

Interner Bericht
DESY D3/10
Juni 1972

Berechnung der Abschirmung für den Speicherring DORIS

von

H. Dinter und K. Tesch

DESY-Bibliothek
14. JUL 1972

1941
1942
1943
1944

1945

1946

Berechnung der Abschirmung für den Speicherring DORIS

von

H. Dinter und K. Tesch

Abstract

The shielding calculations for the storage ring DORIS are presented. The design philosophy is outlined, and it is shown how the beam power has to be limited for injection into the ring. The calculations are performed in a simplified manner: only 3 components are considered, the electromagnetic component, the giant-resonance neutrons and the high-energy neutrons above 25 MeV; the dose is calculated from experimentally determined source terms (for the first-mentioned component in 5 different geometries) and from attenuation factors also taken from experiments. The results are given for 5 typical locations and two cases: the loss of the injected beam (beam power 300 W) and the loss of the stored beam (6 A at 2 GeV).

1. Grundsätzliche Bemerkungen

Die Lage des Speicherringes in Bezug auf die übrigen Beschleuniger zeigt Abb. 1. Es ist geplant, den Speicherring meistens vom Synchrotron her zu füllen. Falls das Synchrotron vom Linac I gespeist wird, kann nur der eine Ring über den Westkanal mit Elektronen gefüllt werden. Wird das Synchrotron vom Linac II gespeist, können entweder Elektronen über den Westkanal und Positronen über den Ostkanal oder (nach Umpolung des Synchrotrons) Positronen über den Westkanal und Elektronen über den Ostkanal zu den Speicherringen geschickt werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, direkt vom Linac II Elektronen und/oder Positronen in beide Umlaufsrichtungen in den Speicherring zu schicken. Daraus geht hervor, daß alle Strahlführungskanäle für Elektronen und für Positronen ausgelegt sein müssen. Die maximal mögliche Intensität eines analysierten Positronenstrahls im Meßraum von Linac II beträgt zur Zeit 1 mA Pulsstrom bei einer Pulsbreite von 2 μ s und 50 Hz oder 0,1 μ A mittlerer Strom. Das ergibt bei einer Energie von 400 MeV eine Strahlleistung von 40 W. Auch beim Betrieb über das Synchrotron ergibt sich keine höhere Strahlleistung für Positronen. Diese Zahl ist kleiner als die Leistung der geplanten Einschuß-Elektronenstrahlen, daher wird im folgenden nur der Betrieb mit Elektronen diskutiert.

Der angestrebte Wert für den gespeicherten Strom ist 6 A pro Ring oder $3,7 \times 10^{13}$ umlaufende Elektronen bei 2 GeV. Bei anderen Energien ist der Strom erheblich geringer. Wenn der Speicherring zufriedenstellend arbeitet, ist die natürliche Verlustrate so klein, daß sie für Abschirmungsüberlegungen nicht betrachtet zu werden braucht.

Anders ist es bei einem plötzlichen Verlust des gespeicherten Strahls (beam dump). Beim Ausfall der Hochfrequenz z.B. könnte der Strahl innerhalb von 10^{-2} s im wesentlichen an einer Stelle verloren gehen. Nimmt man pessimistisch an, daß dieser Vorfall mit einem 6 A-Strahl 10mal in einer Stunde passiert, so hat man eine mittlere Verlustrate von 1×10^{11} Elektronen/s (entsprechend 30 W bei 2 GeV), die immer noch klein ist gegenüber der Teilchenproduktion eines normalen Beschleunigers. Offenbar

sollte man mit erheblich dünneren Abschirmungen auskommen, als man von den anderen Beschleunigern gewohnt ist.

Wie aber Abb. 1 zeigt, wäre es technisch möglich, den vollen Elektronenstrahl aus dem Synchrotron oder aus dem Linac II in den Speicherring zu lenken. Die geplante maximale Strahlleistung des Linac II ist 28 kW (4×10^{14} Elektronen/s; 465 MeV). Wenn ein umlaufender Strom von 100 mA bei 7 GeV vollständig aus dem Synchrotron ejiziert wird, ergibt sich eine Strahlleistung von 35 kW. Diese hohen Strahlströme sind aber für den Einschub in den Speicherring völlig unbrauchbar, und es wäre unsinnig, die Abschirmung für diese Werte auszulegen.

Für die Dimensionierung der Abschirmung ist also ein Kompromiß zu finden zwischen zwei Bedingungen: einerseits darf die offensichtlich notwendige Begrenzung der Injektion die Flexibilität der Einschubmöglichkeiten nicht zu stark verringern und die Einschubzeiten nicht zu stark erhöhen, andererseits darf die Abschirmung nicht zu kostspielig werden. Bei dieser Kostenfrage sind vor allem die Wechselwirkungszonen zu betrachten. Um z.B. eine möglichst große Flexibilität der experimentellen Anordnungen zu erreichen, ist der Speicherring hier so ausgeführt, daß das Betongehäuse des Ringes 8 m freitragend in die Wechselwirkungszone hineinreicht. Bei vernünftigen Kosten kann die Wanddicke dieser sog. Schnorchel nicht stärker als 1 m Normalbeton sein. Wie die Rechnungen zeigen, reicht diese Abschirmung aus, um bei einer vernünftigen Anzahl von beam dumps an dieser Stelle die Strahlenbelastung an der Außenseite der Schnorchel klein zu halten. Geht im Falle des Einschusses der Strahl infolge schlechter Strahlführung an dieser Stelle verloren, so müssen Strahlungsmonitore die Injektion abschalten. Die Injektion muß dann durch Verriegelungen so begrenzt werden, daß bei einem denkbaren Ausfall der Monitore keine unfallartigen Folgen auftreten.

