maschine mit starker Fokussierung und normalleitenden Magneten.

Im Rahmen des vorliegenden Entwurfs wird auch die in /6/ diskutierte Möglichkeit untersucht, die vom Röntgenstrahl ausgeleuchtete Fläche durch periodisches Kippen des Elektronenstrahls zu vergrößern.

In Tab.1 sind die charakteristischen Daten der vorgeschlagenen Synchrotronstrahlungsquelle zusammengestellt.

Charakteristische Wellenlänge λ_C	0,23 nm
Magnetische Flußdichte B in den Ablenkmagneten	4,0 T
Krümmungsradius ρ der Ablenkmagnete	1,2 m
Umfang L des Rings	27 m
Injektionsenergie E_{inj} (Mikrotron)	150 MeV
Endenergie E_0	1,44 GeV
Energieverlust U_0 der Elektronen pro Umlauf	314 keV
Synchrotronstrahlungsleistung bei 100 mA*)	31,4 kW
Spektrale Energiestromdichte der Synchrotronstrahlung bei $\lambda_C = 0,23$ nm und in 10 m Abstand vom Elektronenstrahl	248 mW/nm·A·cm ²
Öffnungswinkel $\frac{1}{\gamma}$ der Synchrotronstrahlung bei $\lambda = \lambda_C$	0,35 mrad
Standardabweichungen der räumlichen Verteilung des Elektronenstrahls in der Mitte der Ablenkmagnete**)	σ_H 0,72 mm
	σ_V 1,96 mm
	$\sigma_{H'}$ 0,94 mrad
	$\sigma_{V'}$ 0,34 mrad

Tab. 1 Charakteristische Daten der vorgeschlagenen Synchrotronstrahlungsquelle mit supraleitenden Ablenkmagneten für die Mikrofertigung nach dem LIGA-Verfahren

*) Für die Anwendung beim LIGA-Verfahren werden vom Nutzer 10-20 mA gewünscht. Bei der Auslegung betroffener Komponenten wurde ein Strom von 100 mA angenommen.

**) Bei der Berechnung der vertikalen Standardabweichungen wurde die konservative Annahme zugrundegelegt, daß auch die Emittanz des vertikalen Phasenraums gleich der natürlichen Emittanz werden kann. H bedeutet horizontal, V vertikal.

In den folgenden Abschnitten werden der Aufbau des Speicherrings, die Einrichtung für die Injektion der Elektronen in den Speicherring, das Konzept der supraleitenden 90°-Ablenkmagnete und das Vakuum- und Kryosystem der Maschine sowie die Einrichtungen zur Ausschleusung der Synchrotronstrahlung beschrieben.

Es ist vorgesehen, den vorliegenden Entwurf so zu verfeinern, daß zusammen mit einer realistischen Kostenschätzung für die gesamte Strahlungsquelle entscheidungsreife Unterlagen verfügbar sind.

2. Aufbau des Speicherrings

2.1 Ablenkmagnete und Quadrupole

Abb. 1 zeigt den Aufbau des Speicherrings nach dem augenblicklichen Stand der Planung. Man erkennt die vier Ablenkmagnete und in der linken oberen Ecke an der Beschriftung QH und QV auch die symmetrisch um die Mitte eines Ablenkmagneten angeordneten horizontal bzw. vertikal fokussierenden Quadrupole. Der Ring besteht also aus vier Zellen, die jeweils zu ihrer Mitte spiegelsymmetrisch sind.

K1, K2, K3 sind die Injektionskicker, S ist das Septum. Der Injektionswinkel ist ebenfalls eingezeichnet, wobei die gestrichelte Linie für ein doppelt langes, durch Schraffur angedeutetes Septum gilt (150 MeV Injektionsenergie). KMH und KMV sind Korrekturmagnete, deren Dipolanteile zur Ringbahnkorrektur und deren Sextupol- bzw. Oktupolanteile zur Chromatizitätskompensation bzw. zur Dämpfung von Instabilitäten verwendet werden sollen. R1 und R2 sind zwei Resonatoren, hier für 500 MHz gezeichnet. KP 1-6 schließlich sind Kippdipole zum vertikalen Kippen des Elektronenstrahls um den Mittelpunkt des eingeschlossenen Ablenkmagneten herum.

Abb. 2 zeigt die unter Verwendung des Programmes STRIDE /7/ berechneten Betafunktionen, die Standardabweichungen der räumlichen Strahlverteilungen und die Phasenwinkel, jeweils für die Horizontale (H) und die Vertikale (V). Die horizontale Betafunktion wurde nach den Anforderungen, die sich von der Injektion her ergaben, ausgerichtet. Demnach sollte β_H in der Driftstrecke groß und im Magneten klein sein, der horizontale Phasenvorschub zwischen zwei Ablenkmagneten sollte nahe 0.5 sein, d.h. etwa einer halben Wellenlänge der Betatronschwingung entsprechen, um die Injektionsbeule in einer geraden Strecke unterbringen zu können (Drei-Kicker-Injektion, s. 3.3.2).

Tab.2 enthält die Maschinenparameter für acht verschiedene Energien.

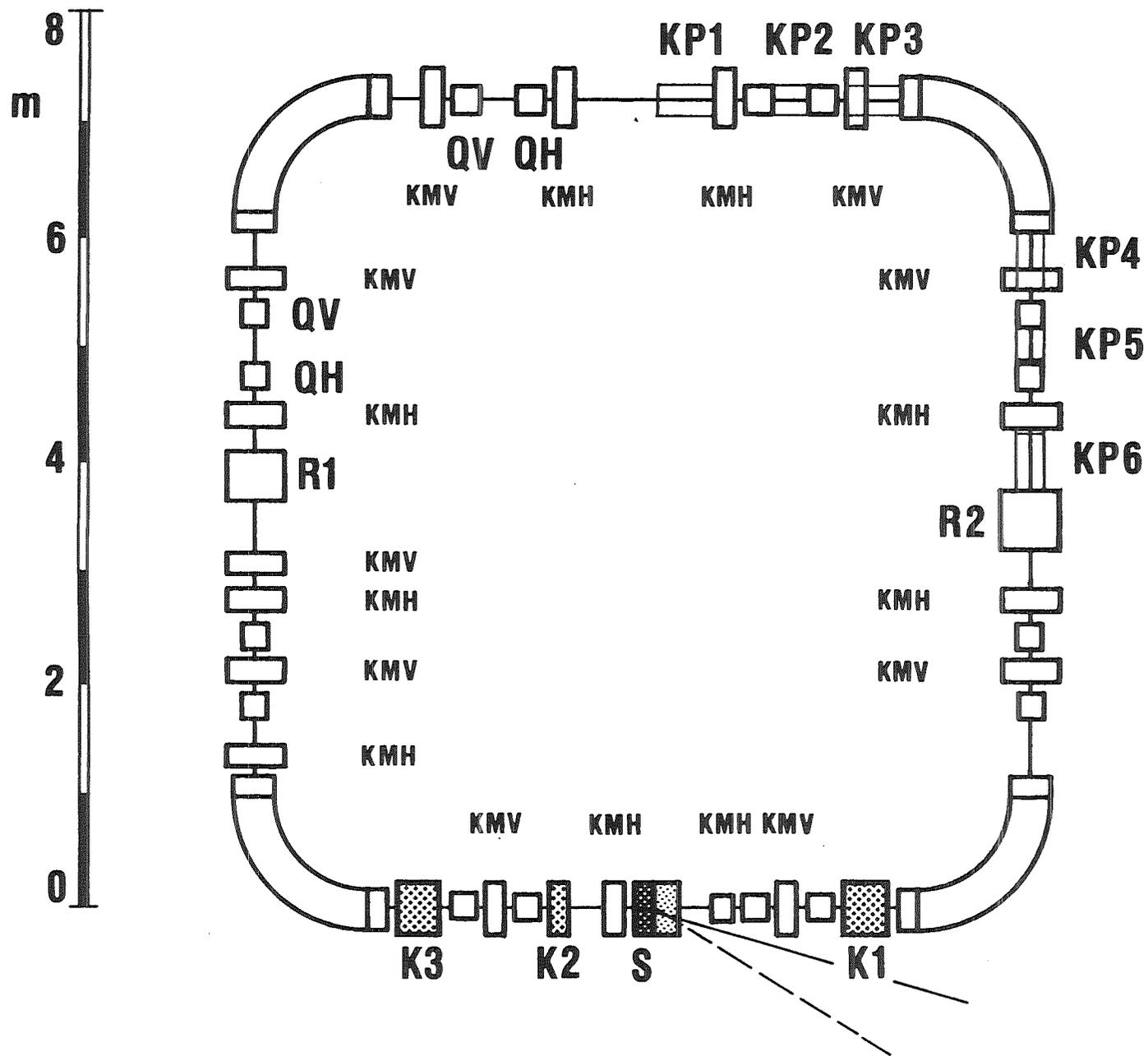


Abb. 1: Aufbau des Speicherrings.

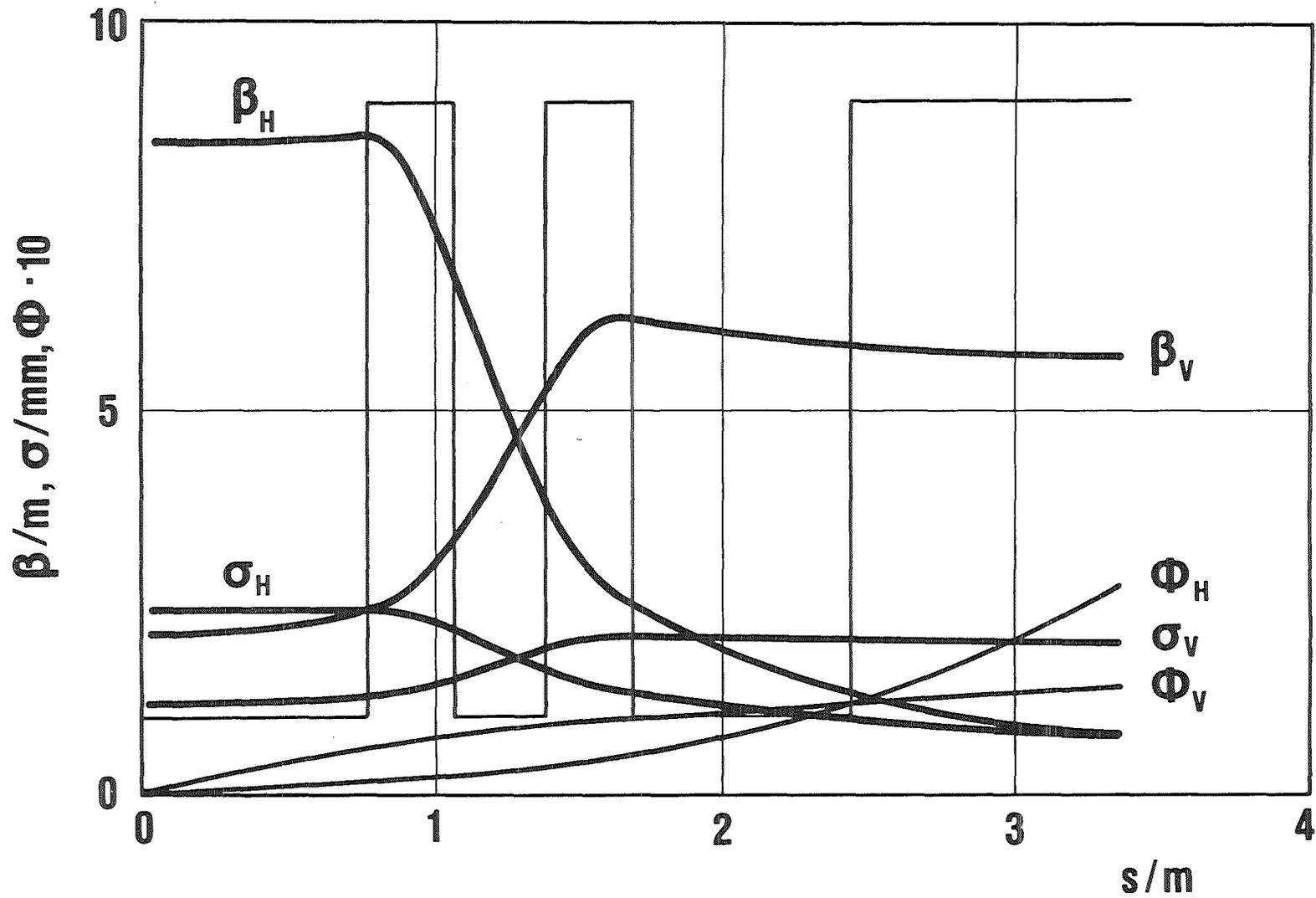


Abb.2: Verlauf der β -Funktionen, Standardabweichungen σ und Phasenvorschübe ϕ in einer Halbzelle des Speicherrings. Der Streckenzug gibt die Lage der Quadrupole und des halben Ablenknetzen an.

Arbeitspunkt Q_H	2.1768							
Q_V	1.1187							
Energie / GeV	1.4352	0.0478	0.0778	0.1264	0.2055	0.3341	0.5431	0.8829
Umfang / m	26.88							
Energieverlust pro Umlauf / MeV	0.3136	0.0000	0.0000	0.0000	0.0001	0.0009	0.0064	0.0449
Umlauffrequenz / MHz	11.153							
Momentum Compaction Faktor	0.0857							
τ_H /ms	1.1826	31929.7695	7432.6523	1730.1836	402.7537	93.7537	21.8241	5.0802
Dämpfungszeiten τ_V /ms	0.8206	22155.2305	5157.3452	1200.5291	279.4602	65.0532	15.1432	3.5250
τ_E /ms	0.3558	9607.1211	2236.3586	520.5825	121.1817	28.2089	6.5665	1.5286
Harmonischenzahl	1							
Energiebreite / %	0.1046	0.0035	0.0057	0.0092	0.0150	0.0244	0.0396	0.644
Strahl-Lebensdauer / h	10							
HF-Phase / Grad	64.9986	35.2521	39.8790	44.5702	49.1764	53.5849	57.7182	61.5297
HF-Spannung / MV	0.3460	0.0000	0.0000	0.0000	0.0002	0.0011	0.0076	0.0511
Synchrotronfrequenz / kHz	13.1475	0.1394	0.2657	0.5071	0.9697	1.8571	3.5621	6.8404
Natürliche Emittanz / mm·mrad	0.6759	0.0008	0.0020	0.0052	0.0139	0.0366	0.0968	0.2558
Überspannungsfaktor	1.1034	1.7326	1.5597	1.4249	1.3215	1.2426	1.1828	1.1376
Bunch-Länge / cm	32.5314	102.2958	87.2330	74.2915	63.1623	53.6103	45.4366	38.4634
Chromatizität ξ_H	-2.447							
ξ_V	-3.007							

Tab. 2: Maschinenparameter bei 8 verschiedenen Energien.

Das Arbeitsdiagramm ist in Abb.3 dargestellt. Die vier eingezeichneten Arbeitspunkte ergeben sich durch Veränderungen der Quadrupolstärken um 1 %. Zum gegenwärtigen Entwurf gehört der gefüllte Kreis. Die durch den Punkt (2,25, 1,25) gehenden Linien gehören zu einer Viertelresonanz, d.h. schreibt man

$$n_1 \cdot Q_H + n_2 \cdot Q_V = p + \Delta e$$

dann gilt $n_1+n_2=4$. Diese Resonanz hängt mit Oktupol-Störtermen zusammen. Δe ist die gesamte Stopbandbreite. Wenn $n_2 \neq 0$ gilt, äußert sie sich in einem $\Delta Q_V = \Delta e / n_2$. Ist $n_2 = 0$, dann ergibt sich $\Delta Q_H = \Delta e / n_1$. Für die Linien $4Q_V=5$ und $4Q_H=9$ sind die Stopbänder eingezeichnet für einen Oktupolterm von $b_3 = 50 \text{ T/m}^3$. Die übrigen Stopbänder wurden für $b_3 = 5 \text{ T/m}^3$ dargestellt; bei 50 T/m^3 würden sie gerade bis zum Arbeitspunkt hinreichen. Ein Oktupolterm von 50 T/m^3 bedeutet bei $H=2 \text{ cm}$, d.h. auf dem Rand des Nutzfeld-Bereiches, eine Flußdichte von $4 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, d.h. $0,1 \text{ ‰}$. Der Oktupolterm muß also kleiner als etwa $5 \cdot 10^{-5}$ sein.

