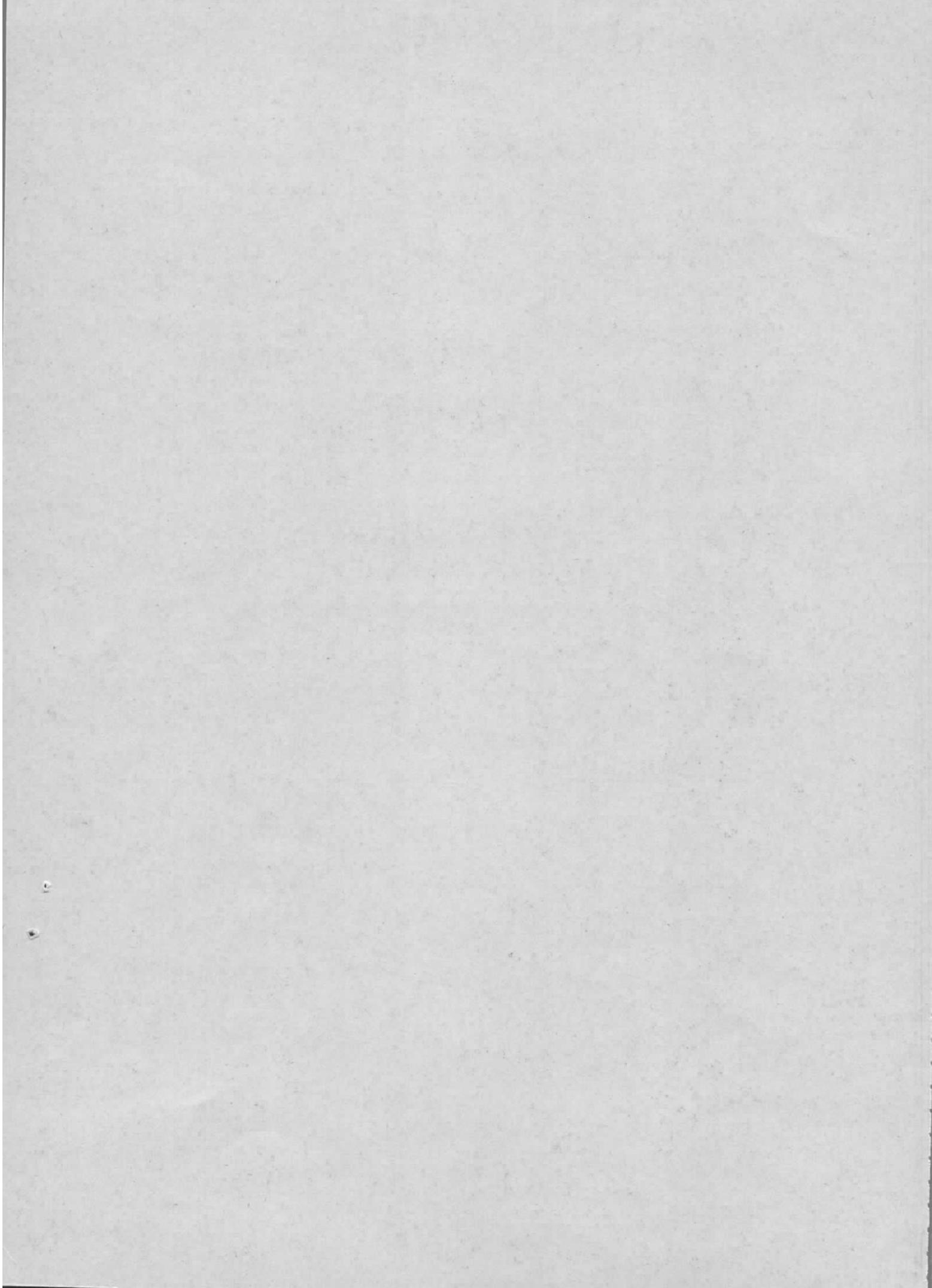


Interner Bericht
DESY H3-75/01
April 1975

DESY-Bibliothek
3. JULI 1975

Vorschläge zur Vakuumverbesserung in den Wechselwirkungszonen von DORIS

J. Kouptsidis und M. Schwartz



Inhaltsverzeichnis

	S
<u>Zusammenfassung</u>	1
1. Einleitung	2
2. Strahlgeometrie und Belastung durch Synchrotronlicht in den Wechselwirkungszonen	3
3. Verteilung von Synchrotronlicht und Saugvermögen bei DORIS	4
4. Ursachen der Druckerhöhung in den Wechselwirkungszonen	6
5. Vorschläge zur Vakuumverbesserung	7
6. Literatur	11

Zusammenfassung

Bei 2 GeV / 2 x 200 mA steigt die Temperatur durch das einfallende Synchrotronlicht auf die ungekühlten Kammerwände des Experimentes Heidelberg auf mindestens 180° C. Dagegen sind die Vakuumkanern der beiden anderen Experimente DASP und PLUTO vollständig vor Synchrotronlicht durch Absorber geschützt.

Die Ursache des höheren Druckes in den Wechselwirkungszonen liegt nicht am fehlenden Saugvermögen, sondern an der diffusen Belastung der Absorber durch das Synchrotronlicht.

Eine Druckverbesserung kann nur durch Entfernung von Kohlenstoff und Kohlenstoffverbindungen aus der Absorberoberfläche erreicht werden. Durch ein ausgedehntes Ausheizen bei 250° C läßt sich dieses Ziel nicht erreichen.

