

DESY-Bibliothek

17. JULI 1970

Interner Bericht
DESY-H5/6
Juli 1970

DAS POSITRONENHORN,
EIN FOKUSSIERUNGSSYSTEM ZUR ERZEUGUNG
INTENSIVER, HOCHENERGETISCHER POSITRONENSTRAHLEN

von

H. Wiedemann

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I Einleitung	1
II Positronenerzeugung	3
III Forderungen an ein Positronenfokussierungssystem	17
IV Mögliche Positronenfokussierungssysteme	23
V Optik des Positronenhorns	29
VI Mechanischer und elektrischer Aufbau des Positronenhorns	48
VII Der Fokussierungsgrad des Positronenhorns	56
VIII Prüfung der optischen Berechnungen durch Messungen	63
IX Zusammenfassung	73
X Zitate	74

Im Text benutzte Zeichen:

A	Admittanz
B, \mathcal{L}	Magnetische Induktion
d	Durchmesser des Strahls am Target
E^+ , E^-	Energie der Positronen bzw. Elektronen
E'	Beschleunigung im Linearbeschleuniger (MeV/m)
F	Geometriefaktor zur Berechnung der Positronenintensität
H	Magnetfeldstärke
I	Strom
I^+ , I^-	Positronen- bzw. Elektronenstrahlstrom
N^+ , N^-	Teilchenzahlen (siehe Text)
P^-	Elektronenstrahlleistung am Konvertertarget
p	Teilchenimpuls
P_0	Quellpunkt auf dem Target
r	radialer Abstand von der Strahlachse
r'	Winkel der Teilchenbahn zur Strahlachse
s	Teilchenbahnkoordinate
Δs	Weglängendifferenz
T	kinetische Energie der β -Teilchen
ΔT	Temperaturerhöhung pro Strahlpuls am Target
X_0	Targetdicke in Strahlungslängen
ϵ	Emittanz
θ	Erzeugungswinkel
$\theta_0, \hat{\theta}, \theta_i$	Winkel einer Teilchenbahn zur Strahlachse im Linearbeschleuniger

- λ Wellenlänge der Wanderwelle im Linearbeschleuniger
- ϕ azimutale Koordinate, Phasenlage im Linearbeschleuniger
(siehe Text)
- $\Delta\phi$ Phasenbreite im Linearbeschleuniger
- Ω Raumwinkel

I Einleitung

In den vergangenen 10 Jahren sind Elektronen-Linearbeschleuniger entwickelt worden, die einen genügend hohen Elektronenstrom beschleunigen können, um daraus Positronenstrahlen mit ausreichender Intensität für Experimente zu erzeugen. Die Positronen werden durch Elektronen erzeugt, die mit großer Energie auf ein Konvertiertarget von hoher Ordnungszahl treffen. Die Elektronen erzeugen dabei Bremsstrahlungsquanten, welche ihrerseits durch Paarbildung Positronen erzeugen. Einige dieser Positronen verlassen das Konvertiertarget und können durch geeignete Fokussierungseinrichtungen direkt für Experimente genutzt werden oder in einem Linearbeschleuniger zu hohen Energien beschleunigt werden. Während im ersten Fall jedoch nur ein sehr divergenter Positronenstrahl mit einem breiten Energiespektrum zur Verfügung steht, bietet die zweite Methode einen scharfen wohldefinierten Strahl mit sehr engem Energiespektrum. In mehreren Laboratorien werden Positronenfokussierungssysteme verschiedener Art bereits eingesetzt und liefern einen ausreichenden Positronenstrom.

In den letzten Jahren ist jedoch der Wunsch nach höheren Positronenströmen durch die Entwicklung bei den Elektron-Positron-Speicherringen sehr stark gewachsen. Die letzten vorgeschlagenen Speicherringe sind für gespeicherte Elektronen- und Positronenströme von mehr als 10 Ampère ausgelegt. Um maximale Luminosität bei jeder Energie zu erreichen, benötigt man mit den herkömmlichen Fokussierungssystemen Positronenfüllzeiten bis zu 70 Minuten bei SPEAR-Stanford ¹⁾ und etwa 60 Minuten bei COPPELIA-ORSAY ²⁾. Beim DESY-Speicherring ^{3), 4)} wurde die theoretisch erreichbare Luminosität durch die Festlegung einer maximalen Positronenfüllzeit von 15 Minuten beschränkt. Ein vorgesehener Ausbau des Speicherringes ADONE-Frascati ⁵⁾ auf höhere Luminosität durch Erhöhung der gespeicherten Strahlströme auf ein Ampère führt beim jetzigen Fokussierungssystem für Positronen zu Füllzeiten von 1,5 Stunden. Bei Strahllebens-

dauern in den genannten Speicherringen von 2 bis 10 Stunden sind Füllzeiten von mehr als einer Stunde sehr unangenehm, und deshalb besteht auch der dringende Wunsch nach höheren Positronenströmen. Es ergibt sich nun die Frage, auf welchem Wege die Positronenströme erhöht werden können. In Stanford wurde bei SLAC ⁶⁾ versucht, den Positronenstrom durch wesentliche Erhöhung der Elektronenstrahlleistung am Target zu vergrößern. Da aus kühltechnischen Gründen dabei das Konvertertarget relativ groß gemacht werden mußte, wurde die erhöhte Positronenerzeugung durch die verschlechterten optischen Eigenschaften des Systems wieder ausgeglichen.

Eine genaue Betrachtung der herkömmlichen Positronenfokussierungssysteme ergab jedoch, daß diese Systeme die strahloptischen Akzeptanzmöglichkeiten der verwendeten Nachbeschleuniger im Optimum der Positronenerzeugung nicht ausfüllen und auch aus technischen Gründen nicht ausfüllen können.

Dies führte zu der in dieser Arbeit beschriebenen Entwicklung des Positronenhorns ⁷⁾, dessen strahloptische Eigenschaften eine wesentlich vergrößerte Akzeptanz ergeben. Es sollte mit diesem System möglich sein, den nutzbaren Positronenstrom um etwa einen Faktor 3 gegenüber den bisherigen Systemen zu erhöhen. Dadurch würden sich die Positronenfüllzeiten für die neuen Speicherringe im ungünstigsten Fall auf weniger als eine halbe Stunde verringern.

II Positronenerzeugung

Um ein optimales Positronenfokussierungssystem entwerfen zu können, müssen die charakteristischen Austrittsbedingungen der Positronen am Konvertertarget bekannt sein. Man kann erwarten, daß die differentielle Positronenerzeugung in den Raumwinkel $d\Omega$ abhängig ist von der Energie E^- und der Intensität I^- der erzeugenden Elektronen, vom Material, der Dicke und der Form des Konvertertargets, von der Energie E^+ der Positronen und von ihrem Erzeugungswinkel θ :

$$(2.1) \quad \frac{dn^+}{d\Omega} = f(E^-, I^-, E^+, \theta, X_0, \dots)$$

Zunächst wurde versucht, diese Abhängigkeiten theoretisch durch Berechnung von Schauern zu klären. Katz und Lokan ⁸⁾ untersuchten zwei Generationen der Schauertheorie: Bremsstrahlung, gefolgt von Paarproduktion. Diese Rechnungen gelten jedoch nur für dünne Targets ($< 0,3$ Strahlungslängen). Wie weitergehende Rechnungen und inzwischen durchgeführte Messungen zeigen, ist ein solches Target zu dünn, um eine optimale Positronenerzeugung zu erhalten.

Monte Carlo Rechnungen, die bei SLAC durchgeführt wurden, ergaben Übereinstimmung mit den Messungen oberhalb 10 MeV Positronenenergie. Unterhalb 10 MeV ergeben die Rechnungen zu kleine Positronenintensitäten.

Es zeigte sich, daß die Berechnungen zu aufwendig und zu schwierig sind, um daraus klare Informationen über die Positronenerzeugung zu erhalten. Wir können diesen Rechnungen jedoch einen für das Folgende wichtigen Hinweis entnehmen: Die Positronenerzeugung hat scheinbar kein Maximum bei 10 - 15 MeV Positronenenergie wie es manche Messungen zeigen. Der gemessene Abfall der Positronen-

intensitäten unterhalb 10 MeV ist wahrscheinlich auf die Streuung der niederenergetischen Positronen an den Fenstern der benutzten Spektrometer zurückzuführen.