Eine Minimalabschirmung in Verbindung mit Strahlungsmonitoren sollte aber nur für einen relativ kleinen Bereich angestrebt werden. Der größte Teil des Speicherringumfangs sollte mit einem Erdwall bedeckt werden, sodaß bei mindestens dem zehnfachen der zugelassenen Einschubintensität die Dosisleistung auf dem Wall zu vernachlässigen ist. Dieses Konzept ist deswegen vernünftig, weil auf dem DESY-Gelände Sand ein billiges Abschirmungsmaterial ist. Die Kosten für den Erdwall eines Halbbogens sind kleiner als der reine Anschaffungspreis für 10 Strahlungsmonitore.

Nach verschiedenen Berechnungen und Diskussionen wurde für die Wechselwirkungszone eine Abschirmung von 1 m Normalbeton, für den Wall eine radiale Dicke von 3 m Erde festgelegt. Andere Räume des Speicherringgebäudes werden mit Normalbeton und Sand stärker abgeschirmt, Beispiele sind in Tab. 4 und 5 und Abb. 1 aufgeführt. In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, welche Dosen für die beiden prinzipiellen Fälle, den Einschußfall und den Verlust des gespeicherten Strahls, zu erwarten sind.

Es ist naheliegend, die von uns gewählte Lösung des Abschirmungsproblems mit der Abschirmung des Speicherringes SPEAR in Stanford zu vergleichen, der dem unsrigen sehr ähnlich ist. Trotz der ungleich höheren Strahlintensität des dortigen Beschleunigers ist das Einschußproblem viel einfacher als bei uns, da dort nicht nur die Positronen, sondern auch die Elektronen von einem Konversionstarget kommen. Bei einer Einschußenergie von 1,5 GeV ist es praktisch nicht möglich, eine höhere Strahlleistung als 240 W im Einschußweg zu erhalten¹⁾. Die geplante Einschußleistung beträgt ca. 20 W, was eine Füllzeit auf 6 A von einigen Minuten ergibt. Die Wechselwirkungszone ist mit 3 Fuß Normalbeton abgeschirmt, dieser Wert ist unserer Abschirmdicke fast gleich. Der gekrümmte Teil von SPEAR ist jedoch nur mit 2 Fuß Normalbeton abgeschirmt. Hier müssen eine größere Anzahl von Kollimatoren zusammen mit den Ablenkmagneten dafür sorgen, daß der Strahl die Betonmauer nicht treffen kann. Außerdem werden Strahlungsmonitore eingesetzt.

Die Rechnungen für die Abschirmung unseres Speicherringes haben sich in ständiger Diskussion mit der Gruppe H über einen längeren Zeitraum hingezogen. An den ersten Überlegungen und Rechnungen waren Dr.G.Bathow und Dr.E.Freytag ebenfalls beteiligt.

2. Die Begrenzung des Einschusses

Wie in Abschnitt 1 ausgeführt, mußte für den Einschub eine Begrenzung gefunden werden. In unserem Falle kann man eine solche Begrenzung durch eine einzige Zahl, die Strahlleistung, angeben, da sich bei der Wechselwirkung von hochenergetischen Elektronen oder Photonen mit nicht zu dünner Materie zunächst stets die elektromagnetische Kaskade ausbildet. Nach einigen Strahlungslängen Materie ist aber in der Kaskade die Information über die Primärenergie verlorengegangen, und die von der Kaskade deponierte Energie hängt nur noch von der Strahlleistung ab. Die schwache Abhängigkeit der Lage des Maximums der Kaskade und der lateralen Ausbreitung von der Primärenergie ist ohne praktische Bedeutung. Das gleiche gilt für die Erzeugung von Riesenresonanz-Neutronen. Für die hochenergetischen Neutronen (~ 100 MeV) ist diese Betrachtungsweise keine gute Näherung mehr; wir verwenden sie aber trotzdem, da diese Komponente meistens nicht die bestimmende Strahlungskomponente ist. Für die Abschirmung von Myonen wäre natürlich die Primärenergie eine weitere wichtige Größe, jedoch ist im Energiebereich bis zu 3 GeV die Myonabschirmung unkritisch.

Die Ergebnisse in Abschnitt 4 zeigen, daß wegen der dünnen Stellen der Abschirmung (Schnorchel, Straßen über den Strahlführungskanälen) eine höhere Strahlleistung als 300 W für den Einschub nicht zugelassen werden kann. Glücklicherweise sind auch für den Speicherringbetrieb höhere Leistungen uninteressant; die Begrenzung ergibt sich aus der Strahldämpfung (beim Einschub vom Linac II) und durch die mechanische Abstimmung der HF-cavities (bei höheren Energien). Die beste Lösung für die notwendige Begrenzung wären Strahlmonitore, die die mittlere Strahlleistung angeben und im Interlocksystem des jeweiligen Beschleunigers liegen. Da es aber noch nicht sicher ist, ob derartige Strahlmonitore mit der erforderlichen hohen Zuverlässigkeit gebaut werden können, wird der Einschub zunächst folgendermaßen beschränkt: Das Interlocksystem des Linac II wird so verriegelt, daß eine Ejektion in die Strahlführungskanäle nur mit einer Pulsfrequenz ≤ 1 Hz möglich ist. Damit kann praktisch eine Strahlleistung von 200 W nicht überschritten werden. (Einige Ausnahmefälle werden gesondert geregelt). Im Synchrotron werden die Ejektionseinrichtungen auf maximal 6 Hz verriegelt; außerdem werden die Operateure angewiesen, nur bei einem Maschinenstrom unterhalb von 22 mA zu ejizieren. Dadurch wird die maximale Leistung von 300 W auch in den Strahlführungskanälen nicht überschritten.