Zu diesem Zweck wird eine intensive Glimmentladung in den Vakuumkanern der Wechselwirkungszonen mit einem 90% Ar + 10% O₂ - Gasgemisch vorgeschlagen. Der verbleibende H₂ - Partialdruck kann durch Einbau von Ti - Sublimationspumpen reduziert werden.

Probeweise wurde der V2-Abschnitt von DORIS (Kammeroberfläche 10 m²) mit 40 Ah geglimmt. Nach dieser kurzen Behandlung wurde das Vakuum dort wie erwartet um Faktor 2 besser.

1. Einleitung

Der vertikale Kreuzungswinkel in den Wechselwirkungszonen (WWZ) bewirkt, daß die ersten Quadrupole (WQI, WQII, WQIII) unsymmetrisch von beiden Strahlen durchlaufen werden. Die Dipolfelder dieser Quadrupole lenken den Strahl ab und verursachen dadurch Abstrahlung von Synchrotronlicht, das druckbestimmend im Bereich der Wechselwirkungszonen ist.

Die Photonen des Synchrotronlichtes erzeugen Photoelektronen an den Absorber- und Kammeroberflächen, die eine selektive Desorption von CO, CO₂ und H₂ bewirken ^{1), 2), 3)}.

Der entstehende Druck ist proportional zur Anzahl der Photoelektronen bzw. der Photonen des Synchrotronlichtes, die wiederum proportional zum Strom und der Energie der gespeicherten Strahlen sind ²⁾. Dieses wurde auch bei den WWZ beobachtet; dort steigt der Druck wie erwartet linear mit der Energie und dem Strom der gespeicherten Strahlen an, z.B. werden Drücke von $8 \cdot 10^{-9}$ Torr in den WWZ bei 1,5 GeV und 2 x 200 mA nach einem Betriebsjahr erreicht. Dieser Druck beeinflusst kaum die Lebensdauer der gespeicherten Strahlen, erhöht aber wesentlich die Untergrundrate bei den Experimenten.

Unter denselben Betriebsbedingungen steigt der Druck in den Bogen des Speicherringes, wo die höchste Belastung durch Synchrotronlicht auftritt, nur auf $2 \cdot 10^{-9}$ Torr an.

Die Untersuchung dieser unerwarteten Diskrepanz zwischen den verschiedenen Vakuumabschnitten des Speicherringes, sowie Vorschläge zur Vakuumverbesserung in den WWZ ist das Ziel dieser Arbeit.

Zuerst wird die Belastung der Vakuumkammern bzw. der Absorber durch das Synchrotronlicht für die Experimente DASP, PLUTO und Heidelberg geometrisch untersucht. Zur Klärung des unterschiedlichen Druckverhaltens der Vakuumabschnitte wird eine detaillierte Bilanz zwischen der Synchrotronlichtphotonen und dem installierten Saugvermögen aufgestellt. Abschließend werden die verschiedenen Vorschläge zur Vakuumverbesserung in den WWZ, wie

Erhöhung des Saugvermögens, ausgedehntes Ausheizen, Strahlwaschen und Glimmen erörtert.

2. Strahlgeometrie und Belastung durch Synchrotronlicht in den Wechselwirkungszonen.

In den Abbildungen 1, 2 und 3 sind die Kammerkonturen der drei Experimente DASP, PLUTO, Heidelberg zusammen mit der Strahlgeometrie dargestellt. Weiter sind die Quellen des Synchrotronlichtes (hauptsächlich WQ I und WQ II) und die Anordnung der Absorber aus den Abbildungen ersichtlich. Die Bereiche des auffallenden Synchrotronlichtes auf die Absorber bzw. Kammeroberflächen sind mit Pfeilen markiert.

Die max. Absorberbelastungen durch das Synchrotronlicht bei 3 GeV, 2 x 900 mA sind in Tab.I für die drei Experimente zusammengefaßt⁴⁾.

Zur Berechnung der Absorbertemperaturen wurde ein thermischer Widerstand von 0,91 grad/W pro laufendem cm des Absorbers angenommen⁴⁾. Zur Berechnung der Kammertemperaturen des Heidelberg-Experimentes wurde für die Luftkühlung die Übergangszahl $5 \cdot 10^{-3}$ W/grad cm² angenommen.

Wie aus den Abb. 1 und 2 ersichtlich, schützen die eingebauten Absorber bei DASP und PLUTO die Vakuumkammern vollständig vor Synchrotronlicht. Die max. auftretenden Absorbertemperaturen sind für DASP 110° C und für PLUTO 50° C. Damit ist die thermische Belastung durch das Synchrotronlicht für beide Experimente unkritisch.

Anders ist es dagegen bei dem Experiment Heidelberg. Hier wird besonders die nicht durch Absorber geschützte Fläche A (Abb. 3) thermisch belastet. An dieser Stelle ist die Breite des Synchrotronlichtes ca. 30 mm und die maximale Oberflächenbelastung beträgt ca. 55W/cm². Durch Wärmeleitung entlang der Kammer reduziert sich die Belastung der luftgekühlten Außenseite um ca. Faktor 3. Bei den momentanen Betriebsbedingungen 2 GeV, 2 x 200 mA steigt die Innenflächenbelastung auf 2,4W/cm² und die Belastung auf der luftgekühlten Seite auf 0,8W/cm². Die dabei auftretende lokale Kammertemperatur erreicht 180° C. Diese hohe Temperatur stellt

eine hohe thermische Belastung der Vakuumkammer dar und darf nicht überschritten werden.