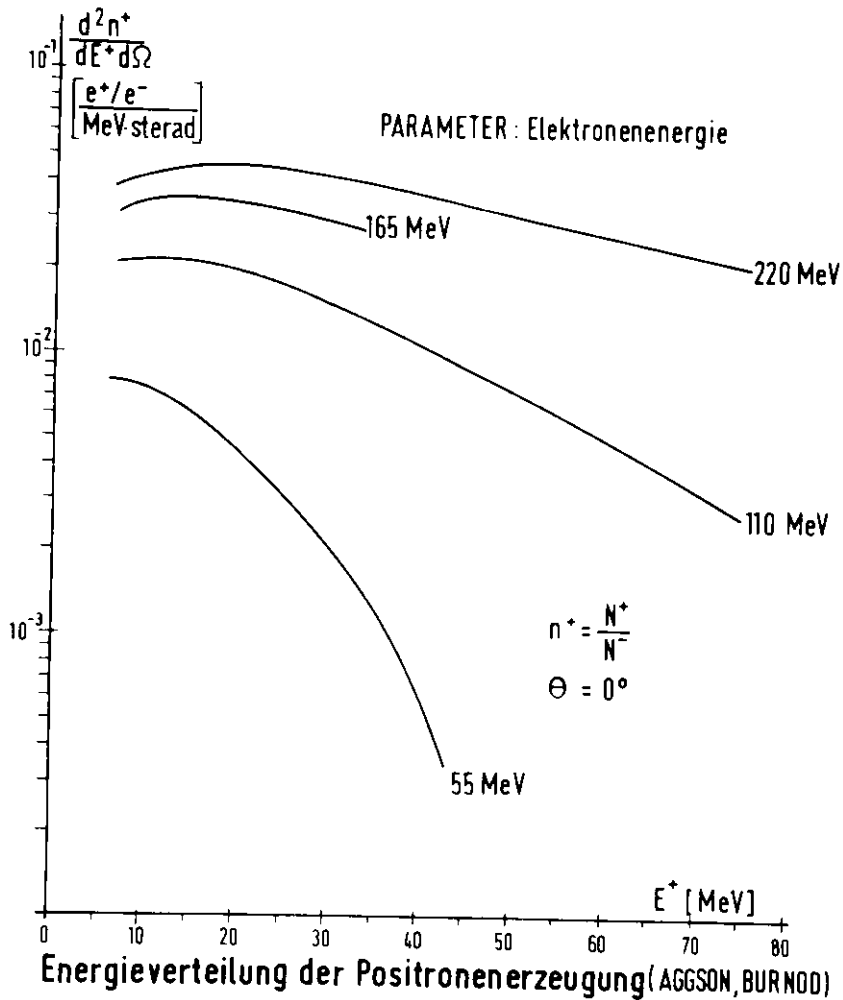


Abb. 1

Aufgrund der nicht befriedigenden theoretischen Ergebnisse sind eine Reihe von experimentellen Messungen durchgeführt worden. 9) 10) 11) 12) Wir wollen uns hier auf die Diskussion der beiden letzten Messungen von Aggson-Burnod ¹¹⁾ und De Staebler ¹²⁾

beschränken, da sie die ausführlichsten Unterlagen für die weitere Erörterung der Positronenerzeugung bieten.

Während Aggson-Burnod die Positronenerzeugung in Vorwärtsrichtung in Abhängigkeit von der Elektronenenergie, der Positronenenergie und der Targetdicke gemessen haben, geben die Messungen von De Staebler Aufschluß über die Abhängigkeit vom Erzeugungswinkel für zwei verschiedene Targetmaterialien.

Die Abb. 1 zeigt die gemessene Energieverteilung der differentiellen Positronenerzeugung für verschiedene Elektronenenergien bei einer Targetdicke von 1,5 Strahlungslängen. Unabhängig von der Elektronenenergie liegt die optimale Positronenerzeugung bei sehr geringen Positronenenergien um 10 MeV. Da diese Maxima sehr breit sind, ist es also möglich, die Positronenfokussierungssysteme für eine Sollenergie von 10 MeV oder darunter auszulegen. Dies kommt, wie wir sehen werden, sowohl den strahloptischen Forderungen als auch den technischen Möglichkeiten sehr stark entgegen.

Die differentielle Positronenerzeugung wurde für verschiedene Targetdicken gemessen. Trägt man nun die optimale Positronenerzeugung in Abhängigkeit von der Targetdicke auf, so ergibt sich die Abb. 2. Man erkennt, daß die optimale Targetdicke wieder unabhängig von der Elektronenenergie ist und bei etwa 1,5 Strahlungslängen liegt. Das heißt, die maximale Positronenerzeugung findet nicht beim Maximum der Schauerentwicklung statt, welches bei etwa 3 Strahlungslängen liegt. Es muß ein Kompromiß geschlossen werden zwischen der Schauerentwicklung und der Möglichkeit für niederenergetische Positronen, dem Targetmaterial zu entkommen, was zu einer Verkürzung der Targetdicke führt. Die Abhängigkeit dieses Erzeugungsmaximums vom Targetmaterial läßt sich aus den Messungen von De Staebler ableiten. Die Positronenintensitäten aus einem 3 Strahlungslängen

dicken Kupfertarget liegen nur etwa 10 - 20 % unter den Intensitäten aus einem 3 Strahlungslängen dicken Bleitarget.

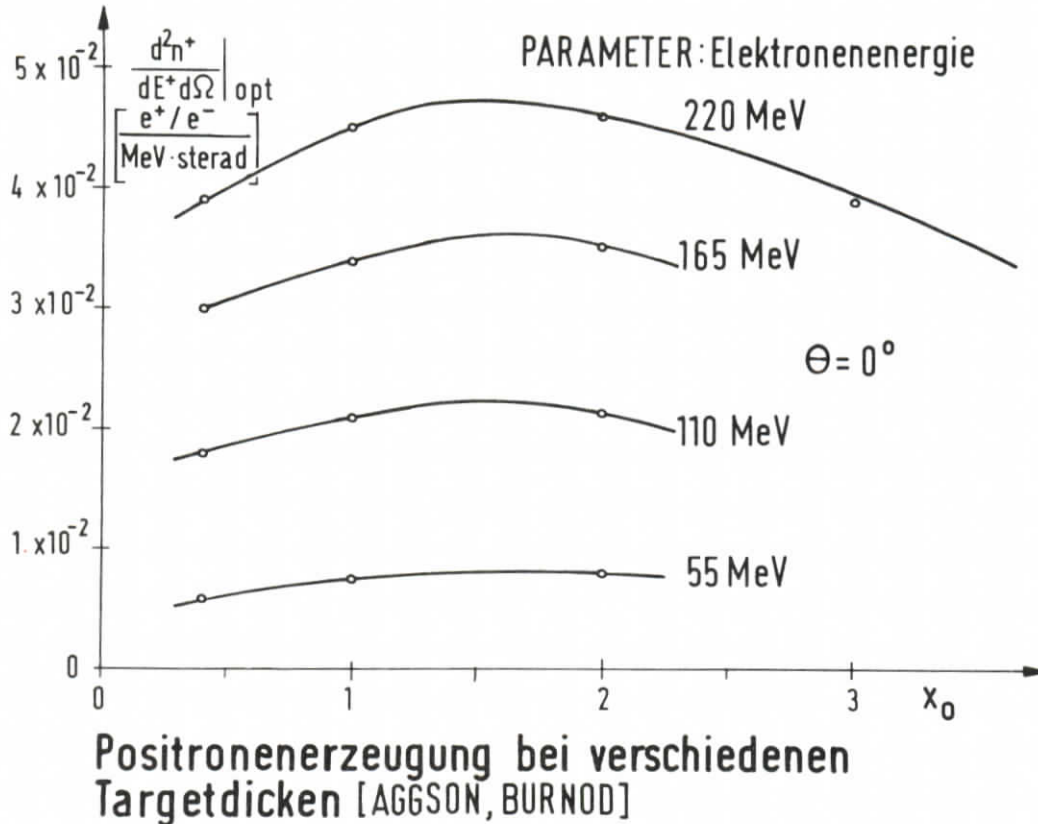


Abb. 2

Bei der Genauigkeit der Messungen kann man folgern, daß die Auswahl des Targetmaterials nicht sehr entscheidend in die Positronenerzeugung eingeht. Dies bedeutet, daß das Targetmaterial optimal an die konkurrierenden Forderungen der Strahl-optik (kleines Target) und der technischen Kühlmöglichkeiten (großes Target) angepaßt werden kann.