Die Ergebnisse der folgenden Abschirmrechnungen für den Einschußfall sind auf den genannten Wert von 300 W Strahlleistung normiert. Es wird aber darauf hingewiesen, daß in der Praxis der Wert wahrscheinlich um einen Faktor 10 kleiner sein wird. Und auch dann wird man es nach aller Möglichkeit vermeiden, den eingeschossenen Strahl über eine längere Zeit (etwa eine Stunde) ständig an einer Stelle ganz oder teilweise zu vernichten, um einer unnötigen Aktivierung oder Zerstörung von Komponenten vorzubeugen.

3. Produktionsraten und Abschirmparameter der Strahlungskomponenten

Die Berechnung der Wechselwirkung von hochenergetischen Elektronen und Photonen mit abschirmender Materie und der daraus in einiger Entfernung resultierenden Strahlenbelastung des menschlichen Körpers ist schwierig. Sie erfordert die Berechnung der elektromagnetischen Kaskade, die Berechnung der Wechselwirkung der entstehenden Photonen mit den komplexen Kernen (intranukleare Kaskade), die Berechnung der hadronischen Kaskade sowie die Berechnung des Dosisäquivalents aller entstandenen Komponenten. Derartige Rechnungen sind z.B. von Alsmiller und Mitarbeitern in Oak Ridge ausgeführt worden, meistens in Monte-Carlo-Technik. Diese Rechnungen geben grundlegende Erkenntnisse, für praktische Abschirmberechnungen ist aber der rechnerische Aufwand viel zu hoch. Er ist in vielen Fällen auch nicht gerechtfertigt, da die Ausgangssituation nur ungenügend bekannt ist (Beispiel: streifender Einfall an einem Vakuumrohr). Außerdem werden alle Rechnungen später durch Messungen überprüft. Wir gehen daher folgendermaßen vor: Es werden 3 Komponenten betrachtet, die elektromagnetische Komponente, die Riesenresonanz-Neutronen (mittlere Energie ~1 MeV) und die hochenergetischen Neutronen (25-100 MeV). (Oberhalb von 2 GeV käme eine 4. Komponente, die Myonen, hinzu; andere Hadronen haben eine zu kleine Produktionsrate und/oder zu geringe Durchdringungsfähigkeit.) Die Quellterme (Produktionsraten) dieser Komponenten werden Experimenten entnommen, die am DESY oder an anderen Beschleunigern durchgeführt wurden. Diese Experimente zeigen, daß die Wirkung von Abschirmmaterialien auf die Komponenten recht gut durch eine einfache e-Funktion beschrieben werden kann. Den Abschwächungsparameter, der in manchen Fällen den Entfernungseffekt mit enthält, ergibt ebenfalls das Experiment. Die Umrechnung von Flußdichte in Dosisleistung schließlich erhält man aus den ICRP-Empfehlungen.

3.1. Die elektromagnetische Komponente

Im Gegensatz zu einer Neutronenkomponente, bei der man eine maximale Produktionsrate angeben kann, kann man bei der elektromagnetischen Komponente nicht von "dem" Quellterm sprechen. Er hängt zu stark davon ab, wie, d.h. in welcher Geometrie, der Strahl auf ausgedehnte Materie trifft.

Wir unterscheiden 2 Fälle:

a) Der Strahl trifft (etwa senkrecht) auf eine Abschirmwand; die Dosis unmittelbar hinter der Wand ist anzugeben. Wir gehen aus von Kaskadenexperimenten, die am DESY^{2,3)} und an anderen Beschleunigern^{4,5)} durchgeführt wurden. Bei dem ersten DESY-Experiment²⁾ wurde die Dosis in den Luftspalten eines Plattenpaketes aus dem betreffenden Material mit einer luftgefüllten Ionisationskammer gemessen. Diese Werte können wir direkt zur Berechnung der Dosis hinter einer Abschirmwand benutzen, wenn wir die Rückstreuung aus den hinter der Meßkammer gelegenen Platten vernachlässigen; dies ist bei mittelschweren und leichten Materialien eine gute Näherung, bei Blei führt sie zu einer Überschätzung der Dosis. In dem anderen Kaskadenexperiment³⁾ wurde die in dem Material (Blei, Kupfer und Aluminium) absorbierte Energie gemessen, für Zwecke des Strahlenschutzes ist aber die im Gewebe (oder Luft) absorbierte Energie wichtig. Die Werte müßten also mit dem Verhältnis der Massenbremsvermögen multipliziert werden, wobei dieses Verhältnis über das in der jeweiligen Materialtiefe angetroffene Elektronenspektrum zu mitteln wäre. Nun wurde aber gezeigt (Lit. 6), daß für ein einfallendes Bremsspektrum dieses Verhältnis von 1 nicht sehr verschieden ist; für Kupfer z.B. beträgt es etwa 0,75 bei Einschußenergien zwischen 10 und 1000 MeV. Wir haben daher diesen Unterschied vernachlässigt.