3. Verteilung von Synchrotronlicht und Saugvermögen bei DORIS

Zur Berechnung der abgestrahlten Leistung des Synchrotronlichtes und der Photonenzahl wurden folgende Formeln ²⁾ angewandt:

a) Leistung

$$N = 1,41 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{E^4 \cdot I \cdot \phi}{R} \quad (1)$$

b) Photonenzahl^{x)}

$$n = 1,52 \cdot 10^{14} \cdot E \cdot I \cdot \phi \left(1 - \frac{0,165 \cdot R^{1/3}}{E}\right) \quad (2)$$

c) Kritische Energie

$$h\nu_c = 2,22 \cdot 10^3 \frac{E^3}{R} \quad (3)$$

wobei,

N = abgestrahlte Leistung in W

E = Elektronenenergie in GeV

I = gespeicherter Strom in mA

ϕ = Ablenkwinkel in mrad

R = Ablenkradius in m

n = Photonen /sec

$h\nu_c$ = Kritische Energie in eV.

^{x)} Gleichung (2) ergibt näherungsweise die Zahl der abgestrahlten Photonen mit einer Energie größer als 10 eV.

In Tab. II sind die Leistung, Photonenzahl und kritische Energie der verschiedenen Synchrotronlichtquellen in DORIS bei 1,5, 2 und 3 GeV und jeweils 100 mA Strahlstrom zusammengefaßt.

Bei DORIS ist insgesamt ein nominales Saugvermögen von 136.000 l/sec installiert. Davon sind 96.000 l/sec als verteilte Ionenzerstäuberpumpen direkt in die Ablenkmagnete in der Nähe der Synchrotronlichtquellen eingebaut. Das restliche Saugvermögen wird durch konventionelle Ionenzerstäuberpumpen von je 400 und 800 l/sec erzeugt. Unter Berücksichtigung der vorhandenen mittleren Leitwerte im Vakuumsystem von DORIS beträgt das effektive Saugvermögen der verteilten Ionenzerstäuberpumpen 86.000 l/sec und das Saugvermögen der konventionellen Pumpen 13.300 l/sec.

Der größte Anteil des Synchrotronlichtes entsteht in den Bogen des Speicherringes. Deshalb wurden die Bogen mit den restlichen Teilen des Vakuumsystems von DORIS in der Tabelle III bei verschiedenen Energien und 2 x 100 mA verglichen.

Aus diesem Vergleich ist ersichtlich, daß ca. 95 % der Leistung des Synchrotronlichtes in den Bogen abgestrahlt wird. Die Restleistung von 5 % erzeugt ca. 10 % der Gesamtphotonenzahl in den geraden Stücken, vertikalen Ablenkungen und in den WWZ. Dies ist verständlich aus der Radiusabhängigkeit in den Gleichungen (2) und (3).

Das Verhältnis der Photonenzahl zum effektiven Saugvermögen ist um ca. 25 % in den WWZ ungünstiger als in den Bogen und kann nicht den beobachteten Faktor 4 im Druckverhältnis zwischen WWZ und Bogen erklären.

Weiter zeigt die Tabelle III, daß das installierte Saugvermögen gleichmäßig zu der Verteilung des Synchrotronlichtes in der Maschine angeordnet ist. Damit sollten lokale Druckerhöhungen durch fehlendes Saugvermögen ausgeschlossen sein.

4. Ursachen der Druckerhöhung in den Wechselwirkungszonen

In den Bogen belastet das Synchrotronlicht die Absorberoberfläche nur auf einer Breite von einigen mm, wie aus den vertikalen Strahlabmessungen zu erwarten ist. Ferner liegen die Absorber hauptsächlich im Dipolfeld der Absorbermagnete und der Quadrupole, sodaß die zur Desorption beitragenden Photoelektronenkurze Zykloiden durchlaufen und nur einen geringen Teil der Absorberoberfläche treffen. Durch diese intensive Photoelektronenbelastung wird der betroffene Teil der Absorberoberfläche schnell gereinigt.

Dagegen ist die Breite des Synchrotronlichtes in den vertikalen Ablenkungen um etwa Faktor 10 größer, entsprechend den horizontalen Strahlabmessungen. Da das Synchrotronlicht meistens außerhalb der Magnetfelder absorbiert wird, können die erzeugten Photoelektronen große Teile der Kammeroberflächen treffen.

Im Bogen von DORIS werden nach einer Abschätzung ca. 7.200 cm^2 der Absorberoberfläche von Photoelektronen aus dem Synchrotronlicht getroffen. In der restlichen Struktur steigt diese Zahl auf ca. 9.500 cm^2 . Unter Berücksichtigung der in der Tabelle III angegebenen Photoelektronenraten ergibt sich eine 11-fache spez. Photoelektronenbelastung der Absorberoberfläche in den Bogen im Vergleich zu der Absorberbelastung der restlichen Struktur.