Die Abb. 3 zeigt die Abhängigkeit der optimalen Positronenerzeugung von der Elektronenenergie. Da die Positronenintensität proportional der Anzahl der Elektronen, d. h. proportional zum Elektronenstrom ist, ergibt sich eine lineare Abhängigkeit der Positronenerzeugung von der Elektronenstrahlleistung am Konvertiertarget bei nicht zu kleinen Elektronenenergien. Man erkennt in der Abbildung 3 eine Schwelle von etwa 25 MeV für die praktische Positronenerzeugung. Die lineare Abhängigkeit der Positronenintensität von der Elektronenstrahlleistung am Konvertiertarget hat folgende praktische Konsequenz:

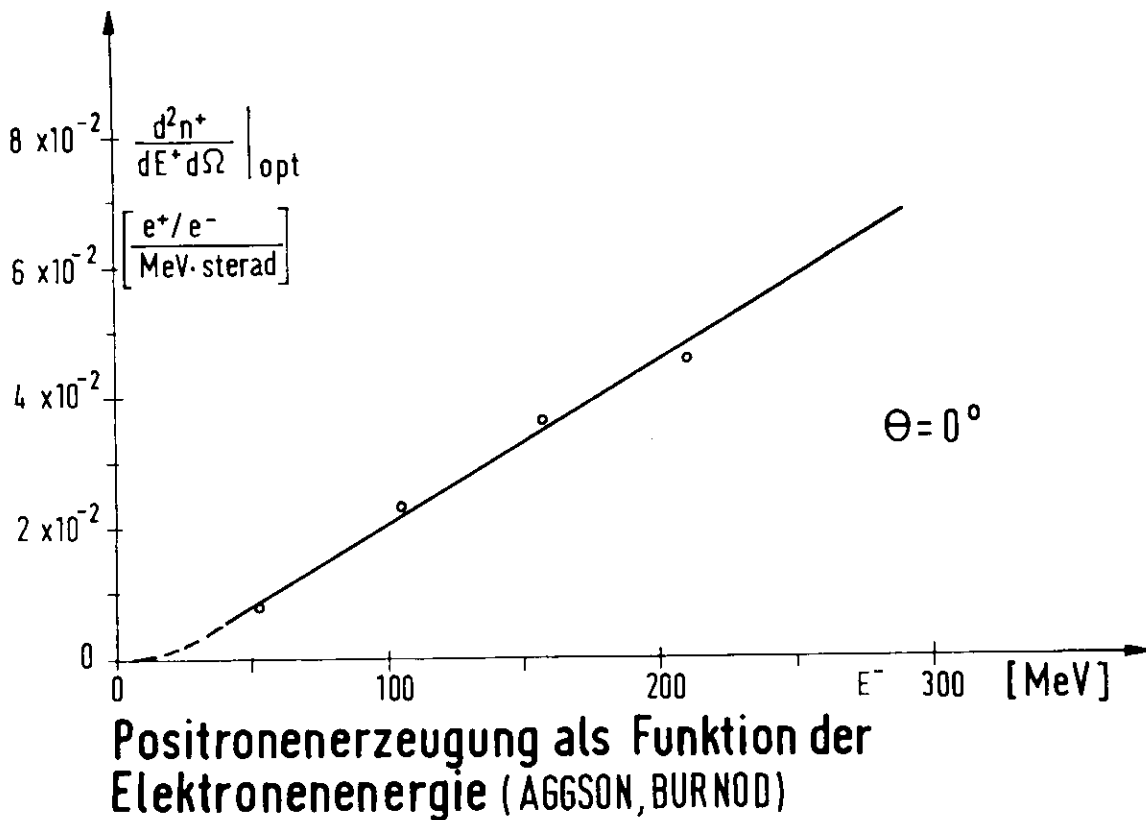


Abb. 3

Da jedes hochenergetische Elektron beim Durchgang durch das Targetmaterial mit einer Dicke von 1,5 Strahlungslängen im Mittel einen konstanten Energieverlust von nur etwa 20 MeV erleidet, sollte zur Reduzierung der thermischen Targetbelastung bei konstanter Elektronenstrahlleistung die Elektronenenergie sehr hoch, der Elektronenstrom jedoch möglichst niedrig gehalten werden.

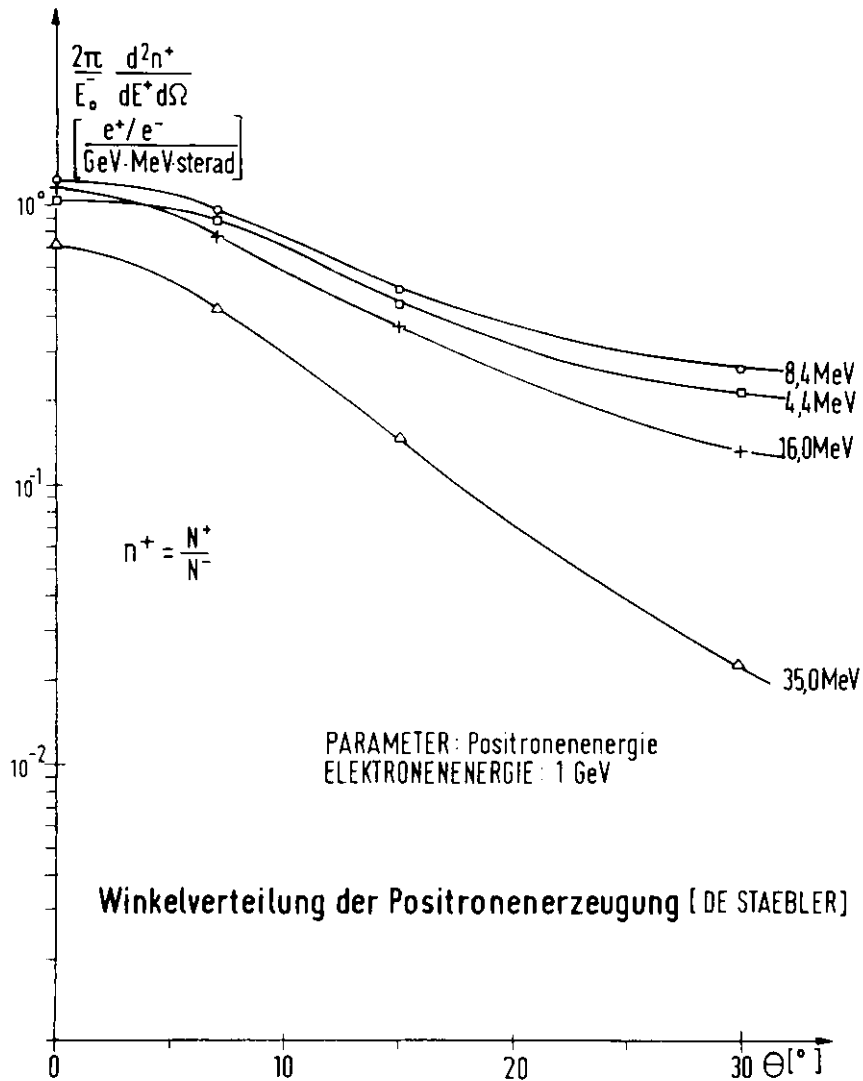


Abb. 4

Will man die Akzeptanz des Positronenfokussierungssystems vergrößern, so ist die Kenntnis der Positronenintensität in Abhängigkeit vom Erzeugungswinkel notwendig. Einerseits ist bekannt, daß die Positronenerzeugung mit zunehmendem Winkel θ abnimmt, andererseits nimmt der nutzbare Raumwinkel etwa quadratisch mit θ zu. Die Messungen der Winkelverteilung der Positronen von De Staebler ¹²⁾ lassen erkennen, inwieweit beide Effekte sich kompensieren und ob es sinnvoll ist, die Akzeptanz des Positronenfokussierungssystems überhaupt zu erhöhen. Die Abb. 4 zeigt die gemessenen differentiellen Positronenintensitäten in Abhängigkeit vom Erzeugungswinkel bei verschiedenen Positronenenergien. Die Messungen wurden durchgeführt für eine Elektronenstrahlenergie von 1 GeV bei einem Bleitarget von 2,9 Strahlungslängen Dicke.