In jeder Materialtiefe ist die Dosis in der Achse der Kaskade am größten. Ihr Wert hängt von dem Durchmesser des einfallenden Strahls und von der Ausdehnung des Meßgerätes ab. Obwohl diese Größe also schlecht definiert ist, verwenden wir die in den Originalarbeiten für Achsennähe angegebenen Werte, da die Dimensionen praktisch von der Größe eines kritischen Organs sind. Häufig müssen diese Werte zu größeren Tiefen extrapoliert werden. In allen Experimenten wird die "transition curve" angegeben, die zeigt, daß die in einer Platte senkrecht zum Strahl deponierte Energie streng exponentiell abnimmt. Den Exponentialkoeffizienten nennen wir λ_{cascade} . Uns interessiert aber mehr die Abnahme der Dosis entlang der Achse. Die Experimente zeigen auch hier einen exponentiellen Abfall mit einem Koeffizienten $\lambda(0^\circ)$, der wegen der zunehmenden Aufspreizung erheblich größer ist als λ_{cascade} . Tab. 1 gibt beide Größen für verschiedene Materialien. Zu bemerken ist, daß in diesen Koeffizienten der Entfernungseffekt mit enthalten ist.

Auf diese Weise kann die Dosis unmittelbar hinter einer homogenen Abschirmwand angegeben werden, nicht jedoch die Dosis in einer größeren Entfernung von ihr. Das Verhalten einer sich weiter in Luft ausbreitenden Kaskade ist nicht bekannt. Abschätzungen mit $1/r^2$, wobei der Nullpunkt im Maximum der Kaskade liegt, geben einen groben Anhaltspunkt.

Fällt der primäre Strahl unter einem kleinen Winkel auf die Wand, so müssen möglicherweise die Überlegungen von Doggett und Bryan⁷⁾ berücksichtigt werden, insbesondere bei dünnen Wänden. Wir verwenden bei Abschirmdicken oberhalb von 1 m diese Rechnungen nicht, sondern setzen die ganze schräg durch die Mauer gehende Strahlachse als Abschirmlänge ein, da wir in den meisten Fällen keine Linien- (oder Flächen-) Quelle haben und die elektromagnetische Kaskade viel stärker nach vorne gerichtet ist als der Compton-Effekt bei niedrigen Energien.

b) Der Strahl fällt auf einen örtlich begrenzten Gegenstand, der aus größerer Entfernung betrachtet wird; dazwischen steht eine Abschirmmauer. Diese Situation ist experimentell im SLAC⁸⁾ und am DESY⁹⁾ für verschiedene Geometrien untersucht worden. Im DESY-Experiment fällt der Strahl auf ein freistehendes Quantameter, in dem ein großer Teil des Strahls bereits absorbiert wird. Von größerer Bedeutung sind die Messung vom SLAC. Hier werden 3 Situationen untersucht, die in der Praxis häufig vorkommen: der Strahl fällt unter verschiedenen kleinen Winkeln auf die Innenseite eines Kollimators oder eines Magneten; der Strahl fällt unter Winkeln zwischen 1° und 12° auf eine 12 cm dicke und 1 m lange Eisenplatte; der Strahl fällt streifend auf dünnes Aluminiumblech (Vakuumrohr). In allen Experimenten wird die Dosis der elektromagnetischen Komponente im Winkelbereich 0° bis 90° normiert auf einen festen Abstand angegeben und kann direkt für Abschirmberechnungen übernommen werden. Wir nehmen an, daß die Werte auf größere Entfernungen nach dem $1/r^2$ -Gesetz extrapoliert und auf andere Einschußenergien linear umgerechnet werden können.

Steht zwischen der Quelle und dem Meßort ein Absorber, so berechnen wir die Abschirmwirkung aus Abschwächungskoeffizienten, die experimentell in "broad beam geometry" ermittelt wurden. Dabei nehmen wir an, daß diese Koeffizienten unabhängig von dem Material sind, in dem der Strahl aufschauert. Diese Annahme wird gestützt durch Monte-Carlo-Rechnungen von Völkel¹⁰⁾, die Photonenspektren von Kaskaden

in Blei und in Kupfer für verschiedene Materialtiefen berechnet hat. Die Spektren sind für beide Materialien sehr ähnlich; im Schauermaximum z.B. beträgt die mittlere Energie in beiden Fällen 8 MeV (unabhängig von der Einschussenergie). Wegen dieser Unabhängigkeit des Spektrums vom Material halten wir es auch nicht für notwendig, build-up-Faktoren zu verwenden.