Die Zahlenwerte für die Stopbandbreiten sind in der Tabelle 3 für $b_3 = 50 \text{ T/m}^3$ angegeben.

Resonanzlinie	Δe	ΔQ_H bzw. ΔQ_V
$4Q_V = 5$	0,125	0,031
$4Q_H = 9$	0,058	0,015
$3Q_H + Q_V = 8$	0,58	0,58
$2Q_H + 2Q_V = 7$	1,17	0,58
$Q_H + 3Q_V = 6$	0,47	0,16

T a b . 3

Die beiden Werte 0,58 in der ΔQ -Spalte sind an der Grenze, weshalb man vom Oktupolterm fordern muß, daß er deutlich kleiner als 50 T/m^3 sei.

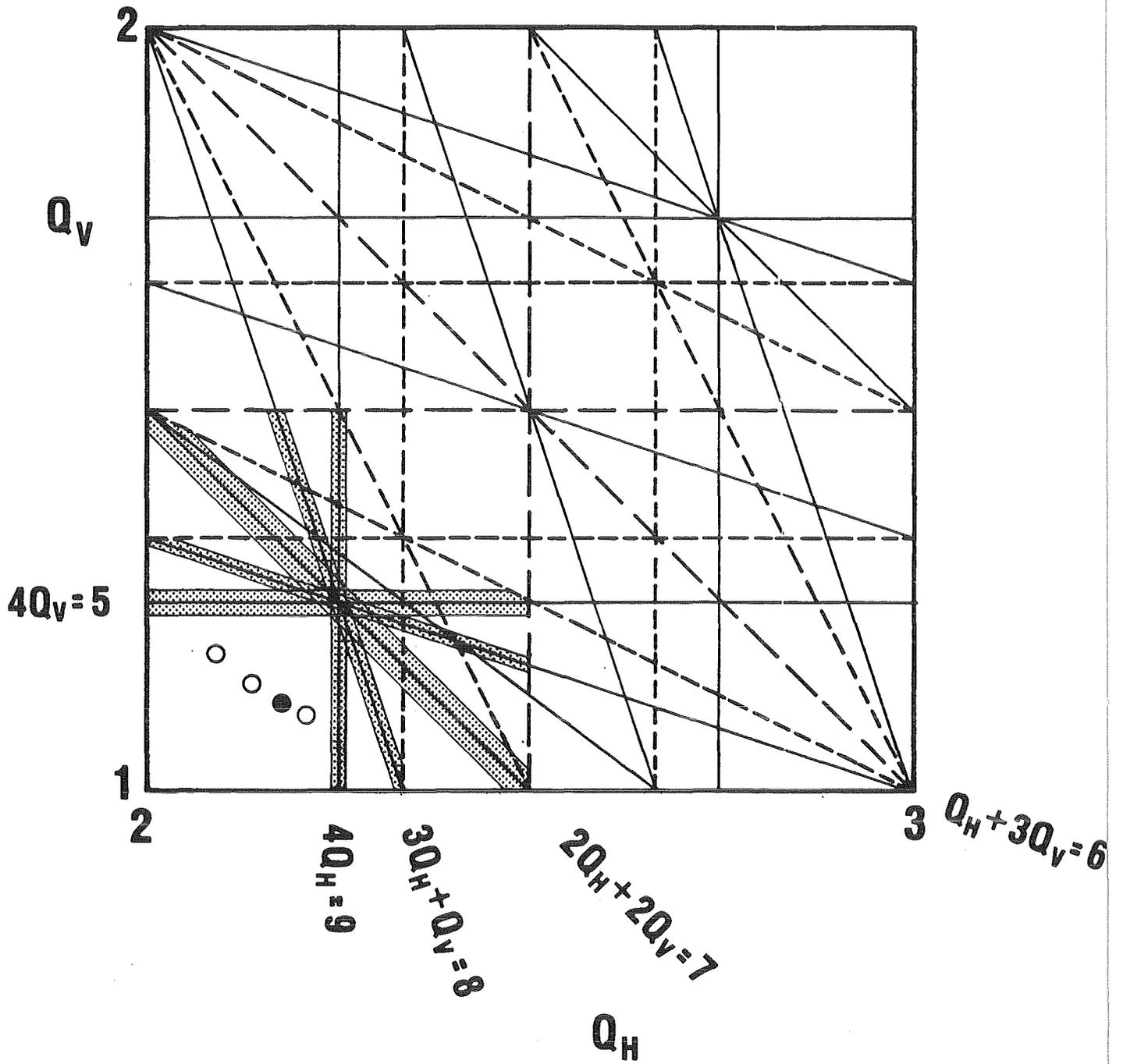


Abb. 3: Arbeitsdiagramm des Speicherrings mit Stopbändern.

Die Bahndynamik-Rechnungen wurden bisher in linearer Näherung ausgeführt. Die starke Krümmung der Ablenkmagnete sowie die erhebliche räumliche Ausdehnung der Endfelder im Vergleich zu allen anderen üblichen normal- oder auch supraleitenden Ablenkmagneten machen eine Berechnung mit nichtlinearen Methoden erforderlich. Ein Unterprogramm zur Verwendung mit dem für die Behandlung nichtlinearer Probleme geeigneten Programm MARYLIE /8/ wurde geschrieben. Nach erfolgreichem Abschluß der laufenden Arbeiten zur Verkopplung dieses Unterprogramms mit dem Magnetfeld-Programm TOSCA /9/ kann die Bahndynamik dann nichtlinear bis zur 3. Ordnung in den Koordinaten berechnet werden.

2.2 Korrekturmagnete

Die Amplitude der p-ten Fourierkomponente der Ringbahn-Verformung ist proportional zu $Q^2/(Q^2 - p^2)$ und natürlich zur entsprechenden Amplitude der Dipolfeldstörung /10/. Daraus ergibt sich, daß die Ringbahn-Verformung horizontal wegen $Q_H = 2.18$ besonders von der 2. Harmonischen und vertikal wegen $Q_V = 1.12$ besonders von der Grundwelle der Dipolfeldstörung beeinflusst wird. Außerdem wird die 4. Harmonische stark sein wegen der Vierersymmetrie des Rings. Nach Guignard kann man mit $2p + 1$ unabhängigen Korrekturdipolen (und ebensoviel Meßstellen) alle Harmonischen von der Grundwelle bis zur p-ten eliminieren. Deshalb sind $2 \cdot 4 + 1 = 9$ Korrekturmagnete für jede Richtung vorgesehen.

Die zur Vermeidung des Head-Tail-Effektes nötige Kompensation der Chromatizitätswerte kann durch jeweils 4 Sextupolmagnete für die horizontale und vertikale Richtung bewerkstelligt werden. Diese Magnete gehören zu den mit KMH und KMV bezeichneten. In jeder Zelle wird ein Paar benötigt, das an den Stellen, wo die β -Funktion möglichst groß ist, aufgestellt wird. Die erforderlichen Sextupolstärken sind 9,5 bzw. 27,6 T/m² horizontal bzw. vertikal.

2.3 Kippdipole

Abb.4 zeigt die beim Kippen des Elektronenstrahls*) erwünschte Ringbahnverformung. Sie wird erzielt durch die 6 in Abb.1 eingezeichneten Kippdipole KP 1-6. Die Flußdichten sind in der Reihenfolge 0,066 T, 0,053 T und 0,049 T für KP 1-3 und entsprechend, d.h. in umgekehrter Reihenfolge für KP 4-6.

Abb.5 verdeutlicht, daß die Kipp-Aufgabe mit einem Stördipol allein nicht zu lösen ist. Ein bei $s = 4,4$ m angeordneter Dipol führt zwar im 4. Ablenkmagnet zum erwünschten Kipp, jedoch ist die Ringbahn-Verformung in der übrigen Maschine bei weitem zu groß.

Abb.6 zeigt schließlich die Ringbahn-Verformung, wie sie mit je zwei unmittelbar vor bzw. hinter einem Ablenkmagneten angebrachten Kippdipolen hervorgerufen wird. Mit den hierfür geltenden Formeln

$$\begin{aligned}\cos \delta &= (1 + \cos \alpha)/2 - L \cdot \tan \alpha / (2 \rho) \\ l_1 &= \rho \sin \delta \\ l_2 &= l_1 + \rho \sin \alpha\end{aligned}$$

und $\rho = B_0 \rho_0 / B$ errechnet man für $\alpha = 5$ mrad und $L = 1.24$ m mit $B=0,7$ T

$$\begin{aligned}l_1 &= 0,208 \text{ m} \\ l_2 &= 0,242 \text{ m}.\end{aligned}$$

Diese beiden Dipole würden also gerade in die Lücke zwischen Ablenkmagnet und Quadrupol passen, haben aber ein erheblich größeres Magnetfeld als die Dipole im ersten Beispiel (Abb.4).

Andere Methoden der homogenen Probenausleuchtung, wie lange Strahlrohre oder röntgenoptische Mittel, den Strahl zu kippen oder aufzuweiten, wie schwingende Planspiegel oder zylindrisch gekrümmte Spiegel werden noch bearbeitet.

*) vgl. die Aufgabenstellung auf S. 2.

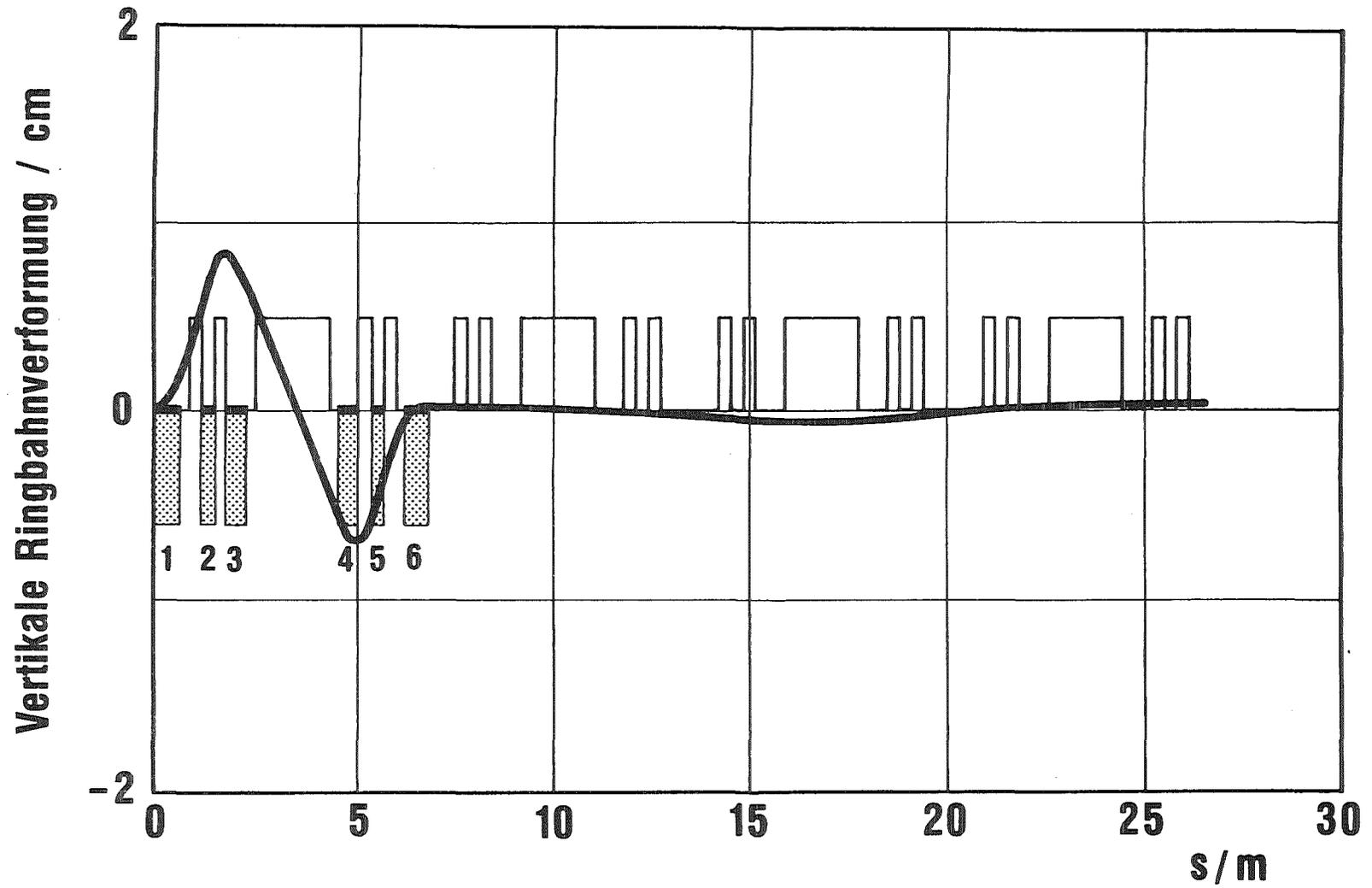


Abb. 4: Sollbahnverformung zum Kippen des Elektronenstrahls in einem Ablenkmagneten. Einzelheiten zu den Kippmagneten 1 - 6 im Text. Der Streckenzug gibt, wie in Abb. 2, die Lage der Quadrupole und Ablenkmagnete an.

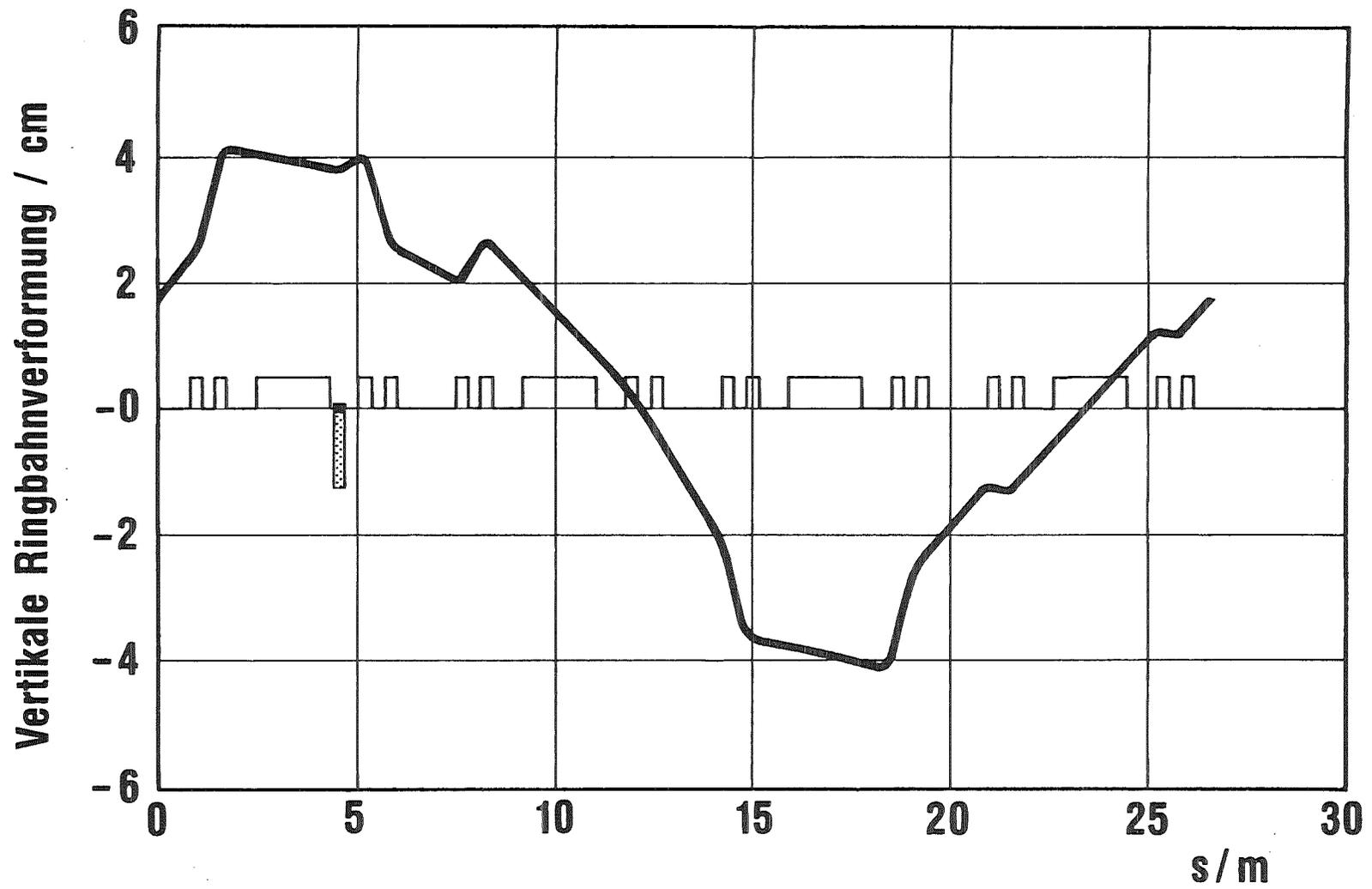


Abb. 5: (Unbrauchbare) Ringbahnverformung mit nur einem Kippmagneten. Der Streckenzug gibt, wie in Abb. 2, die Lage der Quadrupole und Ablenkmagnete an.