Man erkennt, daß der Intensitätsabfall wenigstens bei den hier interessierenden niederen Positronenenergien schwächer als quadratisch mit dem Erzeugungswinkel θ verbunden ist. Stellt man die Meßergebnisse mit dem Erzeugungswinkel als Parameter dar, so ergibt sich die Abb. 5. In Übereinstimmung mit den Messungen von Aggson-Burnod liegt das Maximum der Positronenerzeugung wieder um 10 MeV Positronenenergie, und dies für einen großen Winkelbereich. Aus technischen und strahloptischen Gründen, die weiter unten ausführlicher diskutiert werden, soll sich unser Interesse auf die Positronenerzeugung im Energiebereich von 4 MeV bis 8 MeV beschränken. Dieser Energiebereich liegt zwar nicht im Maximum, jedoch ist die Einbuße an Positronenintensität nur gering. Außerdem sind nach den Feststellungen der Autoren dieser Messungen die angegebenen Werte untere Grenzwerte, da der Positronenverlust durch Streuung an den Spektrometerfenstern besonders im unteren Energiebereich sehr stark war. Tatsächlich lassen die theoretischen Berechnungen auch keinen Abfall unter 10 MeV erkennen. Der Gebrauch

dieser Meßergebnisse führt uns also zu einer vorsichtigen Abschätzung der Positronenintensitäten, während innerhalb

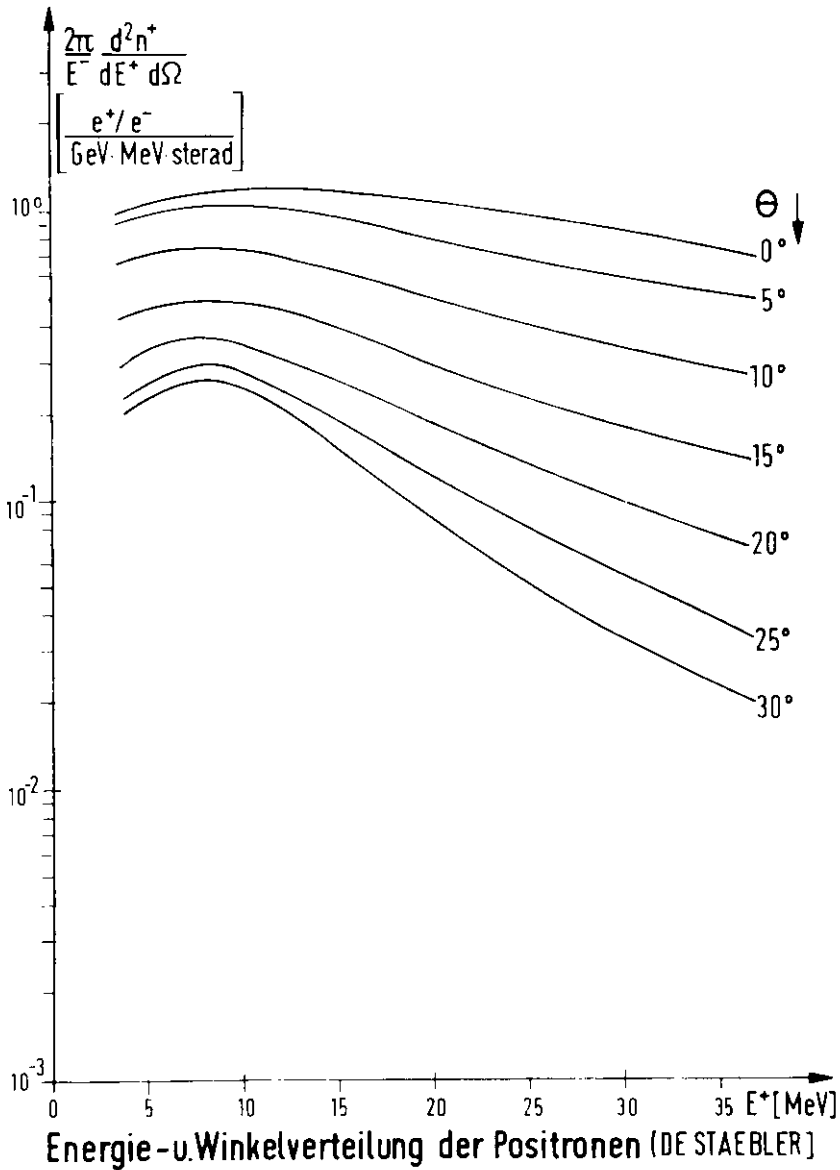


Abb. 5

der geringen uns interessierenden Energiebreite von $\Delta E^+ = 4 \text{ MeV}$ die Winkelverteilung richtig wiedergegeben sein sollte.

Die Abb. 6 zeigt innerhalb der Meßunsicherheiten die Übereinstimmung der beiden Messungen, deren Ergebnisse wir komplementär verwenden wollen. Unterschiede bzw. Abweichungen von der linearen Energieabhängigkeit der Abb. 3 treten erst bei Positronenenergien oberhalb 20 MeV auf und sind für unser Thema daher uninteressant.

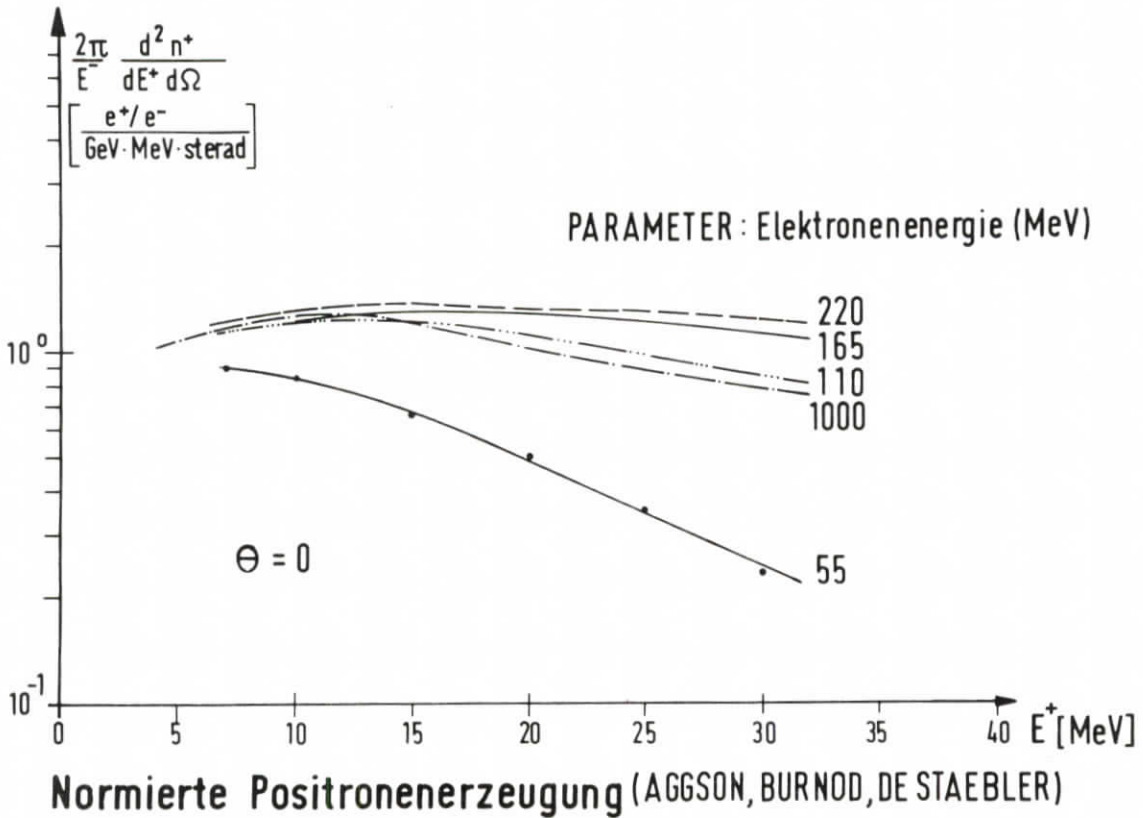


Abb. 6

Die relativ große Abweichung der untersten Kurve ist auf den starken Einfluß der effektiven Schwelle von etwa 25 MeV für die Positronenerzeugung zurückzuführen (s. Abb. 3). Für Elektronenenergien oberhalb etwa 100 MeV ergibt sich eine Positronenintensität in Vorwärtsrichtung, die proportional der Elektronenstrahlleistung, der Energiebreite der akzeptierten Positronen und