Die Abschwächung ergibt sich in guter Näherung als rein exponentiell. Für Schwerbeton (Eisenerz-Beton, $\rho = 3,7 \text{ g/cm}^3$) erhielten wir den Koeffizienten $0,065 \text{ cm}^{-1}$ (Lit. 9). Messungen an einem Zyklotron¹¹⁾ geben für Normalbeton $0,050 \text{ cm}^{-1}$; ein build-up wurde nicht gefunden. Für andere Materialien sind derartige Messungen nicht bekannt. Wie Tab. 2 aber zeigt, sind die Koeffizienten nicht sehr verschieden von dem bekannten Minimum-Absorptionskoeffizienten ("narrow beam geometry"). Für das wichtige Abschirmmaterial Sand ist es sicher eine gute Näherung, den gleichen Koeffizienten (in cm^2/g) wie für Normalbeton zu nehmen, da im Bereich 1...100 MeV der totale narrow-beam-Koeffizient für beide Materialien fast gleich ist. Für Eisen und Blei könnte man mangels besserer Information ebenfalls λ_{min} nehmen, doch werden solche Fälle meistens in der in Abschnitt 3.1.a genannten Geometrie behandelt.

3.2. Die Riesenresonanz-Neutronen

Neben der elektromagnetischen Kaskade ist bei allen Abschirmrechnungen die Neutronenkomponente zu betrachten. Die wegen des großen Energiebereichs an sich schwierige Berechnung von Neutronenabschirmungen wird dadurch sehr stark vereinfacht, daß wir nur zwei Teilkomponenten betrachten: die von niederenergetischen (10...20 MeV) Photonen aus der elektromagnetischen Kaskade erzeugten Riesenresonanz-Neutronen mit einer wahrscheinlichsten Energie von ca. 1 MeV, und eine hochenergetische Gruppe mit Energien von 25 MeV bis ca. 100 MeV. Neutronen noch höherer Energien werden vernachlässigt.

Für die Riesenresonanz-Neutronen kann ein maximaler Quellterm angegeben werden, da ein "Optimal-target", in dem der hochenergetische Strahl voll aufschauert, ohne daß die erzeugten Neutronen bereits wieder absorbiert werden, in Praxis leicht hergestellt werden kann. Die Erzeugungsrate ist etwas abhängig vom Targetmaterial (Lit. 2, 9), für unsere Rechnungen nehmen wir 0,35 Neutronen pro 1-GeV-Elektron an.

Den Abschwächungskoeffizienten bezüglich der Dosis erhielten wir in einem Abschirmungsexperiment⁹⁾ für Schwerbeton zu $0,075 \text{ cm}^{-1}$. Für Normalbeton liegen Beschleunigerdaten nicht vor. Wir können aber davon Gebrauch machen, daß die mittlere Energie der Riesenresonanzneutronen bezüglich der Dosis bei ca. 3,5 MeV liegt und sich damit von der entsprechenden Größe von Am Be - Quellen kaum unterscheidet. Mit diesen Quellen haben wir den Abschwächungskoeffizienten bezüglich der Dosis für verschiedene Materialien gemessen (Tab. 3). Auch für monoenergetische 3-MeV-Neutronen liegen Daten vor (Lit. 14). Aus diesen Messungen entnehmen wir für den Dosis-Abschwächungskoeffizienten $0,059 \text{ cm}^{-1}$ für Normalbeton ($\rho = 2,4 \text{ g/cm}^3$) und $0,049 \text{ cm}^{-1}$ für Sand ($\rho = 1,6 \text{ g/cm}^3$).

Für die Umrechnung von Flußdichte in Dosisleistung nehmen wir den Faktor $10 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ mrem}^{-1} \text{ h}$.

3.3 Die hochenergetischen Neutronen

Bei der im vorigen Abschnitt behandelten Komponente handelt es sich um die Neutronen, die direkt als Riesenresonanz-Neutronen erzeugt werden. Niederenergetische Neutronen, die aus der Wechselwirkung von höherenergetischen Neutronen mit dem Abschirmmaterial entstehen, sind darin nicht enthalten. Es wird daher eine weitere Neutronenkomponente mit höherer Durchdringungsfähigkeit betrachtet sowie die niederenergetischen Neutronen, die bei Durchdringung von Materie im Strahlungsgleichgewicht mit den hochenergetischen Neutronen stehen. Dabei sollen die Rechnungen ebenso einfach bleiben wie bei den Riesenresonanz-Neutronen; die Dosis soll aus nur 3 Angaben näherungsweise berechnet werden, dem Quellterm, dem exponentiellen Abschwächungskoeffizienten und dem Dosis-Umrechnungsfaktor.

Die Erzeugungsrate von Neutronen oberhalb von 25 MeV wurde mit einem Schwellendetektor gemessen, wir erhielten für ein Optimaltarget aus Kupfer 0,02 Neutronen pro 1-GeV-Elektron (Lit. 2). Vermutlich liegt der Hauptanteil dieser Neutronen kurz oberhalb von 25 MeV, denn einfache Abschätzungen (ibid.) für hochenergetische Neutronen aus der Quasideuteron-Spaltung und aus pionischen Prozessen ergeben den kleineren Wert 0,007 Neutronen pro 1-GeV-Elektron; außerdem zeigte ihre Winkelverteilung kein ausgeprägtes Vorwärtsmaximum.

In wesentlich fundierteren Rechnungen haben Alsmiller et al.¹⁵⁾ das Neutronenspektrum für 400-MeV-Elektronen berechnet. Skaliert man diese Werte hoch auf 1 GeV, so erhält man für Neutronen zwischen 25 und 100 MeV den Wert 0,005. Als Quellterm für die hochenergetische Gruppe nehmen wir daher folgenden Quellterm an: 0,003 Neutronen pro 1-GeV-Elektron mit einer Energie von 100 MeV und isotroper Winkelverteilung.