Labormessungen⁵⁾ zeigen, daß die Stoßdesorption von Photoelektronen mit steigender Elektronendosis abnimmt. Die Ergebnisse dieser Messungen lassen sich für technische Metalloberflächen durch folgende empirische Gleichung beschreiben:

$$DW = 4,83 \cdot 10^{-7} \cdot D^{-0,63} \quad (4)$$

wobei DW die Desorptionswirkung von Photoelektronen in CO - Moleküle/Photoelektron und D die Photoelektronendosis der Absorberoberfläche in Ah/cm^2 ist.

Aus Gleichung (4) wird erwartet, daß die Desorptionswirkung der Photo-

elektronen in den Bogen um den Faktor $11^{0,63} = 4,5$ kleiner als in dem Rest der Struktur ist.

Unter Berücksichtigung der Werte der Tabelle III über das Verhältnis der Photonenzahl zu dem effektiven Saugvermögen, sollte der Druck in den Bogen um Faktor 5,5 kleiner als in der restlichen Struktur sein. Experimentell wurde ein Faktor 4 beobachtet.

Diese gute Übereinstimmung zeigt, daß die diffuse Absorberbelastung durch Synchrotronlicht in den Vakuumabschnitten außerhalb der Bogen den erhöhten Druck verursacht.

5. Vorschläge zur Vakuumverbesserung

Aus der Grundgleichung der Vakuumtechnik $p = \frac{Q}{S}$

(p = Druck, Q = Desorptionsrate, S = Saugvermögen) ergibt sich eine Druckverminderung durch Vergrößerung des Saugvermögens oder durch Verkleinerung der Desorptionsrate.

Eine wesentliche Vakuumverbesserung in den WWZ durch Erhöhung des installierten Saugvermögens ist kaum möglich, da die Leitwerte des Systems das effektive Saugvermögen bestimmen. Die vorhandenen Leitwerte begrenzen das bisher installierte Saugvermögen im Mittel auf ca. 30 %.

Ebenfalls ist eine Verbesserung der existierenden Leitwerte durch Verminderung des Abstandes zwischen Absorber und Pumpen aus geometrischen Gründen kaum möglich.

Lokale Vakuumverbesserungen durch Einsatz von Verdampferpumpen sind erst sinnvoll bei Drücken kleiner als 10^{-9} Torr, da sonst die bedampften Oberflächen sehr schnell wiederbelegt würden.

Daraus folgt, daß die Vakuumverbesserung nur durch Verminderung der Photoelektronendesorption erreichbar ist. Die Photoelektronen verursachen nur eine selektive Desorption von chemisorbierten H_2^- , CO - und CO_2 - Molekülen. Dagegen werden die physisorbierten H_2O - Moleküle überhaupt nicht durch Photoelektronen desorbiert ⁶⁾. Die chemische Bindung mit

typischer Bindungsenergie größer als 1 eV läßt sich erst bei hohen Oberflächentemperaturen brechen. Typisch werden ca. 90 % einer CO_2 - Monoschicht bei 250°C Ausheiztemperatur erst nach 10 Stunden desorbiert ⁶⁾.

Derselbe Effekt kann allerdings in viel kürzerer Zeit durch die Photoelektronen des Synchrotronlichtes erreicht werden. Z.B. beträgt bei $2 \text{ GeV} / 2 \times 100 \text{ mA}$ die Oberflächenbelastung der Absorber außerhalb der Bogen

$$\frac{3,7 \cdot 10^{19}}{9500} = 3,9 \cdot 10^{15} \text{ Photonen/cm}^2 \cdot \text{sec.}$$

Die erzeugten Photoelektronen betragen ca. $3,9 \cdot 10^{14}$ Photoelektronen/ $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ ²⁾. Diese Zahl muß mit Faktor 2 multipliziert werden, da die Photoelektronen sowohl nach dem Austritt als auch beim Wiedereintritt in die Absorberoberfläche zur Stoßdesorption beitragen können. Der zeitliche Verlauf der Oberflächenbedeckung läßt sich mit Hilfe der Gleichung

$$n(t) = e^{-n \cdot \sigma_e \cdot t} \quad (5)$$

beschreiben, wobei $n(t)$ die Oberflächenbedeckung, n die Zahl der stoßenden Elektronen $= 2 \cdot 3,9 \cdot 10^{14}$ und $\sigma_e \approx 3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ der Desorptionswirkungsquerschnitt der Elektronen ist ³⁾. 90 % der Monoschicht werden daher innerhalb der Zeit

$$t = - \frac{\ln(0,1)}{n \cdot \sigma_e} = 984 \text{ sec}$$

desorbiert.

Gerade diese grobe Abschätzung zeigt die Effektivität der Selbstreinigung des Speicherringes durch das Synchrotronlicht im Vergleich zu einer intensiven Ausheizung bei hohen Temperaturen. Der Vergleich wird noch günstiger für die Selbstreinigung durch Synchrotronlicht, wenn man die stark chemisorbierten CO - und CO_2 - Moleküle betrachtet, die erst bei viel höheren Temperaturen desorbiert werden können. Deswegen ist keine wesentliche Vakuumverbesserung durch langes Ausheizen bei 250° zu erwarten.

Die geschätzte integrale Photoelektronendosis der Absorber in den WWZ für den bisherigen Betrieb des Speicherringes (15.4.75) beträgt ca. 0,20 Ah/cm². Ein zweimonatiger Betrieb bei 2 GeV/ 2 x 100 mA würde diese Dosis um ca. 0,07 Ah/cm² erhöhen.