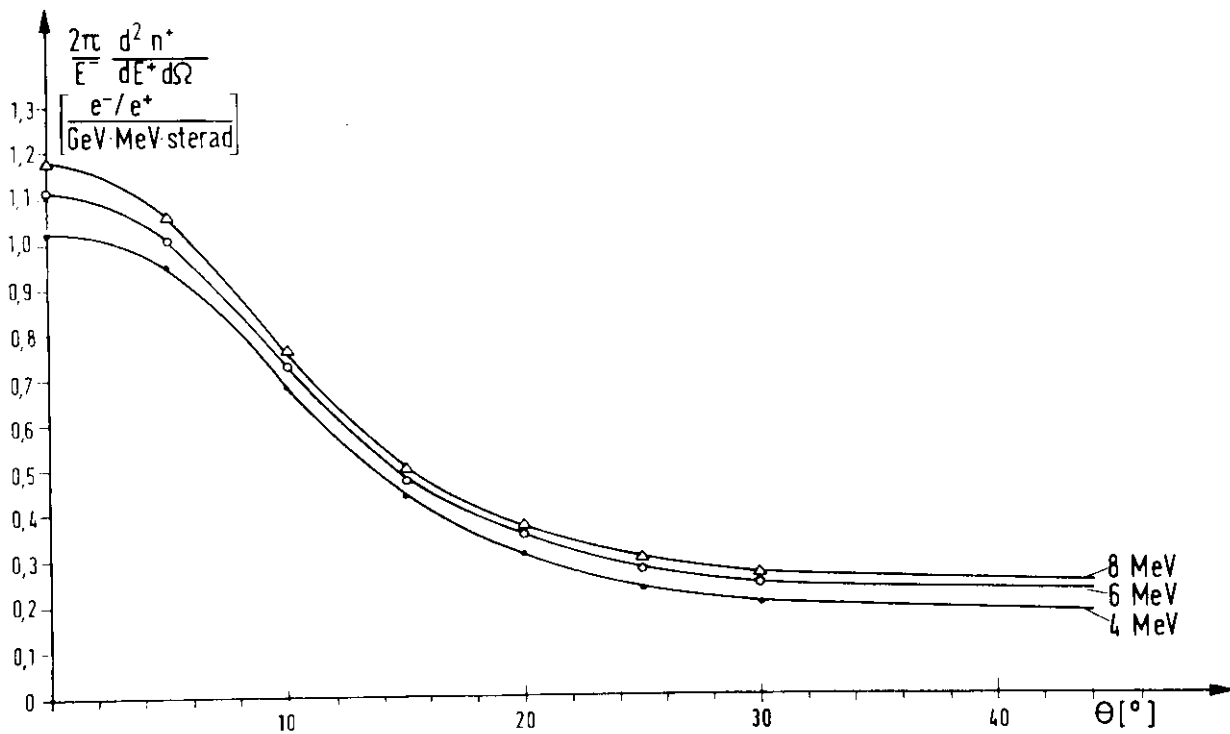
dem Raumwinkel ist:

$$(2.2) \quad I^+ = \left(\frac{1}{E^-} \frac{d^2 n^+}{dE^+ d\Omega} \right) \cdot I^- \cdot E^- \cdot \Delta E^+ \cdot \Delta \Omega$$

oder in üblichen Einheiten (Abb. 6)

$$(2.3) \quad I^+ [\text{mA}] = \left(\frac{1}{E^-} \frac{d^2 n^+}{dE^+ d\Omega} \right) \cdot P^- [\text{MW}] \cdot \Delta E^+ [\text{MeV}] \cdot \Delta \Omega [\text{sterad}]$$

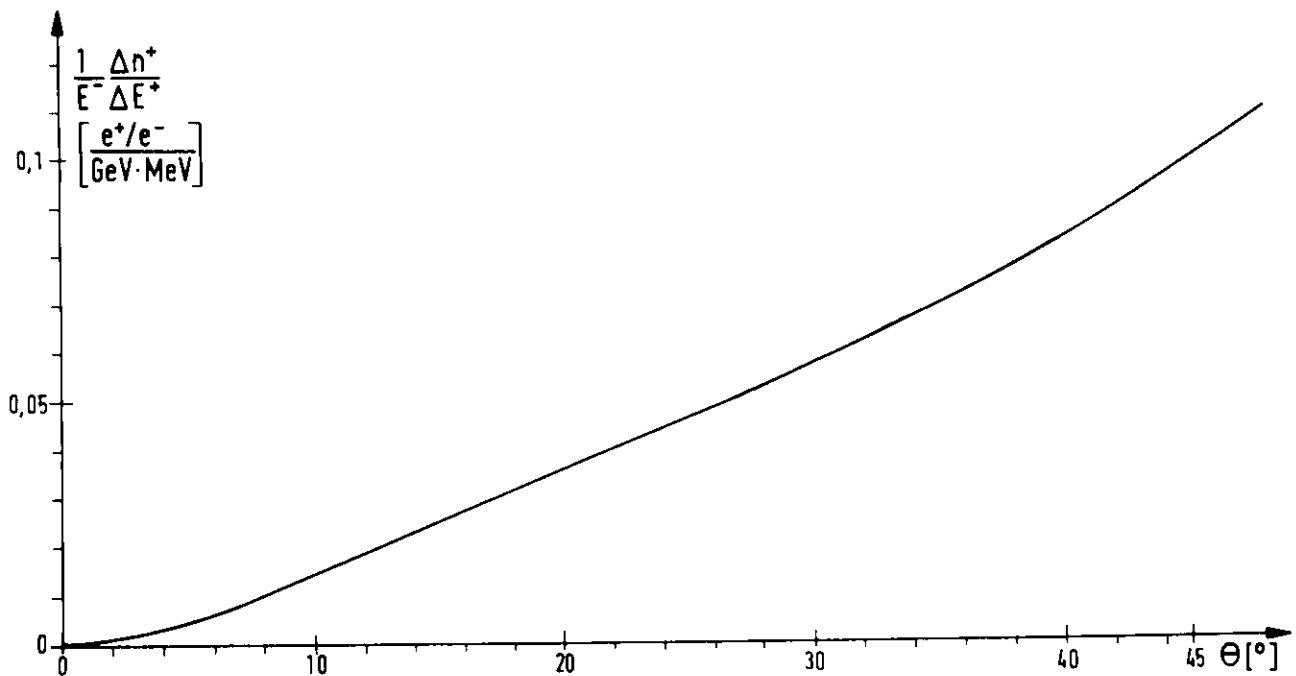
Bei größeren Raumwinkeln $\Delta \Omega$ muß die Beziehung (2.2) entsprechend der Winkelabhängigkeit der Positronenerzeugung modifiziert werden.



Winkelverteilung der Positronen (DE STAEBLER)

Abb. 7

Da wir uns nur für Positronenenergien zwischen 4 MeV und 8 MeV interessieren, wurde in der Abb. 7 für diese Energien die Winkelverteilung aufgetragen. Der Unterschied zwischen den einzelnen Energien ist gering und in der Größenordnung der Meßfehler. Es ist deshalb vernünftig, mit dem Mittelwert, d. h. mit den Meßwerten für 6 MeV Positronenenergie zu rechnen. Dies soll auch die Sollenergie des zu beschreibenden Fokussierungssystems werden.