Den Abschwächungsparameter für 100-MeV-Neutronen haben wir den in Lit. 16 genannten Arbeiten entnommen: Schwerbeton $0,032 \text{ cm}^{-1}$, Normalbeton $0,026 \text{ cm}^{-1}$. Aus dem letzten Wert und dem Dichteverhältnis ergibt sich für Sand ($\rho = 1,6 \text{ g/cm}^3$) der Wert $0,017 \text{ cm}^{-1}$ (Tab. 3).

Um näherungsweise auch die im Gleichgewicht mit den hochenergetischen Neutronen stehenden niederenergetischen Neutronen zu erfassen, verwenden wir für die Umrechnung von Flußdichte in Dosisleistung nicht die berechneten Werte für monoenergetische Neutronen, sondern die Ergebnisse von Neary und Mulvey¹⁷⁾. Bei 100 MeV ergibt 1 Neutron/cm²s 0,4 mrem/h.

Diese einfachen Rechnungen ergeben in Fällen, wo sie mit Messungen oder mit genaueren Rechnungen verglichen werden können, recht gute Ergebnisse. Bei einem Abschirmexperiment¹⁸⁾ am DESY wurde u.a. die Flußdichte von Neutronen oberhalb von 25 MeV hinter 2 m Schwerbeton gemessen, wenn ein Elektronenstrahl auf einen Faraday-cup fällt. Mit den in diesem Abschnitt genannten Parametern erhält man praktisch den gleichen Wert (wobei die Abschirmwirkung des Blei-Auffängers vernachlässigt wurde). In den erwähnten Rechnungen von Alsmiller et al.¹⁵⁾ wird auch das Neutronenspektrum nach 6 m Sand angegeben. Summiert man wieder die Neutronen zwischen 25 und 100 MeV, so kann man einen Abschwächungskoeffizienten von $0,016 \text{ cm}^{-1}$ angeben in Übereinstimmung mit unserem obigen Wert.

Bei kleinen Abschirmdicken braucht die hochenergetische Komponente nicht berücksichtigt zu werden, sie dominiert aber über die Riesenresonanz-Neutronen bei großen Dicken. Bei 90 cm Normalbeton sind die Dosisleistungen beider Komponenten gleich groß.

4. Ergebnisse für den Einschußfall

Für die 5 wichtigsten Örtlichkeiten sind die nach Abschnitt 3 berechneten Dosisleistungen (mrem/h) in Tab. 4 aufgeführt. Sie sind zugleich typische Beispiele für die Anwendung der verschiedensten Abschirmmaßnahmen. Eine größere Anzahl von Rechnungen für andere Orte und für Spezialfälle sind in diesem Bericht nicht enthalten; die Abschirmungen für die Experimente werden z.Zt. noch diskutiert.

Die Werte beziehen sich auf die maximal zulässige Einschuß-Strahlleistung von 300 W, z.B. 1×10^{12} Elektronen/s und 2 GeV.

Für die wichtigste Komponente, die elektromagnetische Strahlung werden entsprechend Abschnitt 3.1 5 Fälle unterschieden, die in Tab. 4 mit γ_1 bis γ_5 bezeichnet sind:

- γ_1 : der Strahl fällt auf einen dicken Absorber (von der Größe eines Quantameters)
- γ_2 : der Strahl fällt streifend auf die Innenseite eines Magneten oder Kollimators
- γ_3 : der Strahl fällt streifend auf eine dicke, 1 m lange Eisenplatte, die von der Strahlseite her betrachtet wird
- γ_4 : der Strahl fällt streifend auf ein Vakuumrohr
- γ_5 : der Strahl trifft direkt die Abschirmung

Für die Wechselwirkungszone können wir den Fall γ_3 ausschließen. Alle Strahlführungselemente in diesem Gebiet sind symmetrisch zum Strahl angeordnet, die Magnete und Septa ergeben eine seitliche Abschirmung von mindestens 5 cm Eisen. Da diese seitlichen Wände höchstens unter einem Winkel von 10° getroffen werden können, ergeben sie eine Abschirmung von mindestens einem Faktor 100 (unter Berücksichtigung von Lit. 7). Damit ist aber nicht γ_3 , sondern γ_4 der kritischste Fall. Für den Fall γ_5 wird ebenfalls angenommen, daß der Strahl nicht unter größeren Winkeln als 10° auf die Betonabschirmung fallen kann.

Die Abschirmung für den Klimaraum kann nicht direkt vom Strahl getroffen werden. Die Annahme von Fall γ_3 ist hier (und für die Kältelabors) sehr unrealistisch.

Die Dicke des Walles in radialer Richtung beträgt mindestens 3 m. Wegen der Böschung ist sie in Strahlhöhe bereits auf etwa 6,50 m (radial) angewachsen.

Die Strahlführungskanäle zwischen den Beschleunigern werden wie die Halbbögen vom Speicherring mit einem Erdwall abgedeckt, dessen Dicke senkrecht zum Strahl ebenfalls 3 m beträgt. Diese Wälle werden an einigen Stellen durch Straßen durchbrochen; an diesen dünnen Stellen wurde ein Erz-Sand-Gemisch geschüttet, das in seiner Abschirmwirkung Schwerbeton entspricht. Ein Beispiel ist in der letzten Zeile von Tab. 4 aufgeführt.