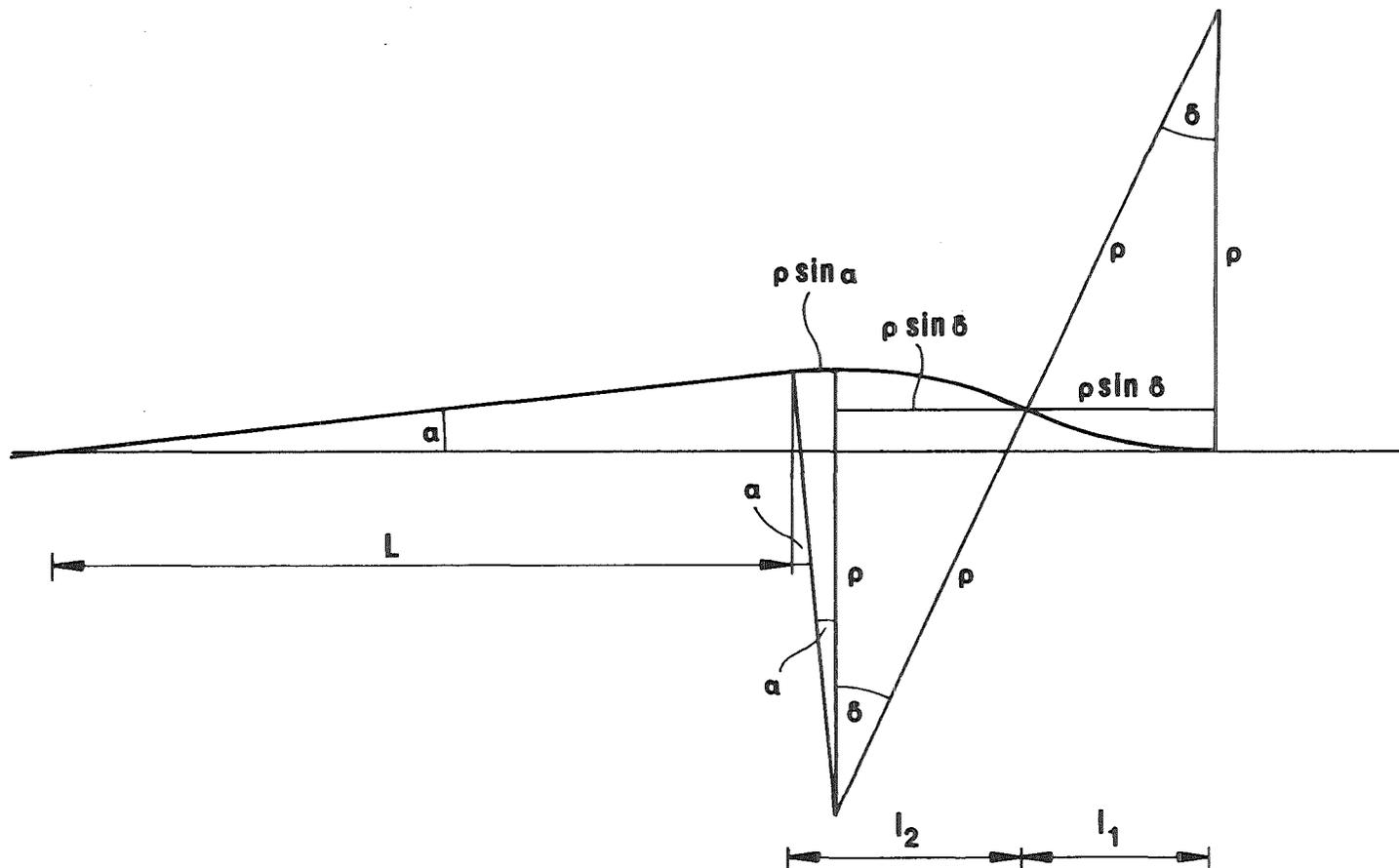


Abb. 6: Ringbahnverformung mit je zwei, direkt vor bzw. nach einem Ablenkmagneten angebrachten Kippdipolen der Längen l_1 und l_2 .

2.4 Touschek-Effekt

Der Touschek-Effekt ist bekanntlich die Umsetzung von Querimpuls in Längsimpuls durch Coulombstöße und das nachfolgende Entweichen der Elektronen aus dem HF-Potentialtopf. Bei großen Werten von γ ist die Lebensdauer τ groß, weil der Coulombquerschnitt klein ist, bei kleinem γ ist τ groß, weil der HF-Potentialtopf hoch ist. Dazwischen wird ein Minimum durchlaufen, dessen Lage und Wert für die Beurteilung der Auswirkung des Effektes auf eine bestimmte Maschine entscheidend sind.

Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abb.7 dargestellt. Danach ist die Touschek-Lebensdauer stets ausreichend groß.

Von den kollektiven Effekten und Instabilitäten wurde bisher nur der Touschek-Effekt mit einem eigenen, auf der von Bruck /11/ formulierten Theorie aufgebauten Programm behandelt. Im weiteren Verlauf der Untersuchungen sollen die Programme BBI (A. Hofmann, K. Hübner, B. Zotter, CERN) und ZAP (M. Zismann, LBL) zur Berechnung kollektiver Effekte eingesetzt werden.

2.5 HF-System

Das HF-System liefert im Speicherringbetrieb bei jedem Umlauf im Mittel die Energie nach, die die Elektronen in Form von Synchrotronstrahlung verlieren.

Aus der Forderung, daß die Verweildauer eines Elektrons im Speicherring einen bestimmten Mindestwert, im vorliegenden Fall 100 h, nicht unterschreiten soll, ergibt sich die zu fordernde Amplitude V_p der Resonatorspannung. Die Frequenz des HF-Systems muß mindestens gleich der Umlauffrequenz der Elektronen, die 11,15 MHz beträgt, sein. Im vorliegenden Entwurf wird das HF-System für die 45. Harmonische ausgelegt vor allem, um sich bei der HF-Versorgung an existierende technische Lösungen anschließen zu können. Die Maximalspannung V_p hängt von der Harmonischenzahl ab, wie Tab. 4 zeigt.

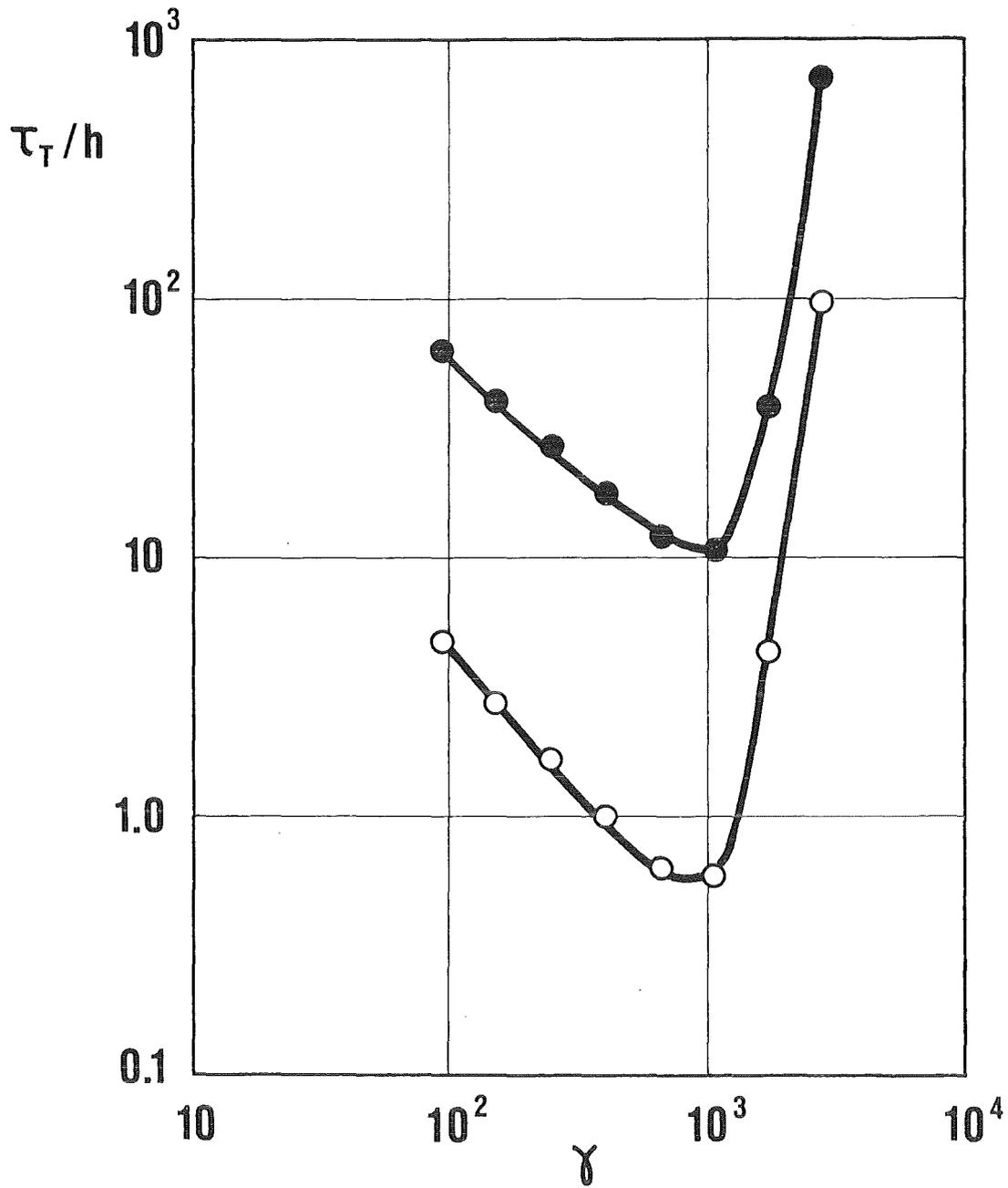


Abb.7: Tauschek-Lebensdauer als Funktion von γ für die Grundwelle (●) bzw. die 45. Harmonische (○) bei einem Strom von 100 mA.

f/MHz	490,7	178,5	89,2	44,6
h	44	16	8	4
V _p /MV	0,87	0,56	0,46	0,40

Tab. 4

Der Leistungsbedarf des HF-Systems setzt sich aus der Synchrotronstrahlungsleistung, 31,4 kW bei 100 mA Strahlstrom (s. Tab.1), und der Leistung, die benötigt wird, um die maximale Resonatorspannung zu erzeugen, zusammen. Die Resonatorimpedanz Z ist deshalb eine wichtige Größe. Typische Werte liegen zwischen 7-10 MΩ bei 500 MHz und um 2 MΩ bei 50 MHz.

Mit zwei Resonatoren erhält man maximal V_p/2 pro Resonator und eine Leistung pro Resonator von mindestens

$$P = (31,4/2) \text{ kW} + \frac{V_p^2/4}{Z} .$$

Typische Zahlenwerte sind

$$P (500 \text{ MHz}) = 31,4/2 \text{ kW} + \frac{(870 \text{ kV})^2}{4 \cdot 7 \text{ M}\Omega} = 42,7 \text{ kW}$$

und

$$P (50 \text{ MHz}) = 31,4/2 \text{ kW} + \frac{(400 \text{ kV})^2}{4 \cdot 2 \text{ M}\Omega} = 35,7 \text{ kW}$$

Nach Hinzurechnung von 10 % Reserve beträgt die benötigte Gesamtleistung daher etwa 80-95 kW.

Bei 500 MHz könnte diese Leistung von zwei Standardklystrons (Valvo YK 1263) aufgebracht werden. Bei niedrigeren Frequenzen gibt es Standard-VHF-Sender um 90 MHz herum. Bei der hohen Frequenz könnte der am SRS (Daresbury) eingesetzte Resonatortyp Verwendung finden, während bei der niedrigen Frequenz ein in Orsay entwickelter 101 MHz-Prototyp als Vorbild dienen könnte.

Beide Alternativen erscheinen machbar, so daß die Entscheidung auf Grund verfeinerter Betrachtungen bzw. der Kosten gesucht werden dürfte.

3. Injektion

3.1 Einleitung

Elektronenspeicherringe, die als Synchrotron-Lichtquellen benutzt werden, werden oft durch ein "booster"-Synchrotron mit Elektronen der vorgesehenen Endenergie gefüllt, d.h. im eigentlichen Speicherring selbst findet keine Beschleunigung statt. Das Synchrotron seinerseits benötigt wiederum einen Injektor, z.B. ein Mikrotron oder einen Linearbeschleuniger. Vorteil dieses Verfahrens ist, daß der Speicherring über längere Zeit und wiederholt gefüllt werden kann, wodurch ein hoher Strom im Speicherring bei gleichzeitig mäßigen Anforderungen an das Synchrotron möglich werden. Als Beispiel möge BESSY dienen:

Injektor-Mikrotron	20 MeV,	20 mA
Synchrotron	800 MeV,	5 mA
Speicherring	800 MeV,	> 500 mA

Der Nachteil besteht im großen apparativen und räumlichen Aufwand. Im Falle eines supraleitenden Speicherrings wäre ein Injektor-Synchrotron die weitaus größte Komponente. Bei allen Entwürfen für supraleitende Synchrotronstrahlungsquellen wird aber vorgesehen, die Elektronen bei niedriger Energie in den Speicherring zu injizieren und in diesem auf die Endenergie zu beschleunigen. Diese Vereinfachung und Verbilligung wird durch die im folgenden genannten Schwierigkeiten bei der Injektion erkauft:

- a) Bei niedriger Energie ist die Strahllebensdauer durch den Touschek-Effekt kleiner als bei der Endenergie, bei der der Touschek-Effekt vernachlässigbar ist.
- b) Bei niedriger Energie ist die Strahlungsdämpfung klein. Als Folge davon dauert es lange, bis die Betatronschwingungen, die von der Injektion herrühren, abgeklungen sind. Dadurch wird der zeitliche Abstand zwischen zwei Injektionsvorgängen groß und es wird schwieriger, einen hohen Strom im Ring zu akkumulieren.

Nach Abb. 7 ist die Touschek-Lebensdauer groß gegen die Zeit, in der sich der Strahl im Bereich niedriger Energie befindet.

Die mangelnde Dämpfung der Betätionschwingungen ist dann von geringerer Bedeutung, wenn der gesamte Strahlstrom in einem Injektionsvorgang eingefüllt und auf eine mehrfache Injektion (beam-stacking) verzichtet werden kann. Geht man von einem injizierten Strom von 20 mA aus, dann sollte bei Injektion in 5 Umläufe (multiturn injection), die nach Abb. 8 möglich ist, der Sollwert von 20 mA bereits mit einem Wirkungsgrad von nur 20 % für Injektion und Beschleunigung zur Endenergie zur Erreichung des geforderten Stroms ausreichen. Inzwischen konnte bei Aladdin in Madison, Wisconsin, USA /12/ gezeigt werden, daß bei einer Injektionsenergie von 100 MeV ein Strom von 23 mA bis zur Endenergie von 800 MeV beschleunigt werden konnte. Der injizierte Strom vom Mikrotron betrug 1 mA, der im Ring gespeicherte Strom wurde durch mehrfache Injektion erreicht, obwohl die Dämpfungszeit für die Betatronschwingungen 10 s betrug.

Die Möglichkeit der Injektion bei niedriger Energie kann also als experimentell abgesichert gelten.

3.2 Das Mikrotron

Mikrotron-Beschleuniger werden von der Fa. Scanditronix hergestellt. Neben dem in der Einleitung genannten Normal-Mikrotron M22 von maximal 22,5 MeV und 20 mA und kleineren Beschleunigern wird zur Zeit ein Racetrack-Mikrotron RTM50 für 50 MeV, 20 mA gebaut. Weiterhin wird noch ein 150 MeV Mikrotron angeboten, von dem aber noch kein Exemplar existiert. Die Preise und Lieferzeiten für die Grundausstattung dieser Mikrotrons betragen (Stand 20.03.84) 3,4 MDM und 15 Monate für das RTM50 sowie 5,1 MDM und 21 Monate für das RTM150.