Aus Gleichung (4) folgt eine Vakuumverbesserung in den WWZ um den Faktor

$$\left(\frac{0,2 + 0,07}{0,2} \right)^{0,68} = 1,21.$$

Eine wesentliche schnellere Reinigung und damit Verminderung des Druckes in den WWZ würde man mit Hilfe einer Glimmentladung erreichen, weil die Desorptionswirkung von niederenergetischen Ionen um etwa Faktor 10³ größer ist, als die Desorptionswirkung der Photoelektronen (7, 8, 9).

Besonders gut eignet sich ein 90 % Ar - 10 % O₂ - Gasgemisch für die Glimmentladung (7,9). Der Sauerstoff oxydiert den Kohlenstoff an der Oberfläche des Vakuumsystems und trägt zu seiner Entfernung in Form von CO - und CO₂ - Molekülen bei. Durch diese Behandlung kann der Kohlenstoff vollständig aus der Oberfläche entfernt werden und das System behält seinen Reinheitszustand auch nach einer Belüftung mit Atmosphärenluft. In einem nicht mit O₂ geglimmten Vakuumsystem bildet sich nach einer Belüftung CO und CO₂ an der Oberfläche durch Oxydation des Kohlenstoffes. Dadurch wird der erreichte Reinheitszustand der Oberflächen teilweise rückgängig gemacht.

Probeweise wurde im Speicherring ein Vakuumabschnitt durch Glimmentladung gereinigt. Die Oberfläche des Abschnittes betrug ca. 10 m² und wurde mit 40 Ah geglimmt. Während und nach dem Glimmen wurde der Vakuumabschnitt ausgeheizt, um die in der Oberfläche eingeschlossenen Ar - Ionen zu entfernen. Die äquivalente Elektronendosis beträgt

$$\frac{40 \cdot 10^3}{10 \cdot 10^4} = 0,4 \text{ Ah/cm}^2$$

Aus Gleichung (4) ergibt sich eine erwartete Vakuumverbesserung für diesen Abschnitt um den Faktor

$$\left(\frac{0,4 + 0,2}{0,2}\right)^{0.68} = 2,1$$

Experimentell wurde eine Vakuumverbesserung um Faktor 2 gemessen. Diese gute Übereinstimmung zwischen erwarteter und gemessener Vakuumverbesserung zeigt, daß das erreichbare Vakuum durch intensivere Glimmentladung in allen Vakuumkammern der WWZ noch weiter verbessert werden kann.

Durch "Strahlwaschen" oder Glimmentladung läßt sich der Partialdruck von CO und CO₂ verkleinern, der H₂ - Druck bleibt jedoch fast unverändert, da aus dem Inneren des Materials neues H₂ an die Oberfläche diffundiert. Die dadurch entstandene Änderung der Gaszusammensetzung reduziert das H₂ - Saugvermögen der Ionenzerstäuberpumpen, weil die H₂ - Ionen kein Ti zerstäuben können ¹⁰⁾. Zur Erhöhung des H₂ - Saugvermögens wird der Einbau von Sublimationspumpen möglichst in die Gehäuse der Ionenzerstäuberpumpen vorgeschlagen. Dort ist im allgemeinen der Druck besser als 10⁻⁹ Torr, so daß Ti-Bedampfungen im Abstand von 8 Stunden ausreichend wären.

Literatur

1. E.L. Garwin et al, Proc. 4 th Int. Vac. Congress, 131, (1968)
2. M. Bernardini, L. Malter, J. Vac. Sc. Techn. 2, 130, (1965)
3. D. Menzel, Hab. T.H. Darmstadt, "Anregung, Desorption und Dissoziation adsorbierter Teilchen durch langsame Elektronen", (1967)
4. J. Kouptsidis, H.Chr. Lewin, DESY H4 - 71/1 (1971)
5. H.Chr. Lewin, private Mitteilung
6. H.Chr. Lewin, Technische Notiz, H4 - 15, DESY (1971)
7. R.S. Calder, Vacuum 24, 437 (1974)
8. A.W. Jones et al, Vacuum, 24, 451 (1974)
9. A.G. Mathewson, Vacuum, 24, 505 (1974)
10. J.H. Singleton, J. Vac. Sci. Technol. 6, 316 (1969)

T a b e l l e I

Max. Absorberbelastung durch Synchrotronlicht bei den Experimenten DASP, PLUTO und Heidelberg

Experiment	Absorber	WQ I		WQ II		Gesamtbelastung	
		Leistung (W)	Photonenanzahl (Ph/sec)	Leistung (W)	Photonenanzahl (Ph/sec)	Leistung (W)	Photonenanzahl (Ph/sec)
DASP	SA 68	2 x 600	$2 \times 5,8 \cdot 10^{18}$	2 x 650	$2 \times 4,9 \cdot 10^{18}$	4140	$3,6 \cdot 10^{19}$
	SA 69	2 x 380	$2 \times 3,8 \cdot 10^{18}$	2 x 440	$2 \times 3,3 \cdot 10^{18}$		
PLUTO	SA 61	2 x 1070	$2 \times 1,07 \cdot 10^{19}$	2 x 1230	$2 \times 9,2 \cdot 10^{18}$	4600	$4,0 \cdot 10^{19}$
Heidel- berg	A	2 x 325	$2 \times 3,2 \cdot 10^{18}$	2 x 340	$2 \times 2,6 \cdot 10^{18}$	4510	$4,0 \cdot 10^{19}$
	B	2 x 210	$2 \times 2,1 \cdot 10^{18}$	2 x 210	$2 \times 1,9 \cdot 10^{18}$		
	C	2 x 600	$2 \times 6,0 \cdot 10^{18}$	2 x 570	$2 \times 4,2 \cdot 10^{18}$		