Die Tab. 4 zeigt, daß auch für den reduzierten Einschub die Abschirmung von 1 m Normalbeton für die Wechselwirkungszone ohne weitere Maßnahmen zu gering ist. Es werden daher Strahlungsmonitore aufgestellt, die im Interlocksystem des jeweiligen Einschubbeschleunigers liegen, sodaß er bei Erreichung eines bestimmten Strahlungspegels automatisch abgeschaltet wird. Die Höhe dieser Abschaltchwelle wird sich nach der Klassifikation des Gebietes und nach den gesammelten Erfahrungen richten. Außerdem wird auf die Bemerkung am Schluß von Abschnitt 2 hingewiesen.

In den Kältelabors werden voraussichtlich ebenfalls Strahlungsmonitore aufgestellt werden. Auch an den Straßenübergängen über die Kanäle können im Bedarfsfall diese Monitore aufgestellt werden. Auf jeden Fall werden hier sowie an allen sonstigen Orten Geräte angebracht, die die Dosis ständig registrieren.

5. Ergebnisse für den Verlust des gespeicherten Strahls

Außer dem Einschußfall ist für Abschirmüberlegungen der Fall zu betrachten, daß der gespeicherte Strahl infolge Ausfall von Komponenten im wesentlichen an einer Stelle in kurzer Zeit verlorengeht. Die dadurch hinter einer gegebenen Abschirmung erzeugte Dosis kann aus den Dosisleistungen in Tab. 4 leicht berechnet werden. Dabei wird angenommen, daß auch bei einem streifenden Einfall auf Materie der Strahl nicht wieder von der Optik des Speicherringes eingefangen wird. Die Dosen, die sich beim Verlust eines Strahles von 6 A umlaufenden Stroms und 2 GeV ergeben, sind für die gleichen Örtlichkeiten in Tab. 5 eingetragen. Die Werte sind für alle Orte akzeptabel, denn ein gespeicherter Strom von 6 A bedeutet einen gut funktionierenden Speicherring, bei dem ein plötzlicher Strahlverlust selten vorkommen wird.

Für die Benutzer des Speicherringes wäre es nützlich, wenn sie bei einem gespeicherten Strahl den Ring betreten könnten. Daher sollen abschließend die dortigen Dosen bei einem Strahlverlust angegeben werden. Es ist trivial, daß ein Aufenthalt auf der Ringaußenseite nicht möglich ist. Fällt nur 1% des gespeicherten Strahles (6 A, 2 GeV) in Form eines γ -Strahls auf den menschlichen Körper, erhält man eine absorbierte Dosis von 3×10^3 rad (abgeschätzt nach Lit. 19). Auf der Ringinnenseite kann eine Person vermutlich nicht direkt vom Strahl getroffen werden. Ein realistischer Fall wäre z.B. der streifende Einfall auf ein nicht abgeschirmtes Vakuumrohr, das entstehende Feld ist dann symmetrisch zur Außen- und Innenseite. Bei einer Entfernung von 2 m und einem Winkel von 45° zum Strahl ergeben sich 18 rad. Daraus folgt, daß auch bei einer erheblich geringeren Strahlstärke ein Aufenthalt nicht möglich ist, da es keinesfalls sicher ist, daß der gerade betrachtete Fall der schlimmste ist.

L i t e r a t u r

1. J.L. Harris und T. Jenkins, SPEAR-106, Stanford 1971, und private Mitteilung
2. G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch, Nucl. Phys. B 2 (1967) 669
3. G. Bathow, E. Freytag, K. Tesch et al., Nucl. Phys. B 20 (1970) 592
4. C.J. Crannell, H. Crannell, R.R. Whitney et al., HEPL-588, Stanford 1968
5. F. Lucci, M. Pelliccioni und M. Rocella, LNF-69/72, Frascati 1969
6. T. Tomimasu und S. Sugiyama, Japan. J. Appl. Phys. 6 (1967) 788
7. W.O. Doggett und F.A. Bryan, Nucl. Sci. Eng. 39 (1970) 92
8. T.M. Jenkins, G.J. Warren und J.L. Harris, SLAC-TN-70-34, Stanford 1970
9. G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch, Nucl. Instr. Meth. 33 (1965) 251
10. U. Völkel, DESY 65/6 und 67/16
11. F.S. Kirn und R.J. Kennedy, Nucleonics 12 (1954), 6, 44
12. E. Storm und H.I. Israel, LA-3753, Los Alamos 1967
14. J.J. Broerse und F.J. Van Werven, Health Physics 12 (1966) 83
15. R.G. Alsmiller, J. Barish, R.T. Boughner et al., ORNL-4211, Oak Ridge 1968
16. L.N. Zaitsev, P.A. Lavdanskii, V.V. Malkov et al., Atomnaya Energiya 19 (1965) 303, 20 (1966) 355, 12 (1962) 524
17. G.J. Neary und J. Mulvey, in: Recommendations of the ICPR, Publ. Nr. 4, Pergamon Press, 1964
18. G. Bathow, E. Freytag und K. Tesch, Nucl. Instr. 51 (1967) 56
19. K. Tesch, Nukleonik 8 (1966) 264