Tabelle 5 gibt die Daten des RTM50.

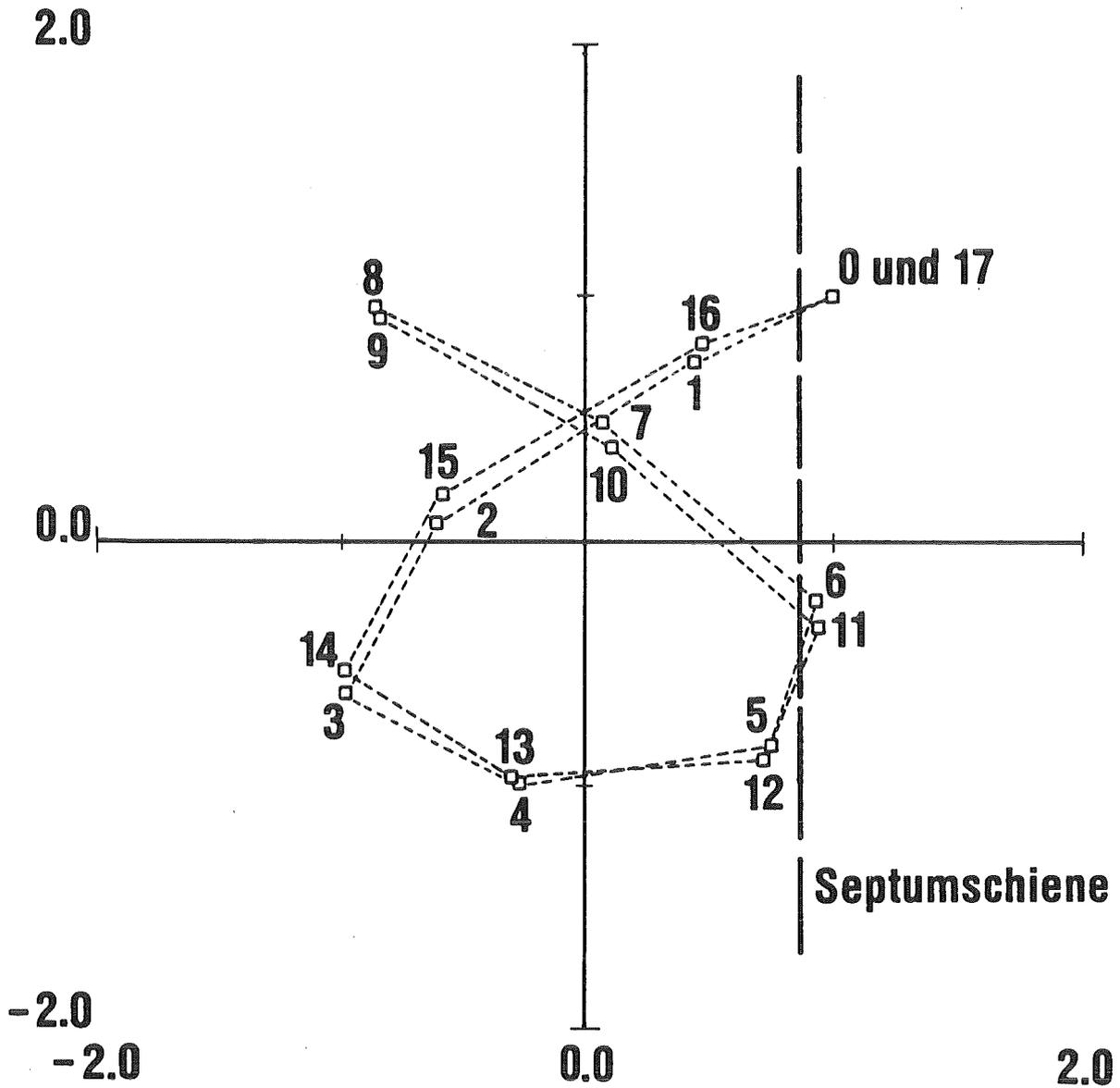


Abb. 8: Durchstoßpunkte der Elektronenbahnen bei konstanter Injektionsbeule. Nach dem fünften Umlauf erreicht die Bahn wieder die Septumschiene. Bei schrumpfender Injektionsbeule kann auch noch in den sechsten und die folgenden Umläufe injiziert werden, allerdings ergeben sich größere Amplituden der Betatronschwingungen.

Daten des 50 MeV-Racetrack-Mikrotrons (Scanditronix RTM 50)

Endenergie (variierbar in 5 MeV-Schritten)	5 - 50 MeV
Energiezuwachs/Umlauf	5 MeV
Energieunschärfe	$\pm 0,1 \%$
Strahlstrom	20 mA bei 50 MeV
Emittanz, horizontal und vertikal	$0,2 \pi$ mradmm
Abmessungen	$0,8 \times 2,5 \times 1,6 \text{ m}^3$
Gewicht	2,7 t

Tab. 5

Am MAX-Ring in Lund läuft ein 100 MeV Injektor-Mikrotron einwandfrei. Das von Scanditronix angebotene RTM 50 ist nach dem Muster von Lund gebaut und unterscheidet sich nur durch die Zahl der Umläufe. Eine Extrapolation auf 150 MeV erscheint daher gerechtfertigt und wurde als Injektionsenergie festgelegt. Dies hat den Vorteil, daß der Energiehub im Speicherring sowie die Aufenthaltszeit der Elektronen im Gebiet niedriger Energie verringert werden. Die Dämpfungszeit für Betatronschwingungen beträgt bei dieser Injektionsenergie etwa eine Sekunde gegenüber 10 s bei Aladdin, d. h., es ist zu erwarten, daß mehrfache Injektion sehr viel einfacher wird. Bezüglich der Injektionsoptik geht man keinerlei Risiko ein, da das für 150 MeV ausgelegte System jederzeit auch für niedrigere Energien verwendet werden kann.

3.3 Injektionsoptik

3.3.1 Transferweg

Die Optik des Transferwegs soll die Emittanz des Mikrotrons auf die Akzeptanz des Speicherrings anpassen. Dies stellte sich im vorliegenden Fall als relativ problemlos heraus, da die Emittanz des Mikrotrons wesentlich kleiner als die Akzeptanz des Rings ist. Um sich mit dem Abstand des Mikrotrons vom Speicherring nicht zu eng festzulegen, wurde ein teleskopischer Strahlengang gewählt, bei dem die Elektronenbahnen im mittleren Teil in etwa parallel verlaufen.

Am Injektionspunkt des Speicherrings sollen die Steigungen der Strahlenenveloppen in beiden Richtungen nahezu null sein und die Strahlenenveloppe selbst in horizontaler Richtung ein Maximum haben. Bei der normalen Aufstellung des Mikrotrons ist die Lage der Emittanzellipsen am Austritt aus dem Mikrotron gerade umgekehrt. Die Optik des Transferwegs muß also die beiden Ellipsen vertauschen. Abb.9 zeigt den Verlauf der Enveloppen für eine von verschiedenen durchgerechneten Möglichkeiten, bei der gerade der Abbildungsmaßstab 1:1 beträgt. Die für diesen Strahlengang benötigten Quadrupolstärken sind an den entsprechenden Stellen in der Zeichnung eingetragen.

3.3.2 Speicherring

Die vom Mikrotron injizierten Elektronen treten zunächst in das Magnetfeld des Septums ein, während die Injektionsbeule jenseits der Septumschiene liegen muß. Daher sollte die Betafunktion in horizontaler Richtung am Ort des Septums ein Maximum haben. Dies ist bei der gewählten Ringkonfiguration mit verschiedenen Optiken zu erreichen. Eine erste Untersuchung der optischen Eigenschaften der Magnetgeometrie hinsichtlich der Injektion zeigte, daß diese sowohl für Injektion mit einem wie auch zwei Kickern geeignet ist. Für die Zwei-Kicker Anordnung liegt jedoch der Arbeitspunkt ungünstig, für die Ein-Kicker An-

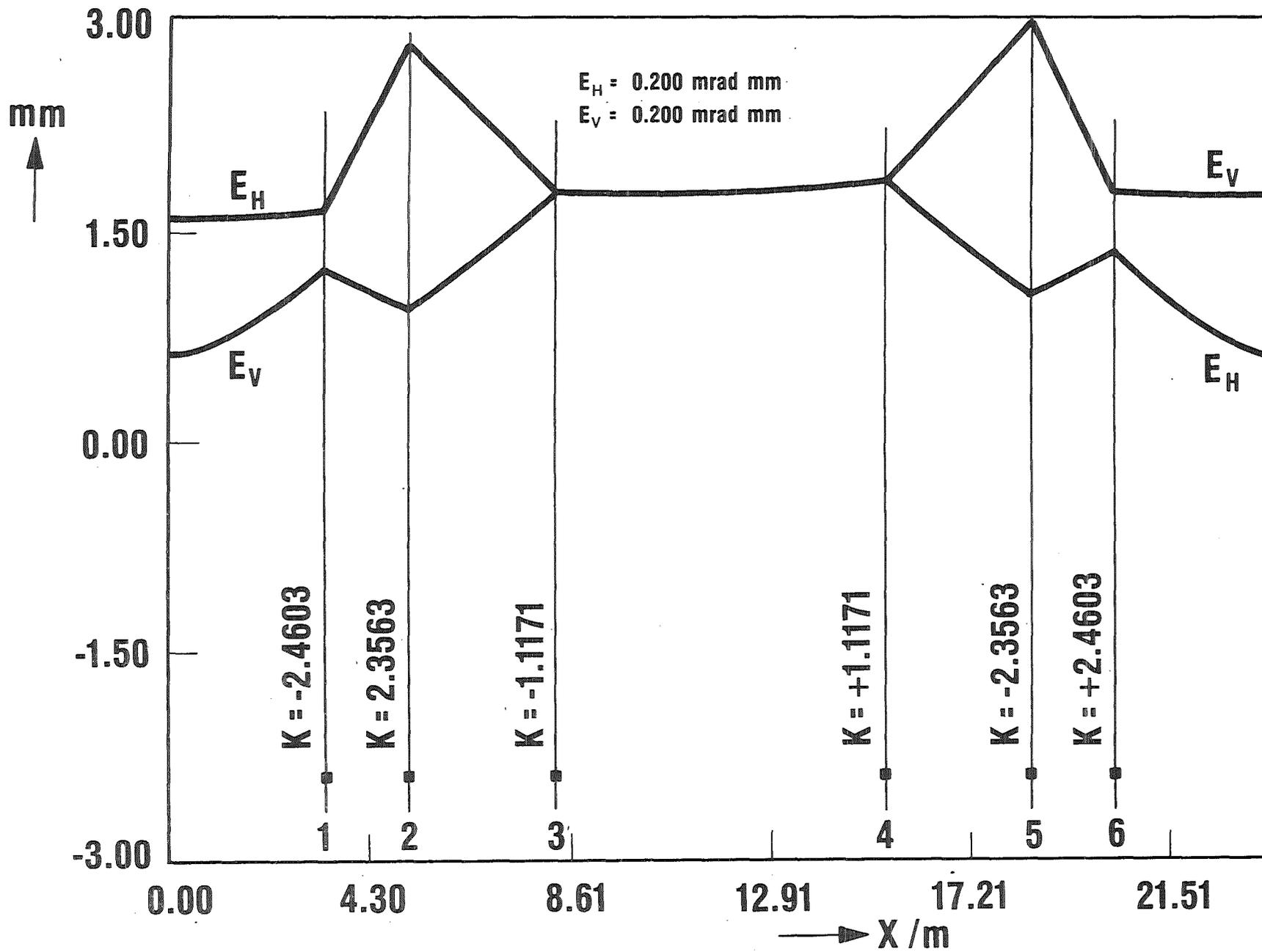


Abb.9: Horizontale und vertikale Strahlenveloppen des Transferwegs. Das Mikrotron befindet sich bei $x = 0$, das Injektionsseptum bei $x = 23,66 \text{ m}$. Die eingetragenen K -Werte sind die Quadrupolstärken in m^{-2} .

ordnung werden die maximalen Strahlablagen zu groß, wodurch sich die Akzeptanz stark verkleinert. Es wurde daher zu der in Abb.10 gezeigten Drei-Kicker Anordnung übergegangen, die den Vorteil hat, daß die Störung der Sollbahn durch die Injektionsbeule nur auf ene gerade Sektion beschränkt ist.

Für die Optik, deren β -Funktionen in Abb.2 dargestellt sind, sind die Kickerwinkel und die Akzeptanzen in Tab. 6 aufgeführt. Bei zeitlich konstanter Injektionsbeule können, wie Abb. 8 zeigt, bis zu fünf Umläufe eingefangen werden, bei zeitlich schrumpfender etwas mehr. Die horizontale Akzeptanz beträgt 276 mm mrad, die vertikale 40 mm mrad. Dies ist zu vergleichen mit der Emittanz des injizierten Strahls von nur 0,63 mm mrad in beiden Richtungen.

Tab. 6 Kickerwinkel und Akzeptanzen

Ablenkwinkel in mrad			Akzeptanz in mm mrad	
K1	K2	K3	horizontal	vertikal
13,52	13,52	27,94	276	40

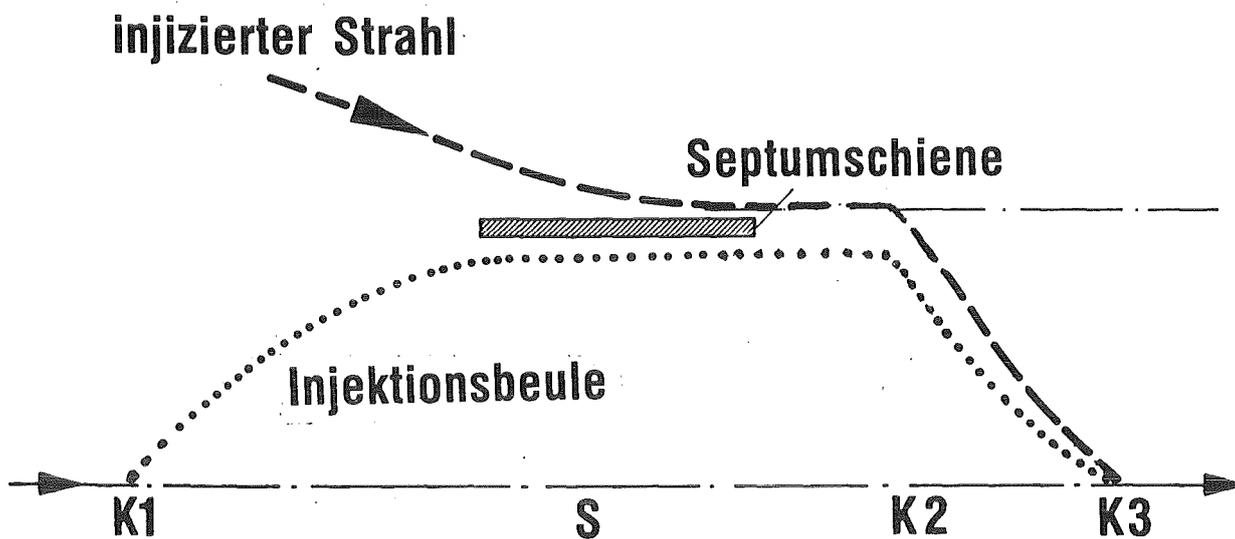
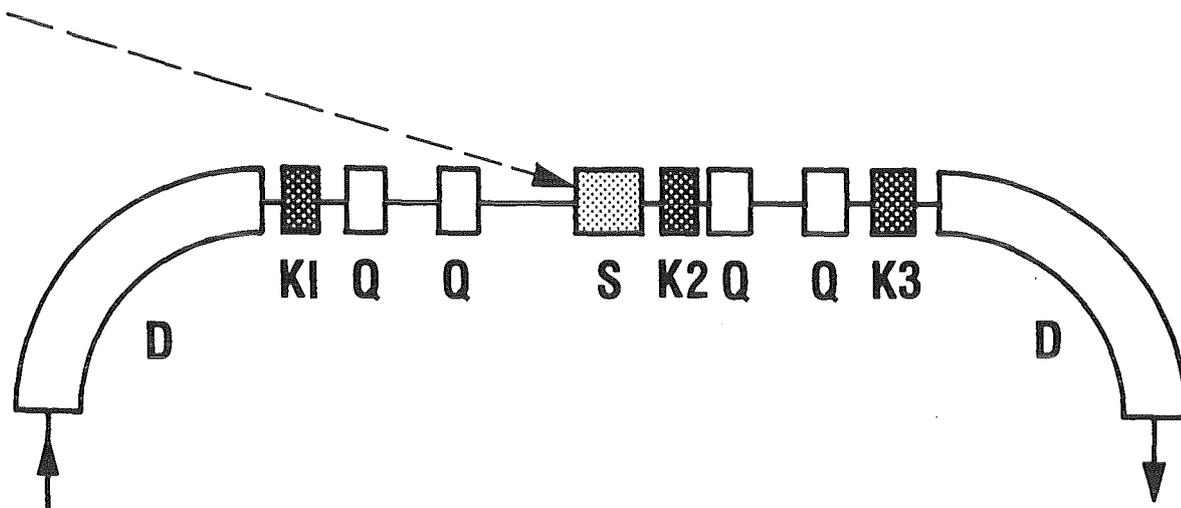


Abb. 10b: Strahlengang (schematisch) der 3-Kickeranordnung
 D Ablenkmagnete
 K1-K3 Kickermagnete
 S Septummagnet
 Q Quadrupolmagnete

3.4 Technische Realisierbarkeit

3.4.1 Transferweg

Die Quadrupolstärken auf dem Transportweg zum Speicherring sind durchweg

$$K \leq 2,5 \text{ m}^{-2}$$

Für eine magnetische Länge von 15 cm ergibt sich ein radialer Feldgradient von nur

$$g \lesssim 1,25 \text{ T/m,}$$

was sehr wenig ist. Für einen Quadrupolmagneten mit Eisen ergibt sich beispielsweise für eine Apertur von 10 cm (Abstand der Polschuhscheitel) bei einem Feld von 1 T am Polschuhscheitel ein Gradient von 20 T/m. Für die Quadrupole des Transferweges wurden eine Apertur von 5 cm und eine magnetische Länge von 15 cm gewählt. Die Stromdichte in der Wicklung beträgt nur 1 A/mm^2 , hierfür ist keine Zwangskühlung notwendig.