T a b e l l e II

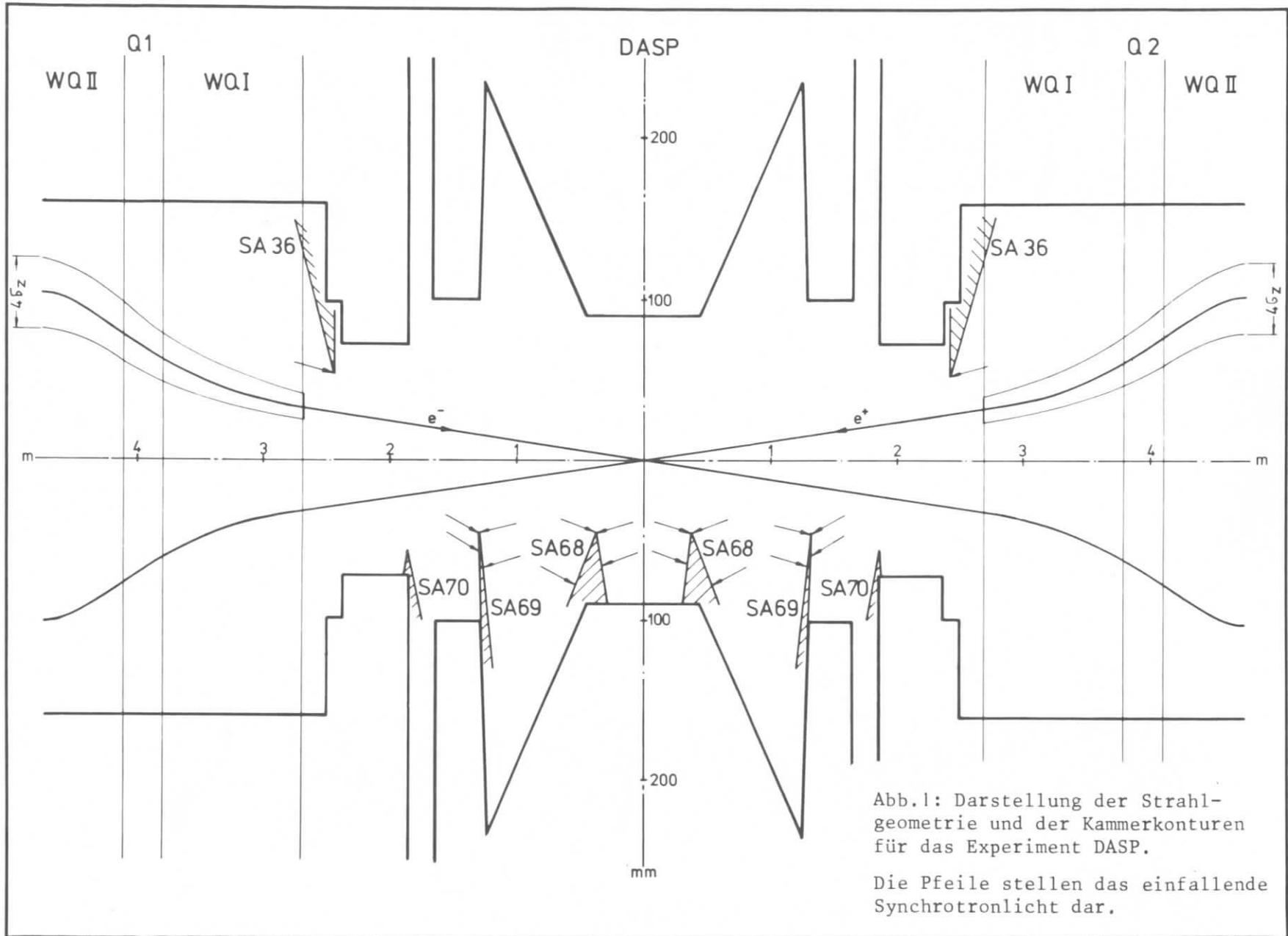
Daten der verschiedenen Synchrotronlichtquellen in DORIS

Magnettyp	Anzahl d. Magnete	Bahn- radius R (m)	Ablenkwinkel (mrad)	Synchrotronlichtdaten für einen Magneten bei 1,5 GeV/ 100 mA			Synchrotronlichtdaten für einen Magneten bei 2,0 GeV/ 100 mA			Synchrotronlichtdaten für einen Magneten bei 3,0 GeV/ 100 mA		
				Kritische Energie (eV)	Leistung (W)	Photonen (Ph/sec)	Kritische Energie (eV)	Leistung (W)	Photonen (Ph/sec)	Kritische Energie (eV)	Leistung (W)	Photonen (Ph/sec)
DM	48	12,19	262,0	614	153	$4,46 \cdot 10^{18}$	1457	485	$6,45 \cdot 10^{18}$	4917	2455	$1,04 \cdot 10^{19}$
VM	8	28,4	52,8	264	13,3	$8 \cdot 10^{17}$	625	41,9	$1,2 \cdot 10^{18}$	2111	212	$2 \cdot 10^{18}$
WQ I	8	30,4	36,0	246	8,5	$5,4 \cdot 10^{17}$	584	26,7	$8,1 \cdot 10^{17}$	1972	135	$1,36 \cdot 10^{18}$
WQ II	8	21,5	51,2	348	17,0	$8,1 \cdot 10^{17}$	826	53,7	$1,2 \cdot 10^{18}$	2788	272	$2 \cdot 10^{18}$
WQ III	8	77,0	14,3	97	1,3	$1,7 \cdot 10^{17}$	231	4,2	$2,8 \cdot 10^{17}$	778	21,2	$5 \cdot 10^{17}$
HS	8	49,57	40,3	151	5,8	$5,5 \cdot 10^{17}$	358	18,3	$8,5 \cdot 10^{17}$	1209	93	$1,5 \cdot 10^{18}$
VS	8	251,0	9,2	30	0,3	$6,4 \cdot 10^{16}$	71	0,8	$1,3 \cdot 10^{17}$	239	4	$2,7 \cdot 10^{17}$