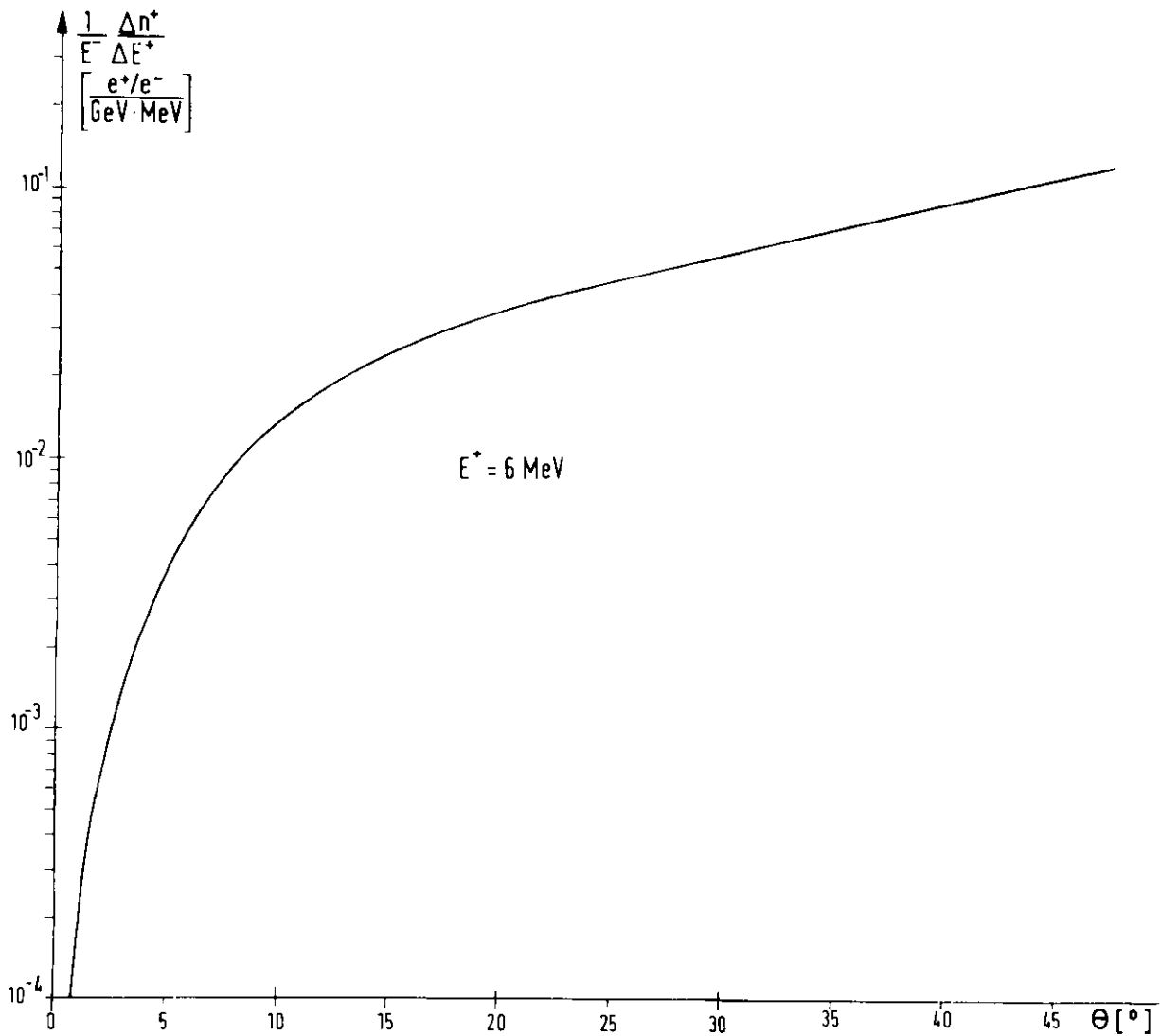


Positronenerzeugung in den Öffnungswinkel Θ (DE STAEBLER)

Abb. 8

Integriert man diese Meßkurve, so erhält man die relativen Positronenintensitäten innerhalb eines Kegels vom Öffnungswinkel Θ (s. Abb. 8). Der stetige Anstieg der Positronenintensität mit dem Winkel Θ zeigt die Möglichkeit, mit einem verbesserten Fokussierungssystem den Positronenstrom beträchtlich zu erhöhen. Die besten bisher entwickelten Positronenfokussierungssysteme haben eine maximale Winkelakzeptanz von $\theta_{\max} \leq 14,5$ Grad.

Wie die Abb. 9 in logarithmischem Maßstab deutlicher zeigt, liegen diese Systeme daher im steil abfallenden Teil der Kurve für die integrale Positronenerzeugung. Da Abweichungen der Positronenenergie von der Sollenergie in der Regel eine Verkleinerung des maximalen Akzeptanzwinkels ergeben, haben diese Systeme eine relativ kleine Energieakzeptanzbreite.



Positronenerzeugung in den Öffnungswinkel Θ (DE STAEBLER)

Abb. 9

Wie wir im nächsten Kapitel sehen werden, können daher nicht die optimalen Positronenströme erreicht werden.

Die durchgeführten Messungen geben Aufschluß über die Abhängigkeit der Positronenintensität von den Elektronenparametern, vom Erzeugungswinkel, den Positronenenergien, dem Targetmaterial und der Targetdicke, jedoch nicht von der Targetform. Alle Messungen wurden an scheibenförmigen Targets durchgeführt, die senkrecht zum Elektronenstrahl aufgestellt wurden. Folgende Überlegungen lassen darauf schließen, daß die nutzbaren Positronenintensitäten durch den Gebrauch eines "Fingertargets" vergrößert werden können. Aus der Abb. 2 ergibt sich, daß bei einer optimalen Targetdicke von etwa 1,5 Strahlungslängen die meisten Positronen aus einer Schicht zwischen etwa 1,0 und 1,5 Strahlungslängen kommen. Die Erzeugungsdichte ist über diesen Bereich in erster Näherung konstant. Es müßte also möglich sein, durch Vergrößerung der optimalen Austrittsfläche für die Positronen um dieses Quellgebiet die Anzahl der Positronen, die das Target verlassen können, zu erhöhen. D. h. ein Fingertarget, in Strahlrichtung aufgestellt, mit einem Durchmesser, der vergleichbar ist dem Durchmesser des Elektronenstrahls, müßte eine größere Positronenintensität ergeben als ein Target mit relativ großen Querausdehnungen. Die Richtigkeit dieses Gedankens konnte experimentell noch nicht geprüft werden; sie wurde beim Entwurf des hier zu diskutierenden Positronenfokussierungssystems angenommen, blieb aber bei der Angabe des erwarteten Verbesserungsfaktors unberücksichtigt.

Für die weitere Diskussion haben sich damit in diesem Kapitel folgende wesentliche Ergebnisse ergeben: Die optimale Targetdicke für die Positronenerzeugung liegt unabhängig vom Material bei etwa 1,5 Strahlungslängen; die optimalen Positronenintensitäten sind proportional der Elektronenstrahlleistung am Konverter-

target; das Positronenenergiespektrum hat ein breites Maximum um 10 MeV, und der Intensitätsabfall mit dem Erzeugungswinkel wird durch die quadratische Zunahme des Raumwinkels kompensiert, so daß eine Vergrößerung der Winkelakzeptanz des Fokussierungssystems eine proportionale Vergrößerung des Positronenstromes ergibt. Im folgenden Kapitel soll untersucht werden, inwieweit diese Eigenschaften praktisch genutzt werden können.

III Forderungen an ein Positronenfokussierungssystem

Die Art des Fokussierungssystems richtet sich sehr nach dem, was mit den Positronen getan werden soll. Werden sie unmittelbar nach dem Target für ein Experiment oder zur Injektion in einen Kreisbeschleuniger verwendet, so kommt es im wesentlichen nur darauf an, möglichst viele der Positronen auf eine vorgegebene Fläche zu fokussieren. Wegen der sehr großen Divergenz der Positronen am Target ist jedoch der Fokussierungswirkungsgrad zumindest für die Injektion in einen Kreisbeschleuniger sehr klein. Die übliche Methode ist deshalb, die Strahlqualitäten der Positronen durch Nachbeschleunigen auf hohe Energien wesentlich zu verbessern.