Weiterhin wurde ein eisenloser Quadrupol untersucht. Auch für diesen ist die Stromdichte hinreichend klein, so daß keine Zwangskühlung nötig ist. Das gleiche gilt für eisenlose Kamblechquadrupole, die eine bessere Approximation an das ideale Quadrupolfeld geben.

3.4.2 Speicherring

3.4.2.1 Kickermagnete

Als Lösung wurde ein Ferritkicker gewählt. Als Material wurde NiZn-Ferrit mit der Bezeichnung 4C6 der Firma Valvo vorgeschlagen. Abb. 11 zeigt einen Querschnitt durch einen Kicker, Tab. 7 enthält die Daten.

Die Kicker stellen sowohl in mechanischer als auch elektrischer Hinsicht keine Probleme. Für den Übergang vom Vakuumrohr zur Kickerzelle werden zwei Möglichkeiten vorgeschlagen

1. Einfügen eines inneren Keramikrohres, das dünn metallisiert ist, so daß die vom Strahl herrührenden hochfrequenten Felder wegen des Skineffektes die Kickerstruktur nicht "sehen", während das niederfrequente Kickerfeld ungehindert hindurchdringt.
2. Einschieben von reusenartig angeordneten Metallstäben von beiden Enden her in das Innere des Kickermagneten.

Die erste, teurere Lösung hätte den Vorzug, daß mit ihr gleichzeitig eine vakuumtechnische Trennung des Kickers vom Strahlvakuum erreicht werden kann. Dies wäre von Vorteil, wenn ein etwaiges Ausgasen des Kickerferrits Probleme bringen sollte. Am DCI, Orsay ist ein Ferritkicker im Vakuum im Einsatz.

Für die Pulszeit des Kickers ergibt sich eine nutzbare Injektionszeit von $1,54 \mu\text{s}$ (gegenüber der Pulszeit von $2 \mu\text{s}$ des Mikrotrons), was 17 Umläufen im Ring entspricht.

3.4.2.2 Septum

Eine kurze Abschätzung zeigte, daß ein elektrostatisches Septum wegen der erforderlichen Feldstärke nicht möglich ist. Es wird daher ein magnetisches Septum gemäß Abb. 12 vorgeschlagen, dessen Daten in Tabelle 8 angegeben sind.

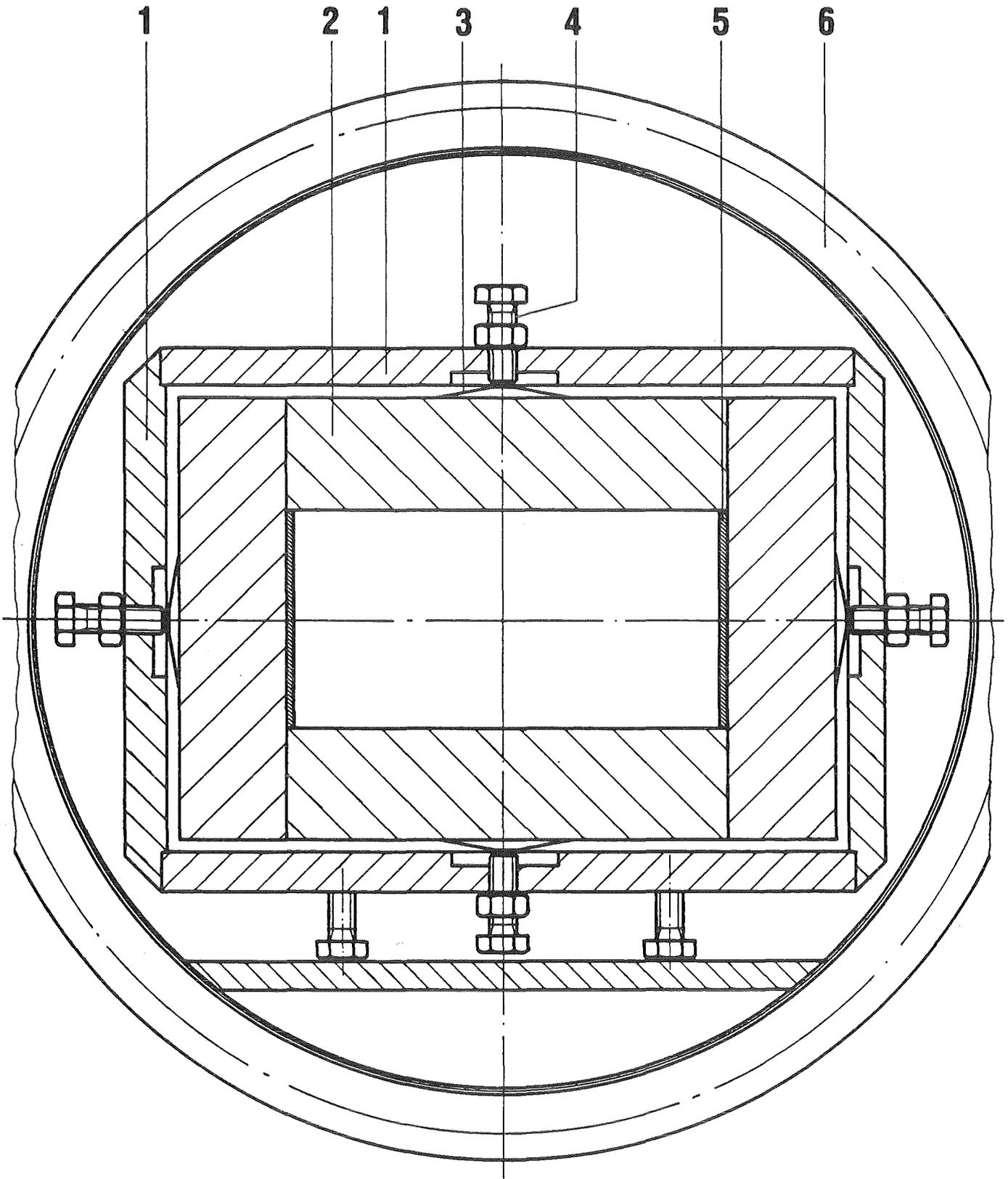


Abb 11: Aufbau der Ferritkicker, Maßstab 1:1.

- 1 Spannkäfig
- 2 Ferritblock
- 3 Tellerfeder
- 4 Spannschraube
- 5 Leiter
- 6 Flansch

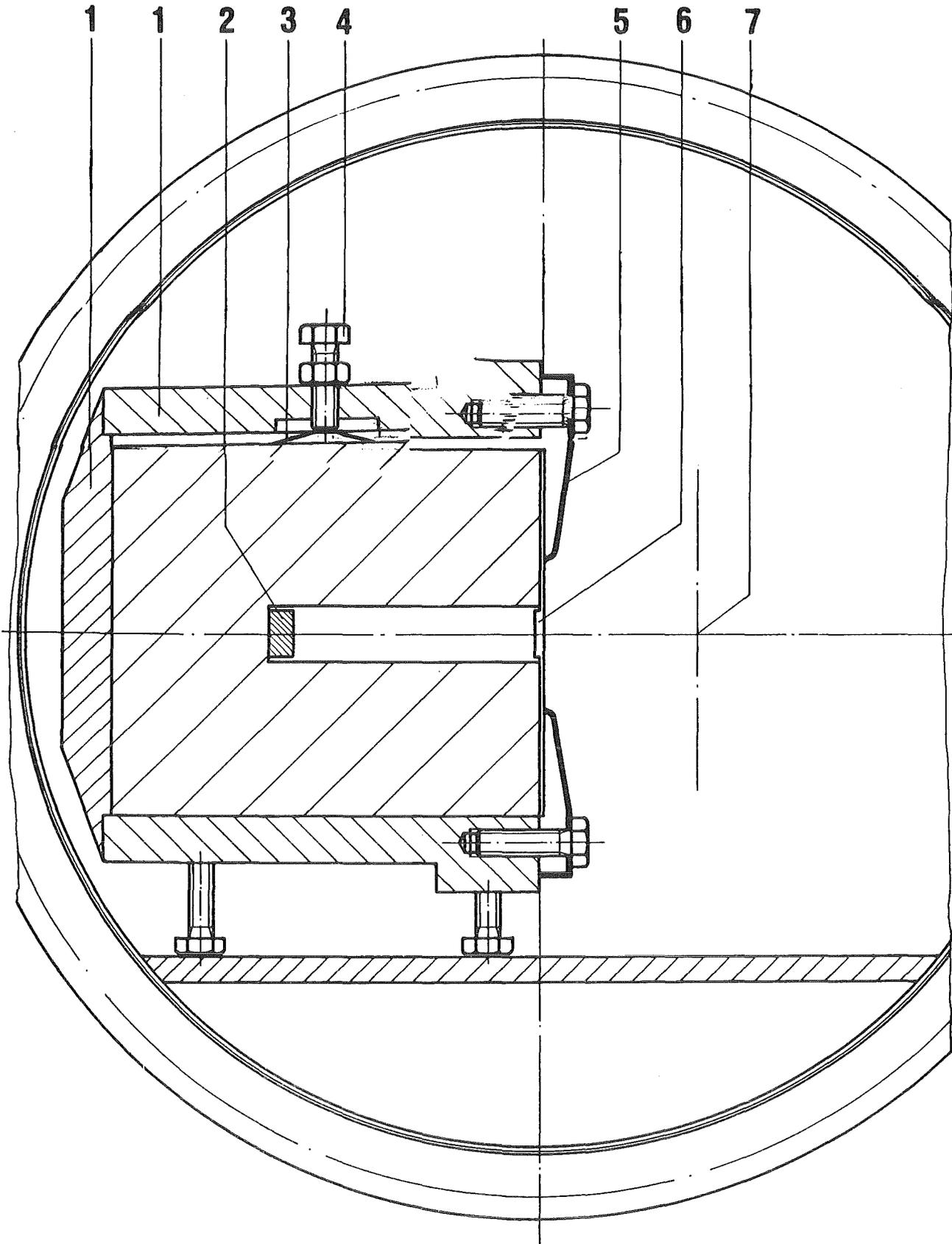


Abb. 12: Aufbau des Injektionsseptums, Maßstab 1:1.

- | | |
|------------------|-----------------|
| 1 Spannkäfig | 5 Spannklammer |
| 2 Innerer Leiter | 6 Außenleiter |
| 3 Tellerfeder | 7 Sollbahn-Lage |
| 4 Spannschraube | |

Optik:

Teilchenenergie	150 MeV
max. Ablenkwinkel	28 mrad

Mechanisch:

Magnetische Länge	0,2 m
nutzbarer Querschnitt	40x80 mm ²
Gesamtlänge incl. Flansch	230 mm

Magnetisch:

Max. Induktion	0,07 T
Max. Pulsstrom	2228,3 A
Induktivität (Kicker)	0,5 µH
Induktivität (Gesamt)	1,5 µH
Jochmaterial	NiZn-Ferrit
Pulsanstieg	5,25 µs (1/4 Sinus)
Pulsabfall, exponentiell	3,14 µs

Kicker, elektrisch und Pulser:

Kapazität des Lade- kondensators	7,45 10 ⁻⁶ F
Ladespannung	1000 V

Tabelle 7: Zusammenfassende Übersicht über die Daten der Injektionskicker.

Optik:

Energie	150 MeV
Injektionsmodus	Multiturn
Abstand Septumschiene- Injektionsbeule	30 mm
Injektionsbeule am Septumausgang	28 mm
Abstand Injizierter Strahl- Sollbahn	33 mm

Mechanisch:

Magnetische Länge	0,3 m
nutzbarer Querschnitt	10x45 mm ²
Septumschienenendicke	2 mm
Gesamtlänge	0,33 m

Magnetisch:

Maximale Induktion	0,437 T
Maximaler Pulsstrom	3472 A
Pulsdauer	166,6 μ s (Sinushalbwellen)
Jochdicke	30 mm
Jochmaterial	Bleche geklebt, 0,35 mm Trafoperm von VAC
Max. Induktion im Eisen	0,7 T

Elektrisch und Pulser:

Kapazität des Lade- kondensators	1,04 mF
Ladespannung	ca. 200 V
Schalteinrichtung	Thyristor

Tabelle 8: Zusammenfassende Darstellung der Daten des Septums.

3.5 Zusammenfassung zur Injektion

Die Magnetfeldkonfiguration des Rings ist hinreichend flexibel und erlaubt verschiedene Optiken für die Injektion, die durchweg große Akzeptanzen aufweisen. Für die vorläufig gewählte Injektionsenergie von 150 MeV ergeben sich keine technischen Probleme für die Auslegung der Injektionskomponenten, es kann bei allen auf konventionelle Lösungen zurückgegriffen werden. Die Entscheidung über die Wahl des Mikrotrons kann zunächst bis zu den von Aladdin und MAX zu erwartenden weiteren Ergebnissen zurückgestellt werden.

4 Supraleitende Ablenkmagnete

4.1 Einleitung

Für eine Kreisbahn der Elektronen mit einem Radius $\rho = 1,20$ m wird bei der Energie von 1.435 GeV ein Magnetfeld B von 4 T benötigt, das senkrecht auf der Bahnebene steht (V-Richtung). Da bei 4 Tesla die Sättigungsmagnetisierung von Eisen um einen Faktor 2 überschritten ist, muß die geforderte Form des B-Feldes im wesentlichen durch entsprechende Anordnung von supraleitendem Kabel erzeugt werden. Um die gespeicherte Energie in dem supraleitenden Magneten klein zu halten, sollte sich das B-Feld möglichst auf das vom Elektronenstrahl benötigte Volumen beschränken

Die meisten supraleitenden Beschleuniger-Magnete bestehen aus einer zylindersymmetrischen Wicklung, bei der die stromführenden Leiter parallel zur Zylinderachse angeordnet sind /13/, /14/.

Das Feld liegt somit in einer zur Zylinderachse (Flugrichtung der Teilchen) senkrechten Fläche. Je nach Wahl der Leiteranordnung läßt sich innerhalb des Magneten ein Feld der Form

$$B \sim r^p, \quad r = \sqrt{H^2 + V^2}, \quad p = \text{ganze Zahl} \geq 0$$

erzeugen (Abb.13).