T a b e l l e III

Vergleich von Vakuumparametern in den verschiedenen Vakuumabschnitten von DORIS

Teil des SR	1,5 GeV/ 2x 100 mA				2,0 GeV/ 2x 100 mA			3,0 GeV/ 2x 100 mA		
	eff. Saug- vermögen Seff. (1/sec)	Leistung (W)	Photonenzahl n (Ph/sec)	n/Seff. (Ph/1)	Leistung (W)	Photonenzahl n (Ph/sec)	n/Seff. (Ph/1)	Leistung (W)	Photonenzahl n (Ph/sec)	n/Seff. (Ph/1)
	Bogen	90.650	7310	$2,13 \cdot 10^{20}$	$2,3 \cdot 10^{15}$	23.180	$3,08 \cdot 10^{20}$	$3,4 \cdot 10^{15}$	117.350	$5,0 \cdot 10^{20}$
gerade Stücke + vert. Abschnitte + WWZ	9.040	400	$2,4 \cdot 10^{19}$	$2,65 \cdot 10^{15}$	1.260	$3,7 \cdot 10^{19}$	$4,1 \cdot 10^{15}$	6.390	$6,3 \cdot 10^{19}$	$6,7 \cdot 10^{15}$
WWZ	1.860	111	$5,4 \cdot 10^{18}$	$2,9 \cdot 10^{15}$	352	$8,0 \cdot 10^{18}$	$4,3 \cdot 10^{15}$	1.780	$1,34 \cdot 10^{19}$	$7,2 \cdot 10^{15}$