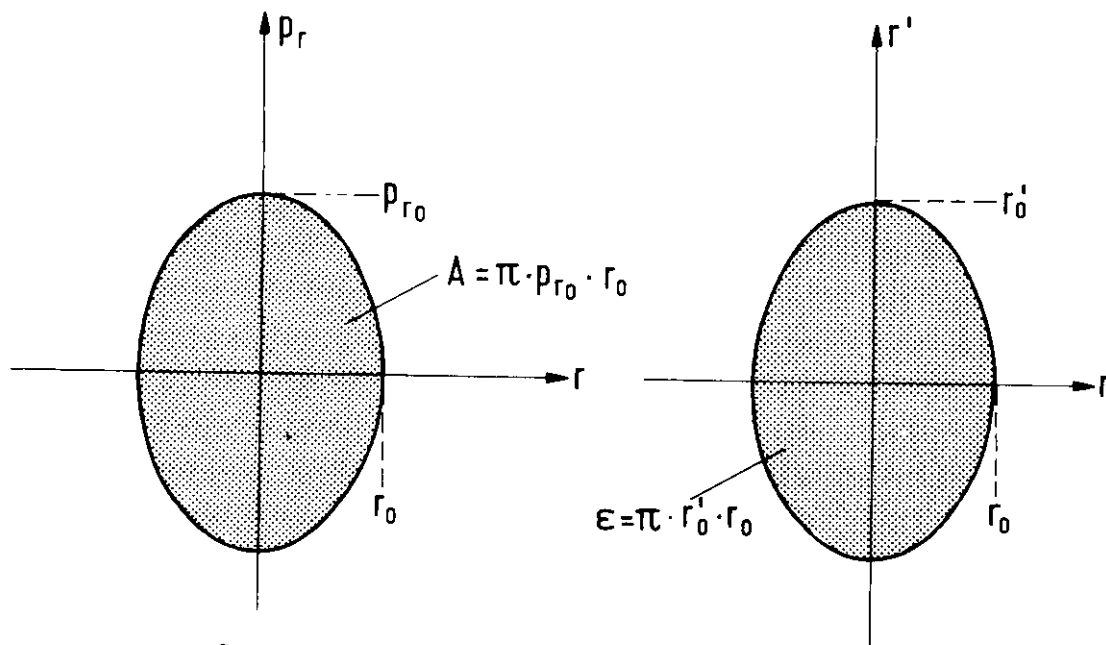
Diesem Prozeß liegt der Liouville'sche Satz zugrunde: Ist in einem zylindrischen Koordinatensystem (r, ϕ, z) bei konstantem ϕ p_r der Teilchenimpuls senkrecht zur Strahlachse und r der Abstand des Teilchens von dieser Achse, so ist für die Gesamtheit aller Teilchen in einem Strahl die Besetzungsdichte in diesem p_r - r Phasenraum konstant. Da die Teilchengesamtheit eines durch Blenden begrenzten Strahles im Phasenraum durch die Fläche eines Parallelogramms dargestellt ist, besagt der Liouville'sche Satz also, daß diese Fläche bei allen optischen Transformationen konstant bleibt. Zur rein mathematischen Behandlung einer Strahloptik ergeben elliptische Phasenflächen wesentlich einfachere Beziehungen, weswegen im allgemeinen Teilchenstrahlen durch Ellipsen statt durch Parallelogramme im Phasenraum dargestellt werden. Die sogenannte Admittanz des Strahls ist damit definiert als die Fläche der Phasenellipse des Strahls im Phasenraum: (s. Abb. 10)

$$(3.1) \quad A = \pi p_{r0} \cdot r_0 = \text{konstant} \quad \phi = \text{konstant}$$

Bei Strahlführungssystemen, in denen der Teilchenimpuls konstant bleibt, wird meistens nur das Produkt aus Strahlquerausdehnung und Divergenz als die sogenannte Emittanz ϵ des Strahls bezeichnet:

$$(3.2) \quad A = \pi p_0 \cdot r'_0 \cdot r_0 = p_0 \cdot \epsilon \quad \phi = \text{konstant}$$

wobei p_0 der Impuls der Teilchen und r'_0 der maximal in der Gesamtheit der Strahlteilchen vorkommende Winkel zur Strahlachse bedeutet.



Definition der Phasenellipsen

Abb. 10

Die meisten Kreisbeschleuniger oder Speicherringe haben aus Gründen, die hier nicht diskutiert werden sollen, eine Strahlakzeptanz von der Größenordnung:

$$(3.3) \quad \epsilon_1 = (1 - 5) \pi \text{ mradcm}$$

Für die weiteren numerischen Rechnungen soll die Strahlakzeptanz des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) von $\epsilon = (1,5 - 2) \pi$ mradcm als Beispiel genommen werden.

Nun läßt sich unmittelbar aus dem Liouville'schen Satz (3.1) der Effekt der Nachbeschleunigung der Positronen in einem Linearbeschleuniger zwischen Konvertertarget und z. B. Synchrotron ablesen: Die Admittanz $A = p \cdot \epsilon$ ist eine Konstante, also am Ende des Linearbeschleunigers dieselbe wie am Konvertertarget:

$$(3.4) \quad \epsilon_0 p_0 = \epsilon_1 p_1$$

oder

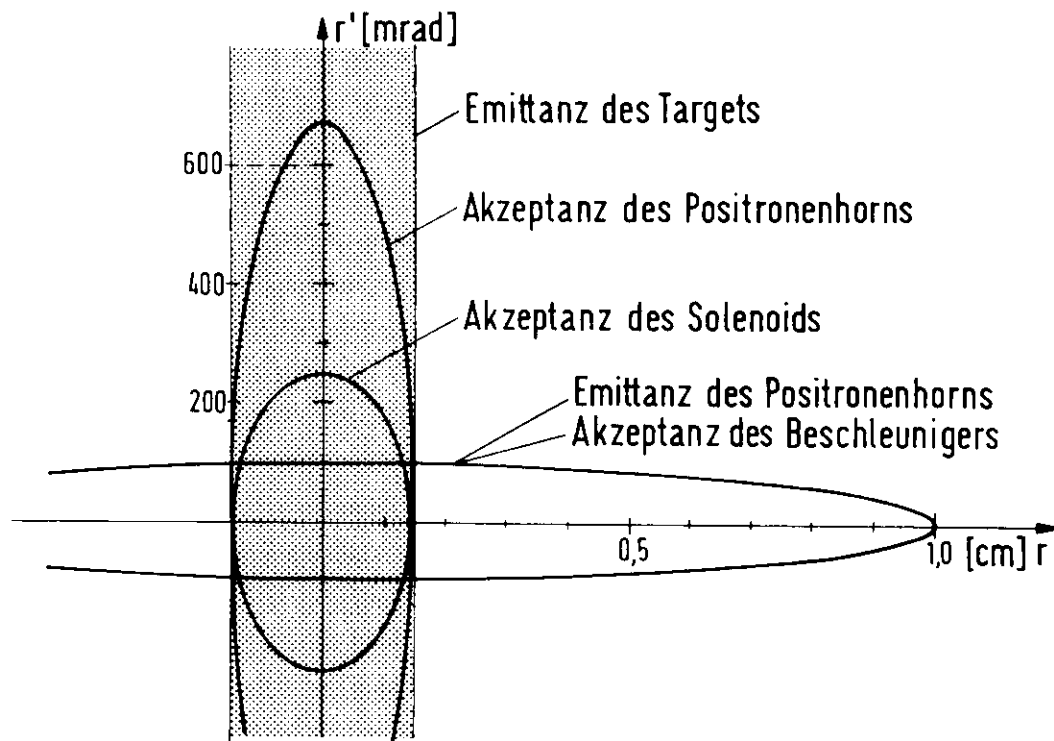
$$\epsilon_0 = \frac{p_1}{p_0} \epsilon_1$$

Da ϵ_1 die festgelegte Akzeptanz des Synchrotrons ist, kann die Positronenemittanz ϵ_0 am Target um so größer sein, je größer der Energiegewinn p_1/p_0 der Positronen im Linearbeschleuniger ist. Bei einer Synchrotronakzeptanz von $\epsilon_1 = 1,5 \pi$ mrad \cdot cm und einer Positronenbeschleunigung im Linearbeschleuniger von 6 MeV auf 400 MeV ergibt sich eine nutzbare Positronenemittanz am Target von $\epsilon_0 = 100 \pi$ mrad \cdot cm. Bei einem effektiven Targetradius von $r_0 = 1,5$ mm ergibt sich als maximal akzeptierbarer Erzeugungswinkel:

$$(3.5) \quad \theta_{\max} = r'_0 = \epsilon_0 / r_0 = 667 \text{ mrad} \hat{=} 38 \text{ Grad}$$

Da die freie Apertur für einen 3000 MHz Linearbeschleuniger etwa 20 mm im Durchmesser beträgt, benötigt man zwischen Target und Anfang des Linearbeschleunigers ein Fokussierungssystem, welches den 3 mm dicken, stark divergenten Positronenstrahl

am Target in einen schwach divergenten Strahl von maximal 20 mm Durchmesser transformiert (s. Abb. 11).