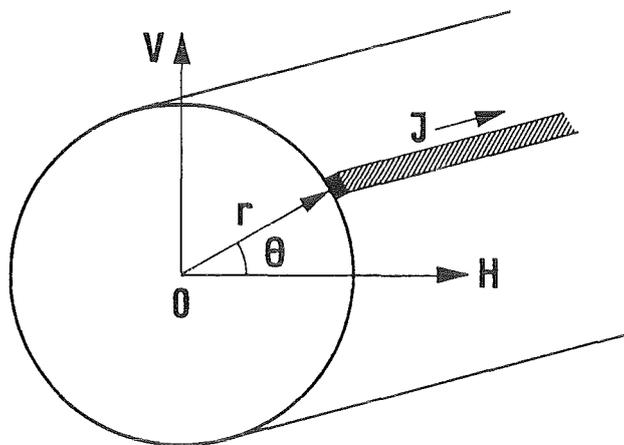


Abb. 13

Hierbei bedeutet $p = 0$ Dipolfeld, $p = 1$ Quadrupolfeld, $p = 2$ Sextupolfeld, $p = 3$ Oktupolfeld, $p = 4$ Dekapolfeld usw.

Im Falle einer azimuthalen Stromverteilung der Form $J = J_0 \cos \theta$ ($\theta =$ Azimutwinkel) ergibt sich im gesamten Innenraum ein konstantes Feld (Dipolfeld) in V-Richtung.

Im 2-dimensionalen Fall (unendlich langer Magnet) ist es zweckmäßig für die radiale Feldkomponente B_r und die azimuthale Feldkomponente B_t folgende Reihenentwicklung zu benutzen /15/:

$$B_r(r, \theta) = \sum_n D_n r^{n-1} \sin n \theta \quad (2)$$

$$B_t(r, \theta) = \sum_n A_n r^{n-1} \cos n \theta$$

Ist das Magnetfeld symmetrisch bezüglich der V-Achse, gilt $n = 1, 3, 5$. Beschleunigermagnete werden nach der relativen Größe der Multipolterme, also Terme mit $B \sim r^p$, gegenüber dem Dipolanteil ($p = 0, n = 1$) bei einem bestimmten Radius spezifiziert. Üblicherweise nimmt man den Radius des Bereiches, in dem ein homogenes Feld gefordert wird (nutzbarer Feldbereich). Hieraus ergeben sich Forderungen an die Fourierkoeffizienten der Reihe (2). So bedeutet zum Beispiel die Angabe, Sextupolanteil bei $r = 2 \text{ cm} < 10^{-4}$, daß gelten muß:

$$\frac{A_3 \cdot 2^2}{A_1 \cdot 2^0} < 10^{-4} \quad \text{bzw.} \quad \frac{D_3 \cdot 2^2}{D_1 \cdot 2^0} < 10^{-4}$$

Besteht der Querschnitt der Wicklung aus Kreissegmenten, so gilt $A_n = D_n$ und die Fourierkoeffizienten können direkt aus der Stromverteilung ausgerechnet werden. Bei rechteckigem Spulenquerschnitt geht diese einfache Zuordnung verloren. Das Feld wird in diesem Fall numerisch berechnet und die A_n bzw. D_n durch Anpassung von (2) an die berechneten Feldwerte gewonnen.

Die bereits existierenden Konzepte für Beschleuniger-Magnete lassen sich auf das hier vorliegende Problem des Ablenkmagneten aus folgenden Gründen nicht direkt übertragen:

1. Bisher sind ausschließlich gerade Magnete gebaut worden. Bei dem IKVT-Magnet muß der Zylinder, der Elektronenbahn folgend, zu einem Torussegment mit einem Radius $\rho = 1,20$ m gebogen werden. Diese Krümmung führt zu einem Aufheben der Symmetrie bezüglich der V-Achse. Dies hat, wie Rechnungen zeigen, im wesentlichen einen Quadrupol-Term des Feldes zur Folge, der mit einem Magnetdurchmesser von 0,18 m zu einer Feldabweichung von 1 % bei $r = 0,02$ m führt.
2. Um die Synchrotronstrahlung über einen großen Bereich der Kreisbahn zu nutzen, muß der Magnet parallel zur Torusachse bei $\theta = 0$ einen Schlitz besitzen, dessen Weite mindestens die Synchrotron-Strahlbreite betragen muß. Aus konstruktiven Gründen (Stützkonstruktion zum Auffangen der Kräfte im Schlitz, Einbau von Kryoflächen) muß jedoch eine Weite von $1,5 \cdot 10^{-2}$ m gefordert werden. Die bisher gebauten Dipolmagnete besitzen jedoch gerade bei $\theta = 0$ maximale Stromdichten, so daß ihre Leiteranordnungen nicht übernommen werden können.

Es muß daher eine neue Leiteranordnung gefunden werden, wobei eventuell ein Kompromiß aus Feldgüte und Fertigungsmöglichkeit eingegangen werden muß. Die geforderten Magnetdaten sind:

Magnetfeld: 4 T

Homogenität: $\frac{\Delta B}{B} < 10^{-3}$ in einem Bereich von $\pm 2 \times 10^{-2}$ m in horizontaler (H) Richtung und $\pm 10^{-2}$ m in vertikaler (V) Richtung.

Multipolanteile: Sextupol- und Dekapol-Anteil $< 10^{-4}$ bei $r = 2 \cdot 10^{-2}$ m, über die Elektronenbahn integrierter Sextupol- und Dekapol-Anteil $< 10^{-4}$, integraler Quadrupol und Oktupol-Anteil $< 10^{-5}$

Für die Sextupol- und Dekapol-Anteile wurde die Spezifikation der Hera-Magnete (DESY) zugrunde gelegt.

Die konstruktiven Probleme bei diesem Magnettyp sind:

das Wickeln von konkaven Spulenteilen, der Austritt und die Absorption der Synchrotronstrahlung sowie das Aufbringen der Vorspannung auf die supraleitende Wicklung.

Es müssen entweder an einigen Stellen Strahlrohre zum Auslaß der Synchrotronstrahlung und entsprechende Absorber für die nicht austretende Strahlung im Magnet eingebaut werden, oder der Magnet muß auf der gesamten Länge einen freien Schlitz zum Auslaß der Strahlung besitzen. Da die magnetischen Kräfte die Spule im Bereich des Schlitzes zusammendrücken wollen, muß bei der zweiten Möglichkeit eine geeignete Stützkonstruktion vorgesehen werden.

Durch die Vorspannung sollen Unterschiede in der thermischen Kontraktion von Stützmaterial und Supraleiter ausgeglichen werden, so daß sich der Leiter auch nach dem Abkühlen auf 4,2 K unter dem Einfluß der Lorentzkraft nicht bewegen kann. Leiterbewegungen von 100 µm können bereits einen Quench des Magneten auslösen /16/.

4.2 Spulenkonzepete für supraleitende Ablenkmagnete

Es wurden Studienaufträge für supraleitende Ablenkmagnete an die Firmen Siemens-AG, Erlangen, Oxford Instruments, Oxford, und BBC, Mannheim, vergeben. In Abb.14 sind die vorgeschlagenen Spulenkonzepete zusammengestellt.

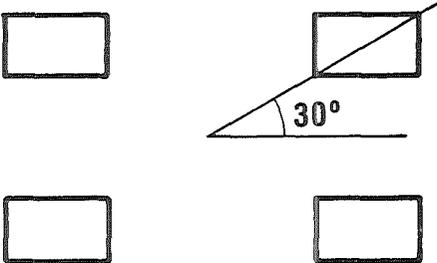
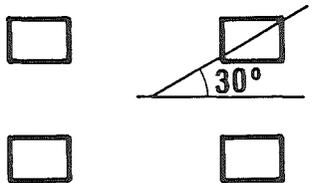
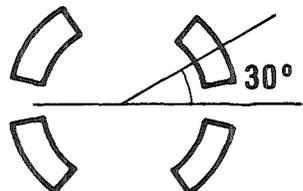
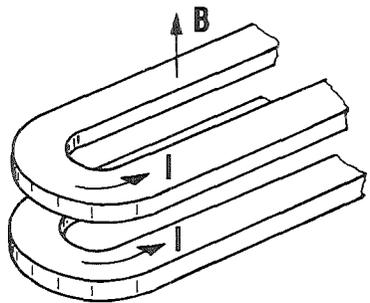
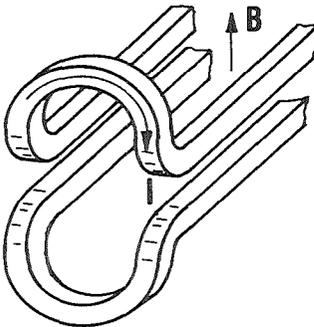
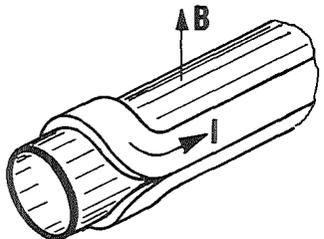
	Siemens AG	Oxford Instr.	BBC.
Spulenquer- schnitt			
Spulenende	 <p>a.) Race-Track</p>	 <p>b.) Bettgestell</p>	 <p>c.) helisches Ende</p>

Abb.14: Von den Firmen vorgeschlagene Spulenkonzepte für die supraleitenden Ablenkmagnete.

Abb. 14a zeigt eine Race-Track-Spule mit rechteckigem Spulenquerschnitt. Die Wickeltechnik ist hier besonders einfach, da die einzelnen Leiter in einer Ebene bleiben. Damit an den Magnet-Enden eine ausreichend große Bohrung für das Strahlrohr vorhanden ist, müssen die Wickelpakete von der Bahnebene einen Abstand besitzen, der größer ist, als er sich aus den Forderungen für die Synchrotron-Strahlung ergibt. Da andererseits das Wickelpaket symmetrisch bezüglich einer 30° Linie aufgebaut sein sollte, um die geforderte Feldgüte einzuhalten, hat ein großer Spulenabstand automatisch große Spulenabmessungen zur Folge. Durch die großen Spulenabmessungen wird der Vorteil des einfachen Wickelns teilweise wieder aufgehoben. Weitere Nachteile sind die große Energiefreisetzung im Quenchfall und der langsame Feldabfall an den Enden. Letzteres ist nachteilig, da im Endbereich die Multipolterme nur integral kompensiert werden können und somit die Elektronen auf einem längeren Bahnstück Multipoleinflüsse spüren.

Da trotz des relativ großen Spulenabstandes der Leiter am Magnetende der Elektronenbahn sehr nahe kommt, ergibt sich bei diesem Magnet-Typ an den Enden eine starke Feldüberhöhung. Ein Beispiel für den Verlauf des Feldes im Endbereich eines solchen Magneten zeigt Abb. 15.

Eine Verbesserung bringt das Hochbiegen des Magneten am Ende zu einem "Bettgestell", Abb. 14b. Es ergibt sich dadurch eine größere Öffnung für das Strahlrohr. Der Abstand der Spulenpakete kann somit auf eine für die Synchrotronstrahlung notwendige Größe reduziert werden. Die Probleme bei diesem Magnettyp liegen im Hochbiegen der Supraleiterpakete an den Enden nach dem Wickeln und im Aufbringen der Vorspannung in diesem Bereich.

Als dritte Möglichkeit bietet sich ein Konzept mit zylindersymmetrischem Spulenquerschnitt an (Abb. 14c). Hier wird die Technologie der Heramagnete /14/ weitgehend anwendbar. An den Enden wird die Wicklung helisch über einen Zylindermantel geführt. Es ergibt sich dadurch auch bei kleinen Spulenabmessungen eine große Öffnung für das Strahlrohr.

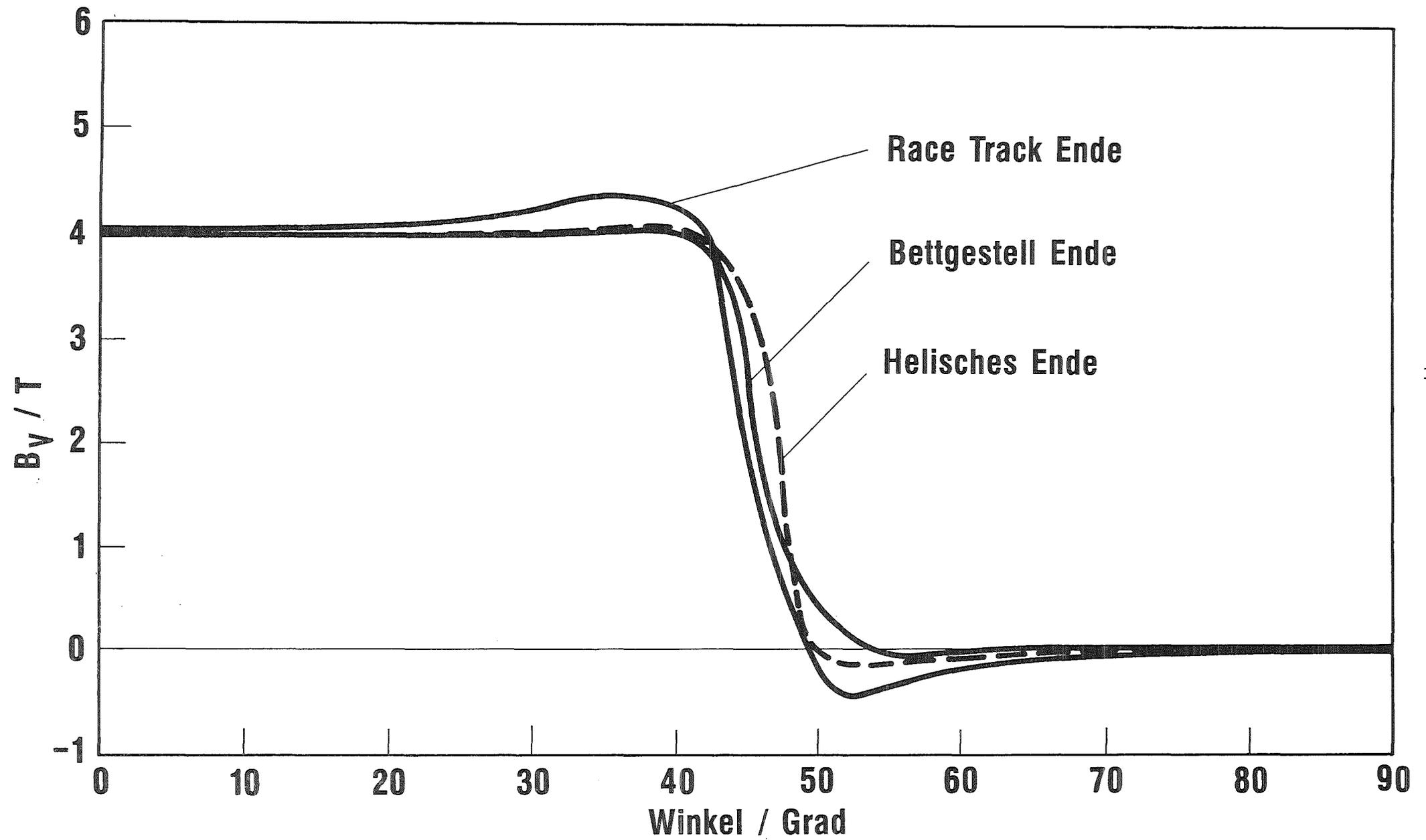


Abb. 15: Vertikales Magnetfeld auf der Sollbahn für die drei verschiedenen Magnettypen in Abb. 14. 10° entsprechen einer Bahnlänge von ca. 20 cm.

Die Herstellung der supraleitenden Wicklung ist hier sicherlich aufwendiger als bei den Typen a und b, allerdings wird durch die Gewölbestruktur der Wicklung das Aufbringen der Vorspannung relativ einfach.

Die Feldüberhöhung an den Enden ist bei den Typen b und c relativ klein und kann bei Verwendung von Eisen ganz vermieden werden. Beispiele für den Endfeldverlauf dieser Magnet-Typen sind ebenfalls in Abb. 15 gezeigt.

Bei den Magnetypen b und c müssen allerdings an die Fertigungstoleranzen erhöhte Ansprüche gestellt werden. Abweichungen von der berechneten Leiterposition dürfen hier 0,1 mm nicht überschreiten.

4.3 Die Verwendung von Eisen

Bei den meisten bisher gebauten Beschleuniger-Magneten wurde Eisen zur Feldabschirmung nach außen und zur Felderhöhung verwendet. Je nach Abstand des Eisens von der Wicklung kann der Feldbeitrag bis 1,6 T betragen. Allerdings ergeben sich bei der Verwendung von Eisen stromabhängige Multipole, die durch geschickte Wahl der Eisengeometrie minimiert werden können, bzw. durch Korrekturspulen eliminiert werden müssen. Bei geraden Dipolmagneten wird die Spule in der Regel konzentrisch von Eisen umschlossen, wobei das Eisen in erster Linie der Abschirmung dient. Welche Eisengeometrie für den gekrümmten Magneten am günstigsten ist, müssen 3-dimensionale Optimierungsrechnungen zeigen. Diese Rechnungen werden vom IKVT mit dem 3-D-Programm TOSCA /9/ ausgeführt.