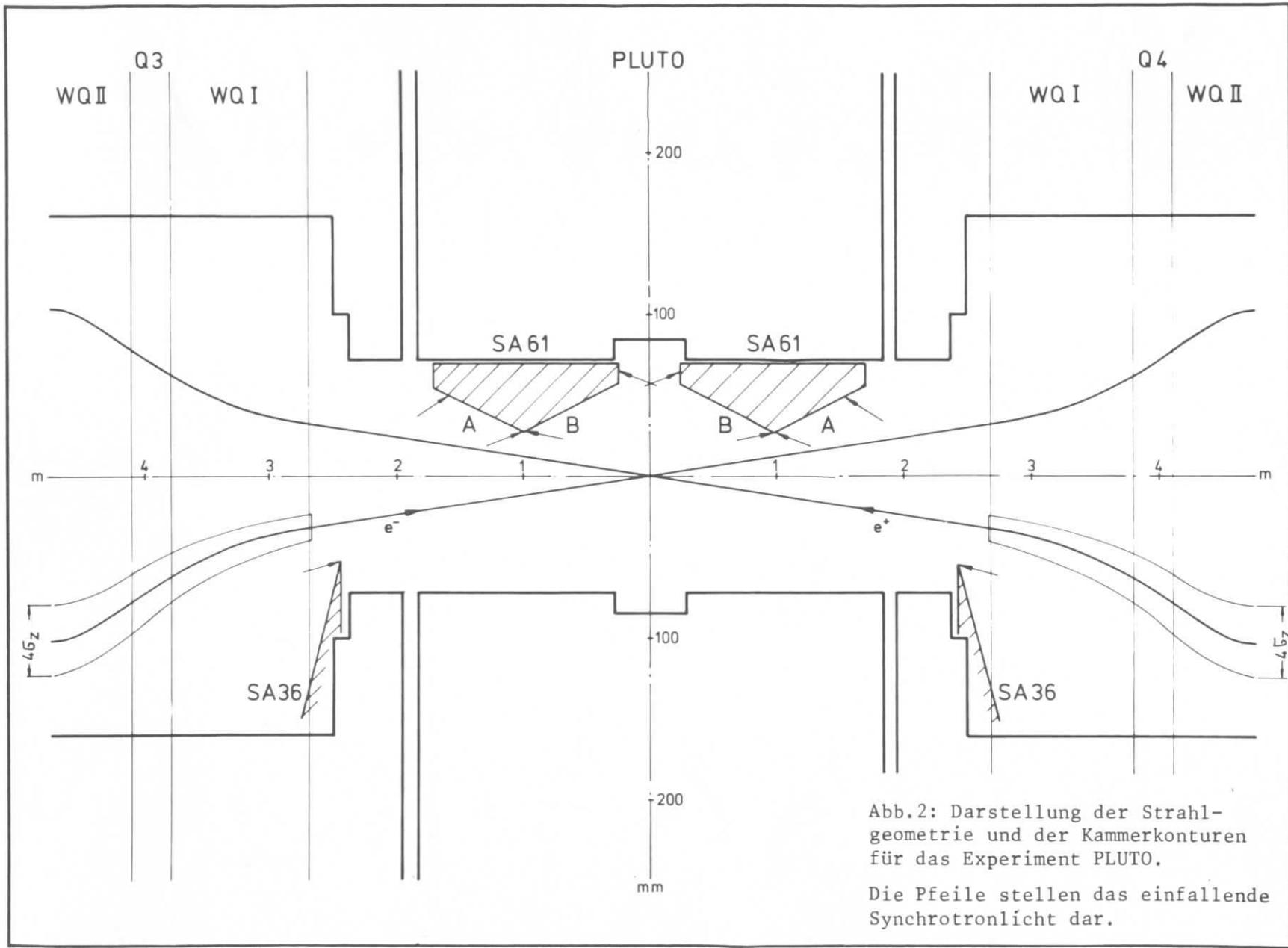


Abb.2: Darstellung der Strahl-
geometrie und der Kammerkonturen
für das Experiment PLUTO.

Die Pfeile stellen das einfallende
Synchrotronlicht dar.

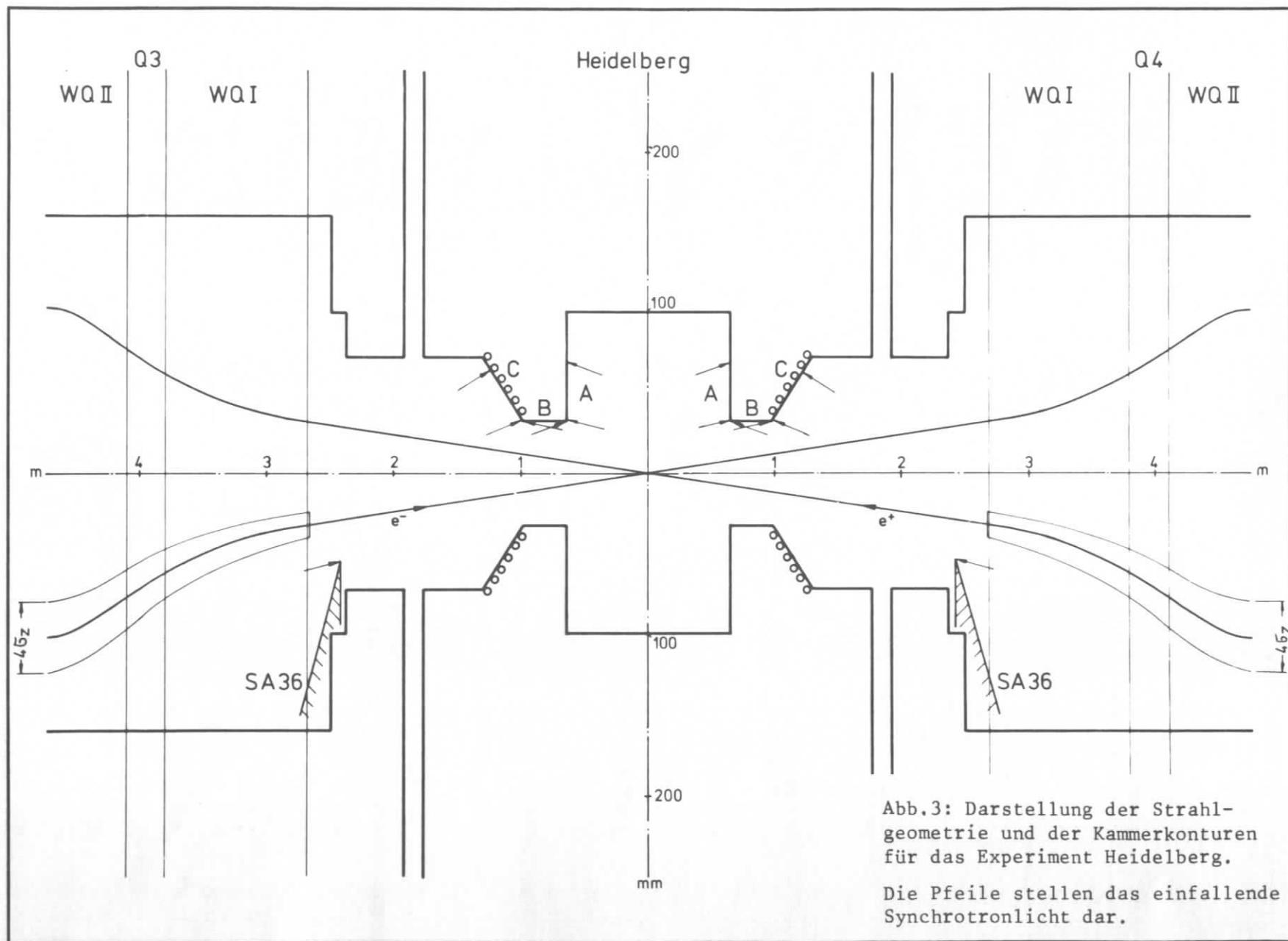


Abb.3: Darstellung der Strahl-
geometrie und der Kammerkonturen
für das Experiment Heidelberg.

Die Pfeile stellen das einfallende
Synchrotronlicht dar.