Tabelle 1

Abschwächungskoeffizienten für die elektromagnetische Kaskade

	λ_{cascade}		$\lambda (0^\circ)$		Lit.
	cm^{-1}	Stl^{-1}	cm^{-1}	Stl^{-1}	
Blei	0,49	0,28	0,70	0,40	2
	0,46	0,26	0,62	0,36	3
Kupfer	0,25	0,36	0,27	0,39	2
	0,23	0,33	0,29	0,42	3
Eisen			0,23	0,40	*)
Aluminium	0,042	0,38	0,076	0,68	3
	0,050	0,45	0,072	0,65	4
Schwerbeton **) ($\rho=3,7 \text{ g/cm}^3$)	0,070	0,35	0,090	0,45	2
Normalbeton **) ($\rho=2,4 \text{ g/cm}^3$)	0,048	0,52	0,057	0,62	5
Sand ($\rho=1,6 \text{ g/cm}^3$)			0,041	0,70	*)
Wasser	0,013	0,47	0,021	0,76	4

*) Interpoliert aus experimentellen Werten benachbarter Materialien

**) Zusammensetzung der Betone (Gewichtsanteile):

	Normalbeton	Schwerbeton
H	0,01	-
O	0,53	0,34
Mg	-	0,02
Al	0,03	0,01
Si	0,34	0,07
K	0,01	-
Ca	0,04	0,05
Fe	0,02	0,51

Tabelle 2

Abschwächungskoeffizienten bei konstantem Abstand Quelle-Meßort

	λ_{\min} (Lit. 12) (narrow beam geometry)		$\lambda_{\text{exp.}}$ (broad beam geometry)	
	cm^2/g	cm^{-1}	cm^2/g	cm^{-1}
Blei	0,042	0,47		
Eisen	0,030	0,23		
Aluminium	0,021	0,057		
Schwerbeton, ($\rho=3,7 \text{ g/cm}^3$)	0,026	0,096	0,018	0,065
Normalbeton, ($\rho=2,4 \text{ g/cm}^3$)	0,020	0,048	0,021	0,050 (Lit.11)
Sand ($\rho=1,6 \text{ g/cm}^3$)	0,020	0,032		

Tabelle 3

Abschwächungskoeffizienten für Neutronen

Material	Dichte (g cm ⁻³)	Am-Be- Neutronen	λ (cm ⁻¹)	
			Riesenresonanz- Neutronen	Hochenerget. Neutr. (~100 MeV)
Holz	0,49	0,039		
Paraffin	1,0	0,104		
Sand	1,6	0,051		0,017 *)
Normalbeton	2,4	0,059		0,026 (Lit.16)
Schwerbeton	3,7	0,078	0,075	0,032 (Lit.16)
Eisen	7,8	0,052		
Blei	11,3	0,040		

*) umgerechnet aus Normalbeton

Tabelle 4

Dosisleistungen (mrem/h) für Strahlverlust beim Einschub (300 W)

Ort	Abschirmung	Entf.	Elektromagnetische Komponente					Riesenresonanz-Neutronen	Hochenergetische Neutronen
			γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	γ_5		
Wechselwirkungszone	1 m Normalbeton	4 m	40	150	-	1100	0	50	100
Kältelabor	2 m Normalbeton	5,2m	0,2	0,6	50	4	0	0,05	4
Klimaraum	1,5 m Sand+ 0,6 m Normalbeton	4 m	2	8	600	50	-	1,3	20
Wall	3 m Sand (radial) + 0,3 m Normalbeton	6 m	0,03	0,1	8	0,7	0	0	2
Straße über Ostkanal	0,8 m Schwerbeton und 0,4 m Sand	2,6m	20	70	-	500	-	40	140

- γ_1 : der Strahl fällt auf einen dicken Absorber (von der Größe eines Quantameters)
- γ_2 : der Strahl fällt streifend auf die Innenseite eines Magneten oder Kollimators
- γ_3 : der Strahl fällt streifend auf eine dicke, 1 m lange Eisenplatte, die von der Strahlseite her betrachtet wird
- γ_4 : der Strahl fällt streifend auf ein Vakuumrohr
- γ_5 : der Strahl trifft direkt die Abschirmung

Tabelle 5

Dosis (mrem) beim Verlust eines gespeicherten Strahls von 6 A und 2 GeV

Ort	Abschirmung	Entf.	Elektromagnetische Komponente					Riesenresonanz-Neutronen	Hochenergetische Neutronen
			γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	γ_5		
Wechselwirkungszone	1 m Normalbeton	4 m	0,4	1,5	-	11	0	0,5	1
Kältelabor	2 m Normalbeton	5,2m	0,002	0,006	0,5	0,04	0	0	0,04
Klimaraum	1,5 m Sand+ 0,6 m Normalbeton	4 m	0,02	0,08	6	0,5	-	0,01	0,2
Wall	3 m Sand (radial) + 0,3 m Normalbeton	6 m	0	0,001	0,08	0,007	0	0	0,02

- γ_1 : der Strahl fällt auf einen dicken Absorber (von der Größe eines Quantameters)
- γ_2 : der Strahl fällt streifend auf die Innenseite eines Magneten oder Kollimators
- γ_3 : der Strahl fällt streifend auf eine dicke, 1 m lange Eisenplatte, die von der Strahlseite her betrachtet wird
- γ_4 : der Strahl fällt streifend auf ein Vakuumrohr
- γ_5 : der Strahl trifft direkt die Abschirmung