5. Ausschleusung der Synchrotronstrahlung, Kryo- und Vakuumsystem

5.1 Einleitung

Die der Vergabe der Magnetstudien vorausgegangenen Diskussionen hatten ergeben, daß die Ablenkmagnete von eher "konventioneller" Bauart sein würden: ein geschlossener Ablenkspulenkörper - ähnlich wie bei den Magneten für Hera /14/ bzw. Klein-Erna /1/ - mit diskreten Strahlungskanälen zum Ausschleusen der Synchrotronstrahlung. Dem entsprach auch in der Ausschreibung für die Magnetstudien, daß zur Abfuhr der Synchrotronstrahlung von einem innerhalb des kalten Strahlrohres (4 K) angebrachten wassergekühlten Absorber (300 K) mit einem entsprechenden N_2 -Schild (80 K) ausgegangen wurde. Alternative Lösungen waren jedoch ausdrücklich zugelassen: die Problematik der Positionierung von Absorber und N_2 -Schild innerhalb des 4 K-Bereiches, die Zugänglichkeit und der Platzbedarf sprachen stets für eine Anordnung des Targets außerhalb des 4 K-Bereiches und damit für einen geschlitzten Magneten, kurz C-Magnet genannt, bei dem die den Schlitz zusammendrückenden Kräfte dann durch äußere Klammern kompensiert werden müssen.

Die bisher vorgelegten Entwürfe beziehen sich auf die in Abb.14 dargestellten Spulenkonzeppte a und c. Sie sind in Abb.16 miteinander verglichen, und zwar ist dort maßstäblich ein Schnittbild durch den Magnet senkrecht zur Sollbahn der umlaufenden Elektronen für den hier interessierenden Teilbereich gezeigt. Die in Abb. 16a gezeigte geschlossene Bauweise basiert auf der Spulenkfiguration gemäß Abb. 14a, bei der zwischen den Spulenpaketen viel Platz für die Unterbringung des Strahlrohres mit Target und Abschirmung sowie für den Einbau von diskreten Strahlungskanälen vorliegt. Die aus dem Hera-Magnetkonzept abgeleitete Magnetkonfiguration gemäß Abb. 14c führt zu einer sehr kompakten Magnetstruktur, bei der wie in Abb. 16b gezeigt die konstruktive Durcharbeitung zu einem C-Magneten führte. Auch die dritte Magnetstudie mit der in Abb. 14b gezeigten Spulenanordnung sieht nach den bisherigen Informationen einen C-Magneten vor. Die Eigenschaften des geschlossenen Magneten vom Typ der Abb. 16a und des C-Magneten vom Typ der Abb. 16b werden in den folgenden Abschnitten beschrieben und bewertet. Abschließend wird das Problem der Gasfreisetzung für supraleitende Magnete mit kaltem Strahlrohr diskutiert.

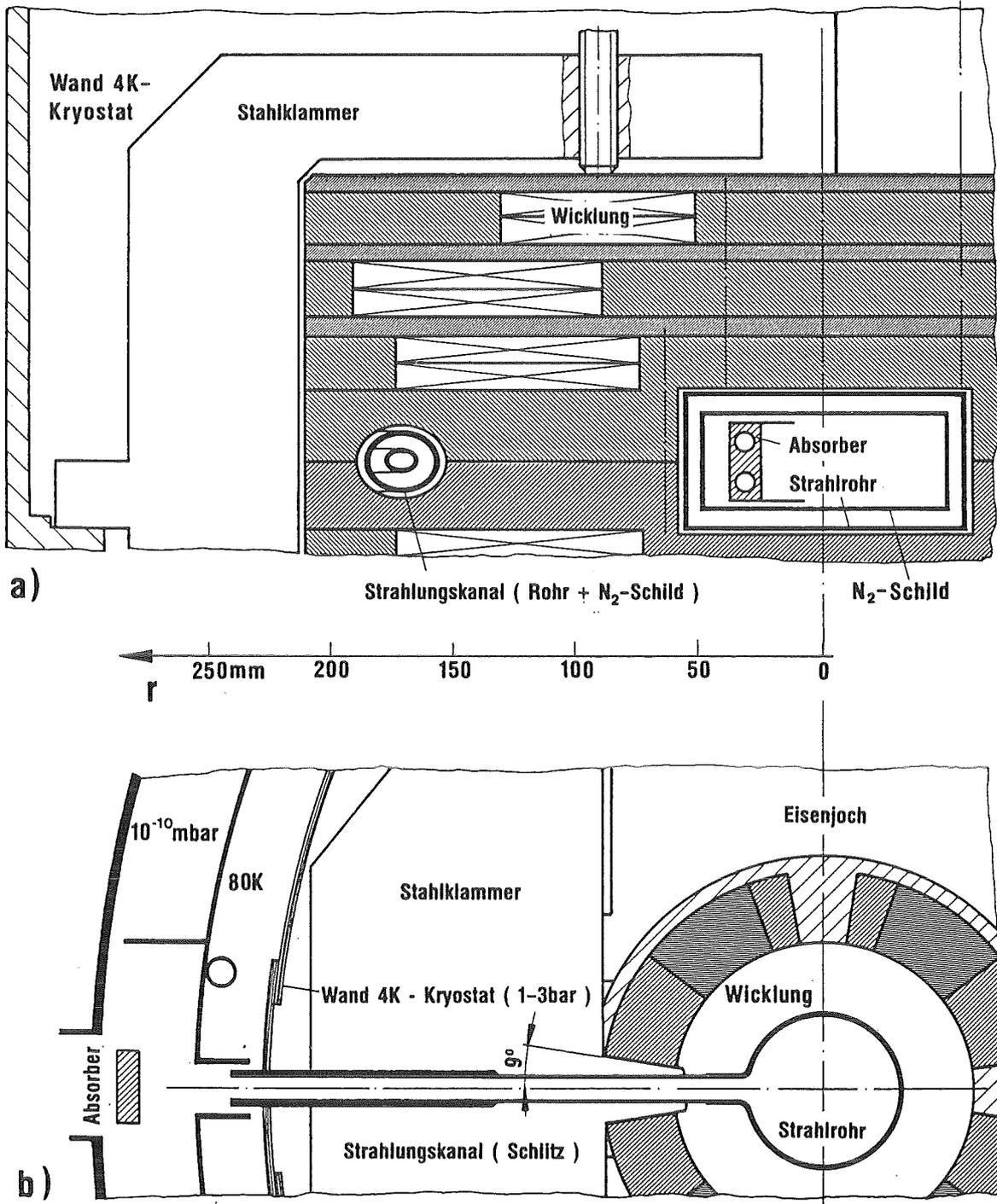


Abb. 16: Schnitt durch die Ablenkmagnete senkrecht zur Sollbahn der Elektronen, schematisch.

- a) geschlossene Bauweise mit diskreten Strahlungskanälen, Race-Track Spule ohne Eisenabschirmung. (Siemens-AG)
- b) C-Magnet mit schlitzförmigem Strahlungskanal, Spule Typ Hera-Magnet mit Eisenjoch. (BBC)

5.2 Geschlossener Magnet mit diskreten Strahlungskanälen (Siemens-AG)

Die beim geschlossenen Magnet nach Abb. 16a benutzte Race-Track Spule führt zur Erreichung der geforderten Feldhomogenität zu vergleichsweise großen Abständen der Wicklungen von der Achse des Speicherringes. Für das Strahlrohr ist so ein freier Querschnitt von $109 \times 45 \text{ mm}^2$ verfügbar, in dem sich der N_2 -Schild als ebenfalls rechteckiger Kanal und der wassergekühlte Strahlungsabsorber unterbringen lassen. Die Schnittzeichnung läßt zwar nicht erkennen, wie die geforderten optisch dichten Pumpöffnungen im N_2 -Schild zur 4K-Wand hin (Kryopumpe) realisiert werden. Dies dürfte jedoch unproblematisch sein. Ebenso fehlen Rohrleitungen und Stützkonstruktion für N_2 -Schild und Absorber. Ein wichtiges Detail sind bei diesem Magnettyp die Öffnungen im Absorber zum Ausschleusen der Strahlung und die Vorrichtungen zum Einjustieren auf die Strahlungskanäle. Dabei muß die bei rund 2 m Länge des Magneten immerhin 5,5 mm betragende Schrumpfung des N_2 -Schildes (Edelstahl) und die mit 5,9 mm etwas größere der Strahlkammer gegenüber dem auf konstanter Temperatur befindlichen Absorber berücksichtigt werden.

Auch für die Unterbringung der Strahlungskanäle ist zwischen den Spulenpaketen reichlich Platz, die lichte Weite beträgt 58 mm. Die vorgeschlagene Lösung besteht jeweils aus einem Rohr mit 25 mm Außendurchmesser, 2 mm Wandstärke, das in einer 30 mm weiten Aussparung in den Spulenabstandsstücken eingebettet ist. Das innerhalb des Strahlungskanales angeordnete N_2 -Abschirmungsrohr ist mit 8 mm lichter Weite zu eng für den durchzulassenden Winkelbereich der Strahlung, die notwendige Vergrößerung ist aber platzmäßig möglich. Hinsichtlich der Länge des Strahlungskanals innerhalb des 4K-Bereiches ergibt sich aus dem dargestellten radialen Abstand Achse Strahlrohr - Außenwand Kryostat von 0,33 m ein Betrag von 0,93 m. Die geforderte Durchlässigkeit in vertikaler Richtung für eine um $\pm 5 \text{ mrad}$ aufgeweitete Strahlung liefert für den Austrittsquerschnitt des Strahlungskanals eine zu fordernde lichte Höhe von $\pm 4,6 \text{ mm}$, ohne Zuschläge für die endliche Größe des strahlenden Elektronenringes und Justiertoleranzen.

Der zu Abb. 16a gehörende Kryostat für den Magneten hat einen Gesamtquerschnitt von $0,68 \times 0,5 \text{ m}^2$ und ist aus 10 mm dicken Platten mit Verstärkungsrippen heliumdicht verschweißt. Seine Masse - Wicklung, Stützstruktur und Vakuumgefäß - liegt mit etwa 3000 kg sehr hoch. Eine Eisenabschirmung ist bei der vorgelegten Studie noch nicht berücksichtigt.

5.3 C-Magnet (BBC)

Der C-Magnet nach Abb. 16b baut hinsichtlich der Wicklungstechnik auf den Erfahrungen der Hera-Magnete auf (vgl. Abschnitt 4.2). Der zum Ausschleusen der Strahlung wicklungsfreie Bereich von $2 \times 9^\circ$ wird für den schlitzförmigen Strahlungskanal und für die zum Abfangen der Kräfte notwendige massive Stahlklammer nebst Kryostatwand benötigt. Das Eisenjoch ist Bestandteil der Magnetstruktur, es ist innerhalb des 4K-Bereiches angebracht und bestimmt zusammen mit der Stahlklammer die Abmessungen des Kryostaten. Im Ergebnis ist der Kryostat mit einem Durchmesser von 0,5 m deutlich kompakter verglichen mit der geschlossenen Variante nach Abb. 16a, die zudem ohne Eisen ausgelegt war.

Der vorgeschlagene Spulenkörper hat einen Innendurchmesser von 0,12 m. Mit dem Keilwinkel von 9° führt dies an der engsten Stelle zu einer lichten Weite von $2 \times 9,3 \text{ mm}$. Wenn für den Strahlungskanal an dieser Stelle eine lichte Weite von $2 \times 5 \text{ mm}$ gefordert wird, verbleiben für Klammer und Vakuumwand noch 4,3 mm. Diese geometrischen Begrenzungen haben zwischenzeitlich zu einem neuen Vorschlag für die Klammer geführt. Der tragende Teil der Klammer wird nicht mehr einseitig, sondern beidseitig am tragenden Eisenjoch aufgehängt. Dies Konstruktionsprinzip ist schematisch in Abb.17 dargestellt.

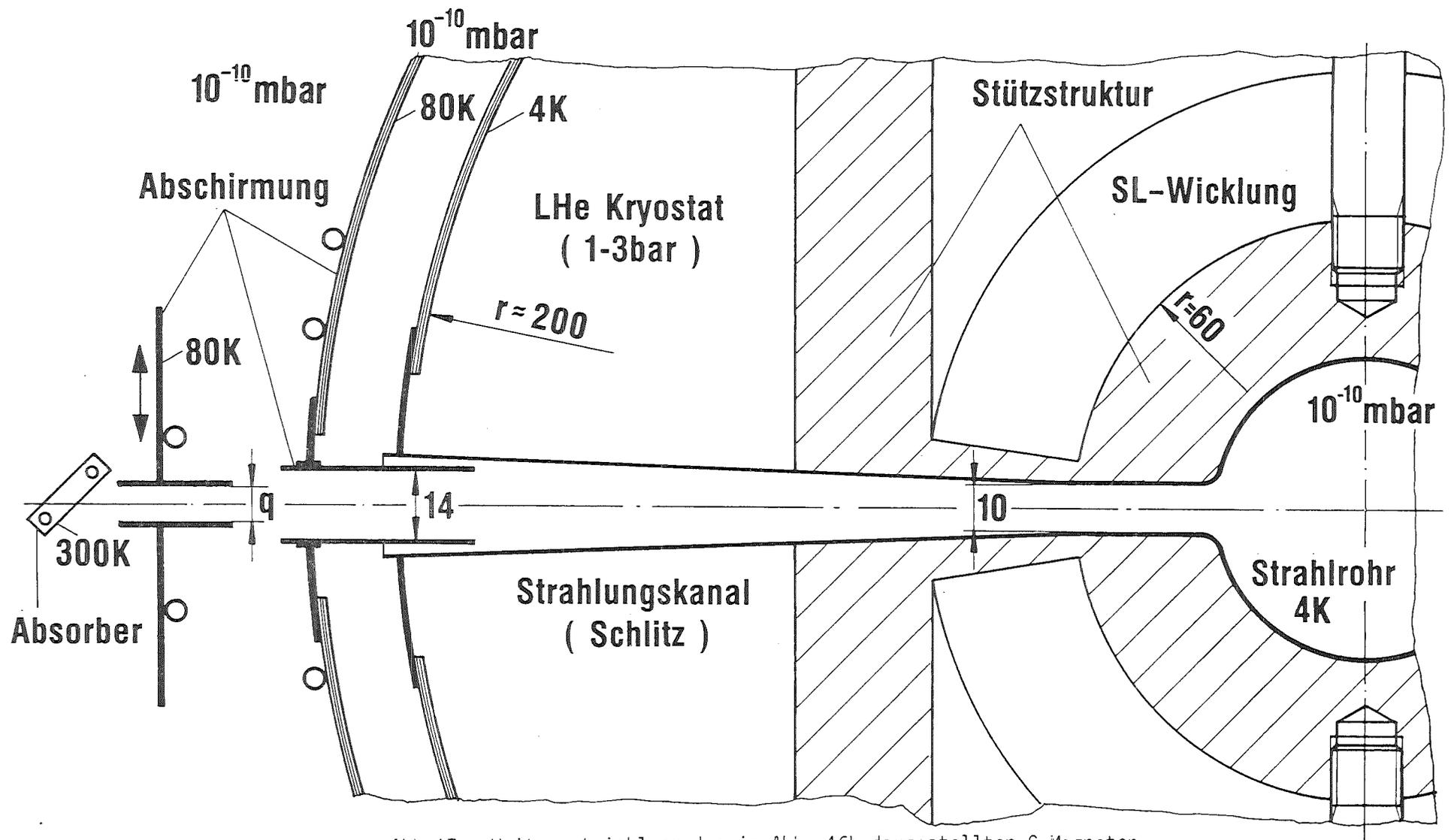


Abb.17: Weiterentwicklung des in Abb. 16b dargestellten C-Magneten

Auch beim C-Magnet mit dem außerhalb liegenden Absorber stellt sich die Frage nach einer ausreichenden Abschirmung gegen die thermische Strahlung vom Absorber auf den Kryostat (4K-Bereich). Hier ist das Konzept gemäß Abb. 16b noch nicht befriedigend, speziell die Anordnung der 80 K-Abschirmung zwischen Kryostat und Target ist verbesserungsbedürftig. Ein Lösungsvorschlag ist in Abb. 17 gezeigt: Zum einen ist der leicht aufgeweitete Strahlungskanal mit einem innen, nicht außen verlaufenden N_2 -Schild versehen. Zum anderen ist kurz vor dem Absorber ein weiterer justierbarer N_2 -Schild, dessen effektive Schlitzbreite q auf die tatsächlich für den Durchlaß der Strahlung erforderliche Weite eingestellt wird. Bei einem radialen Abstand des Absorbers von der Sollbahn von ca. 0,28 m beträgt der Abstand zum Tangentenpunkt ca. 0,86 m. Die Höhe des Strahlungsbandes am Ort des Absorbers ist damit 0,3 mm (natürliche Divergenz entsprechend $1/\gamma = 0,35$ mrad plus der entsprechenden Abmessung σ_V des strahlenden Elektronenstromes). Auch im ungünstigsten Fall (nach heutiger Planung) von $\sigma_V = 1,96$ mm - siehe Abschnitt 1, Tab. 1 - läßt sich so die Breite des Schlitzes auf etwa $q = 4$ mm beschränken. Damit ist die Strahlungsbelastung des Kryostaten durch den Absorber um mindestens eine Größenordnung gegenüber der Geometrie nach Abb. 16b auf einen tolerierbaren Wert reduziert.

Hinsichtlich der Dimensionierung des schlitzförmigen Strahlungskanals ist zu beachten, daß zur Vermeidung einer spürbaren Belastung des 4 K-Bereiches durch auftreffende Synchrotronstrahlung die engste Stelle des Strahlungskanals mindestens eine lichte Weite haben sollte, die dem 7,7fachen von σ_V entspricht: Dann würden nur 0,01 % der Gesamtstrahlung nicht mehr durchgelassen. Beim maximalen Strom von 100 mA (Tab. 1), entsprechend einer Abstrahlung von 8 kW pro 90° -Magnet, wäre die Belastung dann noch 0,8 W/Magnet, was einem zusätzlichen Heliumverbrauch von ca. $1 \text{ dm}^3 \text{ LHe/h}$ entspricht. Bei einer lichten Weite von nur noch 6 bzw. $4 \cdot \sigma_V$ betrüge die Strahlungsbelastung 0,26 bzw. 4,5 % und wäre damit nicht mehr tolerierbar. Eine Verminderung der Abstrahlung bei Wahl eines kleineren Elektronenstromes, z. B. auf 0,8 kW/Magnet bei 10 mA, entschärft die Anforderungen an die lichte Weite nur geringfügig. Für den in Tabelle 1 angegebenen Wert $\sigma_V = 1,96$ mm wird somit eine lichte Weite von 15 mm

gefordert. Umgekehrt: wenn die lichte Weite nur - wie im bisherigen Entwurf - 10 mm beträgt, dann darf σ_V nicht größer als 1,3 mm sein. Zu beachten bleibt, daß der in Tab. 1 angegebene Wert für den konservativen Fall der Kopplung gilt; beträgt die vertikale Emittanz dagegen nur 10 % der natürlichen, dann hat man $\sigma_V = 0,62$ mm und die lichte Weite wäre mit 10 mm deutlich größer als nötig.

Eine weitere, gravierende Forderung an die lichte Weite des Schlitzes bzw. der Strahlungskanäle ergibt sich aus der Kippoption, bei der durch geeignete Magnete in der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Weise die Sollbahn der Elektronen im Bereich eines der Ablenkmagneten um z. B. ± 5 mrad aus der Sollbahnebene periodisch ausgelenkt wird. Die resultierende Synchrotronstrahlung ändert in gleicher Weise ihre Richtung, was z. B. nach 10 m Strahlungsweg zu einer Aufweitung vertikal um ± 50 mm führt und so eine großflächige Ausleuchtung ermöglicht. Für die Magnetstudien war diese Kippoption durch die Forderung vorbereitet worden, daß die Strahlungskanäle ein um ± 5 mrad aufgeweitetes Bündel durchlassen sollten, und daß ein Kanal auf die Magnetmitte als dem Drehpunkt der Kippbewegung zielen sollte. Aus Abb. 18 wird deutlich, daß die Kippeigenschaft auch für andere Positionen des Tangentenpunktes ausgenutzt werden kann. Nur fällt dann der jeweilige Tangentenpunkt nicht mehr mit dem Überkreuzungspunkt der Elektronenbahnen und damit der von ihnen ausgehenden Strahlung zusammen, was zu kleineren Korrekturen in der Größe des ausgeleuchteten Bereiches führt: Kommt die Strahlung aus der ersten Hälfte des Ablenkmagneten, dann liegt der virtuelle Quellpunkt näher an der Probe als der Tangentenpunkt, und in der zweiten Hälfte ist es gerade umgekehrt. Die resultierenden Anforderungen an die lichte Weite des Strahlungskanales lassen sich unmittelbar aus Abb. 18 ablesen: Für das benutzte Beispiel hat der Strahlungsfächer in 0,8 bzw. 1,3 m Abstand vom Drehpunkt die lichte Weite von 10 mm bzw. von 15 mm erreicht. Die engste Stelle des Strahlungskanales ist bei den vorliegenden Entwürfen durch die Spulengeometrie bedingt und liegt ca. 0,4 - 0,6 m weit vom Tangentenpunkt entfernt. Im äußeren Teil kann der Strahlungskanal wie in Abb. 17 aufgeweitet werden. Wenn es an der engsten Stelle bei jetzt 10 mm bleiben sollte, dann müßte die Kippung auf kleinere Winkel beschränkt werden, z. B. $\pm 2,5$ mrad.

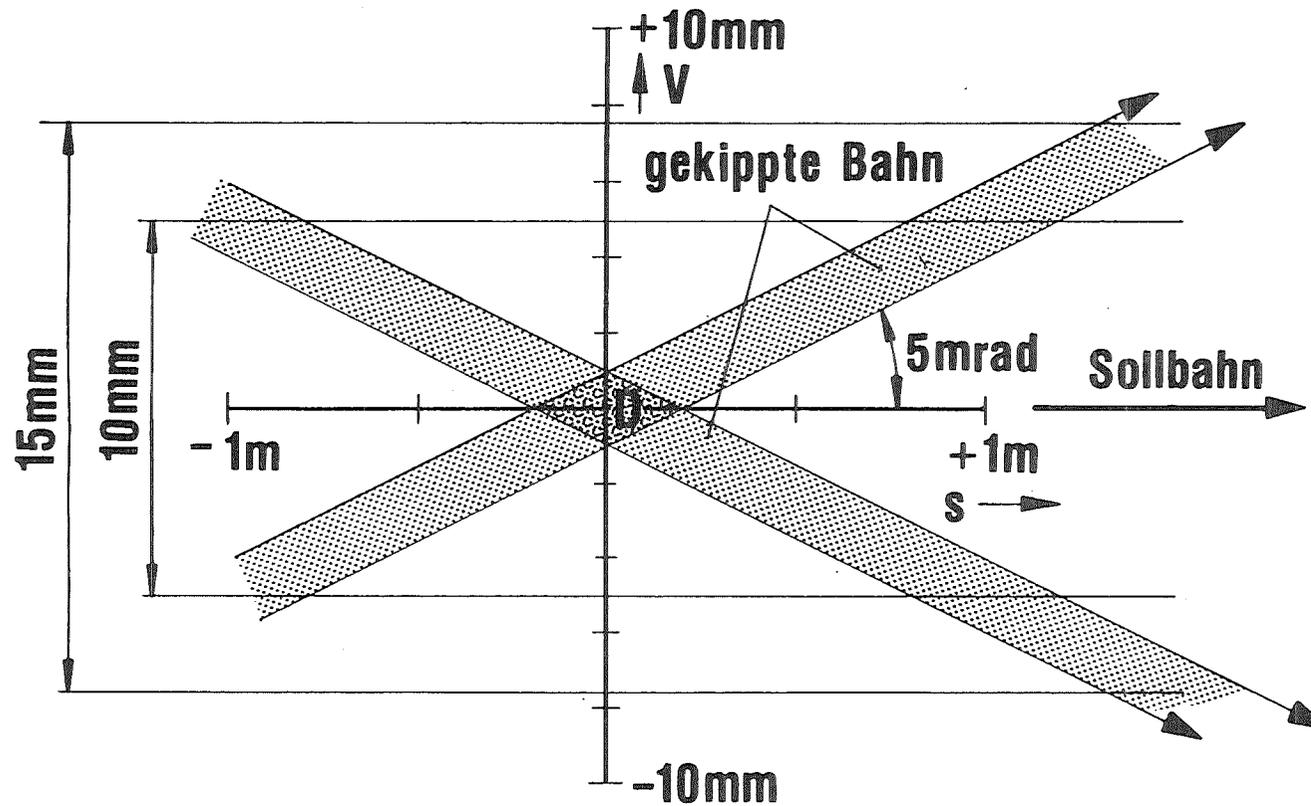


Abb. 18: Abwicklung der um $+5 \text{ mrad}$ gekippten Bahnen von Elektronen und Synchrotronstrahlung in eine vertikale Ebene. Die effektive Höhe des Elektronenstrahles wurde zu 2 mm angenommen. Der Drehpunkt D der Kippbewegung in der Mitte des Umlenkmagneten ist zugleich der virtuelle Quellpunkt für die von unterschiedlichen Tangentialpunkten ausgehende Strahlung. V ist die vertikale Auslenkung, s die Bahnlänge gemessen von D aus in Richtung der Elektronen. Die eingezeichneten Grenzkurven $V = +5 \text{ mm}$ bzw. $+7,5 \text{ mm}$ entsprechen lichten Weiten der Strahlungskanäle von 10 bzw. 15 mm .

5.4 Gasfreisetzung und Vakuum im Strahlrohr

Zur Sicherung einer hinreichend großen Lebensdauer des gespeicherten Elektronenstrahles muß gewährleistet sein, daß das auf einen Druck von 10^{-10} mbar auszulegende Vakuumsystem nicht durch eine von der Synchrotronstrahlung ausgehende Gasfreisetzung belastet wird. Über diese Gasfreisetzung liegen von anderen Strahlungsquellen folgende Erfahrungen vor /17/:

1. Beim Auftreffen auf ein Target setzt die Synchrotronstrahlung zunächst Photoelektronen frei (Ausbeute am kleinsten bei senkrechtem Einfall). Die Photoelektronen ihrerseits führen beim Auftreffen auf Metall zur Gasdesorption.
2. Die Desorptionsrate ist stark von der Vorgeschichte des Materials abhängig, sie kann in "dreckigen" Systemen (schlecht ausgegast etc.) anfänglich um bis zu zwei Größenordnungen über dem Endwert liegen.

In herkömmlichen Speicherringen wird mit wassergekühlten Absorbern gearbeitet, die innerhalb des Strahlrohres angeordnet sind: Als Pumpe für das dabei desorbierte Gas sind integrierte Sputter-Ionenpumpen seitlich am Strahlrohr angebracht, die das magnetische Randfeld benutzen. Zusätzlich sind an den Enden des Magneten konventionelle Vakuumpumpen angebracht (Ionen - Pumpen bzw. Turbomolekularpumpen), deren Saugleistung aber durch den Leitwert des Strahlrohres reduziert ist. Bei Doris wird für 3,2 m lange Ablenkmagnete die Sauggeschwindigkeit der integrierten Ionenpumpen mit $1500 \text{ dm}^3/\text{s}$ angegeben.

Beim geplanten Speicherring mit 'kaltem' Strahlrohr sind die Bedingungen hinsichtlich der Gasfreisetzung vergleichbar bzw. günstiger: Durch konstruktive Gestaltung des Absorbers und unter Berücksichtigung des Magnetfeldes läßt sich erreichen, daß die Photoelektronen nicht auf 4K-Flächen auftreffen, genau wie bei bisherigen Ringen mit warmem Rohr. Dies ist speziell beim C-Magneten möglich, wo der Absorber außerhalb liegt. Für das Abpumpen sind dagegen die Bedingungen beim kalten Rohr deutlich günstiger, die Sauggeschwindigkeit von Kryoflächen ist um ein mehrfaches höher als die der integrierten Ionenpumpen. Dies gilt zwar nicht mehr für H_2 (und erst

recht nicht für He), aber hier sind wegen der kleinen Kernladungszahl Z die Anforderungen an die Dichte auch weniger streng. Zum anderen läßt sich durch geeignete Materialien die Nachproduktion von H_2 aus dem Absorber klein halten. Beim C-Magneten würde sich wiederum günstig auswirken, daß die Gasquelle außerhalb des 4K-Bereiches liegt, wo durch geeignete Pumpen der H_2 -Partialdruck kleiner gehalten werden kann. Diese Vorteile eines differentiellen Pumpens des Absorberraumes werden auch bei anderen Speicherringen genutzt /18/.

Wichtig für die Ausnutzung dieser Eigenschaften eines als Kryopumpe wirkenden kalten Strahlrohres ist, daß durch eine sorgfältig geplante Abkühlregie verhindert wird, daß sich kritische Komponenten, speziell das kalte Strahlrohr, mit größeren Mengen kryogepumpter Gase belegen: Sowohl beim Vorkühlen auf LN_2 -Temperatur als auch beim Abkühlen auf LHe-Temperatur sollte das Strahlrohr jeweils zuletzt die Endtemperatur erreichen.

Literatur

- /1/ U. Trinks, F. Nolden, A. Jahnke, Nuclear Instruments and Methods 200 (1982), 475-479.
- /2/ G. Mülhaupt, BESSY, Berlin, private Mitteilung.
- /3/ C. Mileikowsky, Scanditronix, Stockholm, private Mitteilung.
- /4/ Y. Miyahara, K. Takata, T. Nakanishi, Techn.Report of ISSP, B21, Sept. 1984, Tokyo.
- /5/ E.W. Becker, H. Betz, W. Ehrfeld, W. Glashauser, A. Heuberger, H.J. Michel, D. Münchmeyer, S. Pongratz, R. v.Siemens, Naturwissenschaften 69 (1982), 520-523
- /6/ E.W. Becker, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer, KfK-Bericht 3732, Kernforschungszentrum Karlsruhe, April 1984
Dissertation D. Münchmeyer an der Universität Karlsruhe, 1984.
- /7/ F. Anton, W. Brefeld, Phys. Inst. d. Univ. Bonn.
- /8/ A.J. Dragt, R.D. Ryne, L.M. Healy, F. Neri, D.R. Douglas, E. Forest, MARYLIE 3.0, A Program for Charged Particle Beam Transport Based on Lie Algebraic Methods, 1985, Univ. of Maryland, College Park, Maryland 20742.
- /9/ J. Simkin, C.W. Trowbridge, Rutherford Laboratory Report RL-79-097, 1979.
- /10/ G. Guignard, CERN 70-24, Genève 1970.
- /11/ H. Bruck, Accélérateurs circulaires de particules, Presses Universitaires de France, 1966.
- /12/ E. Rowe, Synchrotron Radiation Center, University of Wisconsin - Madison, USA, private Mitteilung.

- /13/ "A Report on the Design of the Fermi National Accelerator Laboratory Superconducting Accelerator", FNAL Design Report, May 1979.
- /14/ G. Horlitz, H. Kaiser, G. Knust, K.H. Mess, P. Schmüser, B.H. Wiik und S. Wolff, IEEE Trans. Nucl. Science, Vol. NS-30, No.4 (1983), 3990-3992.
- /15/ Lari, R.J. Argonne Rep. RNL-7 (1966).
- /16/ M.N. Wilson; Superconducting Magnets, Clarendon Press, Oxford, 1983.
- /17/ C. Falland, H. Goedecke, H. Hartwig, J. Kouptsidis, H.C. Lewin, H. Münster, H. Pingel, G. Schuhmann und M. Schwartz, Japan. J. Appl. Phys. Suppl. 2, Pt. 1, (1974), 209.
- /18/ R.C. Sah, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30 (1983), 3100.

Unser Dank gilt Herrn Prof. Dr. E.W. Becker für die Anregung und Förderung dieser Studie.

Herrn Priv.-Doz. Dr. W. Ehrfeld und Herrn Dr. D. Münchmeyer danken wir für wertvolle Diskussionen im Zusammenhang mit der vorgesehenen Anwendung der Strahlungsquelle.

Wir danken ferner Herrn Dr. D. Husmann, Bonn, für seine wertvolle, orientierende Hilfe beim Start dieser Arbeit und Herrn Dipl.Phys. F. Anton, Bonn, für erste Berechnungen der Ringstruktur.