Transformation der Phasenellipse am Target

Abb. 11

Die Winkelakzeptanz der bisherigen Positronenfokussierungssysteme beträgt jedoch nur maximal 252 mrad bei 10,5 MeV Positronenenergie. Das heißt, die Akzeptanz eines dem Target nachfolgenden Linearbeschleunigers wird nur unvollständig ausgenutzt. Gegenstand dieser Arbeit ist die Beschreibung des Positronenhorns, welches diese Begrenzung des Positronenstromes aufheben soll.

Die eben gemachten Bemerkungen gelten nur für eine Dimension senkrecht zur Strahlachse. Die exakte Beschreibung einer Emittanztransformation verlangt dagegen eine Formulierung im sechs-

dimensionalen Phasenraum $(r, p_r, \phi, p_\phi, z, p_z)$, wenn man das zylindrische Koordinatensystem (r, ϕ, z) für den gewöhnlichen dreidimensionalen Raum annimmt. Da hierbei die mathematische Formulierung komplex und damit unübersichtlich wird, behandelt man die Emittanztransformation getrennt für nur je zwei konjugierte Koordinaten im Phasenraum.

Das Koordinatenpaar (ϕ, p_ϕ) kann zunächst vernachlässigt werden, da das Target sehr klein ist gegenüber den Dimensionen des Fokussierungssystems, so daß sich ein endlicher Drehimpuls der Teilchen kaum auswirkt. Wir kommen bei der Diskussion der Optik für das Positronenhorn auf diesen Punkt zurück.

Das dritte Koordinatenpaar (z, p_z) ist dagegen wieder von größerem Einfluß. Da die benutzten Magnetfelder zur Fokussierung sehr groß sind, sind die Brennweiten der Systeme kurz, so daß die endliche Targetlänge in z -Richtung relativ stark in den Fokussierungswirkungsgrad eingeht. Das benutzte Fokussierungssystem sollte also möglichst wenig empfindlich gegen die endliche Ausdehnung des Targets sein.

Unabhängig von der Art des Targets und des Fokussierungssystems ergibt sich durch die Nachbeschleunigung ein starker Einfluß auf die (z, p_z) Phasenfläche des Teilchenstrahls. In einem Linearbeschleuniger werden die Elektronen oder Positronen durch eine elektromagnetische Hochfrequenzwelle beschleunigt, deren Phasengeschwindigkeit gleich der Teilchengeschwindigkeit ist. Um möglichst hohe Energien zu erreichen, werden die Elektronen auf dem Maximum der Hochfrequenzwelle innerhalb einer sehr schmalen Phasenbreite angeordnet. Durch unterschiedliche Weglängen, wie sie besonders durch starke Fokussierung hervorgerufen werden, kann sich eine beträchtliche Phasenverbreiterung der Teilchen ergeben, die zu einer verbreiterten Energieverteilung am Ende des Linearbeschleunigers führt. Es genügt also nicht, das Positronenfokussierungssystem nur durch Vergrößern der Akzeptanz zu verbessern; es muß

diese Akzeptanzvergrößerung trotz stärkerer Fokussierung mit einer Verkleinerung der Weglängendifferenzen der Teilchen parallel gehen.

Als letzter wichtiger Punkt, der die Diskussion der möglichen Positronenfokussierungssysteme beeinflusst, muß die Energieakzeptanz des Systems berücksichtigt werden. Jedes dem Linearbeschleuniger nachgeschaltete System (Synchrotron, Speicherring, Experiment etc.) kann Teilchen nur innerhalb eines bestimmten Energiebereiches um die Sollenergie akzeptieren. Im vorliegenden Fall (DESY) ist die Akzeptanz des Synchrotrons bei einer Teilchenenergie von 400 MeV in einem Bereich von etwa $\pm 0,5\%$ konstant. Dieser Energiebereich bedeutet, auf eine Sollenergie der Positronen am Target von 6 MeV projiziert, eine Energiebreite von $\pm 2,0$ MeV. Der Wirkungsgrad des Positronenfokussierungssystems sollte also möglichst im ganzen Energiebereich von $6 \text{ MeV} \pm 33\%$ gleich groß sein.

Nach der Beschreibung der wesentlichen Forderungen, die an ein Positronenfokussierungssystem gestellt werden müssen, sollen im nächsten Kapitel zunächst die bisherigen Fokussierungsverfahren mit ihren Vor- und Nachteilen diskutiert werden.

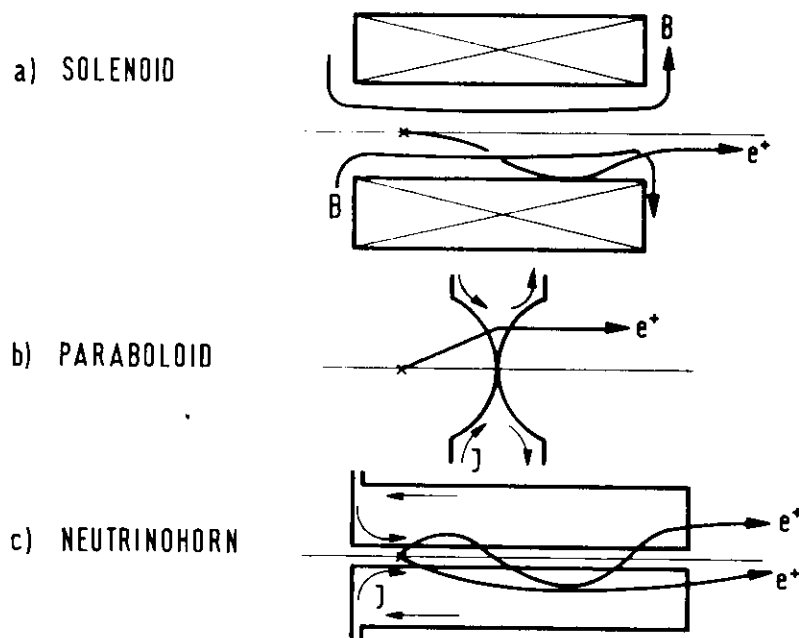
IV Mögliche Positronenfokussierungssysteme

Bei der Frage nach den möglichen Fokussierungssystemen steht man vor der Wahl der geeigneten Felder, die benutzt werden können. Eine kurze Rechnung zeigt, daß elektrostatische Felder ungeeignet sind, da viel zu hohe Feldstärken benötigt werden, um wegen der Weglängendifferenzen auf kurzer Strecke die Positronen in Vorwärtsrichtung zu fokussieren. Der Versuch Positronen durch elektromagnetische Hochfrequenzfelder zu fokussieren scheitert daran, daß sich die Kräfte der elektrischen und der magnetischen Feldkomponente subtrahieren und daher die Fokussierungsstärke sehr gering ist.

Es bleibt also nur das Magnetfeld zur Fokussierung geeignet. Hier gibt es zwei wesentliche Konfigurationen: Das Solenoidfeld in Strahlrichtung oder das koaxiale Magnetfeld um die Strahlachse. Andere Konfigurationen wie das rein transversale Feld oder ein Magnetpol am Ort des Konvertertargets sind gemischte Konfigurationen aus den beiden wesentlichen Feldformen. Da die Fokussierungskraft immer senkrecht zur Teilchenflugbahn und zum Magnetfeld wirkt, kann man sofort überlegen, daß das koaxiale Magnetfeld dem Solenoidfeld überlegen sein muß. Der Grund, warum das Solenoidfeld trotzdem bisher mit einer Ausnahme überall als Positronenfokussierungssystem benutzt wird, liegt in der Tatsache, daß nur hier ein materiefreier Feldraum zur Fokussierung erzeugt werden kann. Das koaxiale Magnetfeld benötigt immer einen elektrischen Strom und damit Materie in der Umgebung der Strahlachse, wodurch die niederenergetischen Positronen zu stark gestreut werden. Wie trotzdem das koaxiale Magnetfeld zur effektiven Positronenfokussierung eingesetzt werden kann, wird in den nächsten Kapiteln diskutiert werden.

Zunächst sollen jedoch die bisherigen Positronenfokussierungssysteme kurz erläutert werden.

Wie bereits erwähnt, wird mit einer Ausnahme ausschließlich das Solenoidfeld als Fokussierungssystem für Positronen benutzt oder vorgesehen 13) 9) 14) 15) 6). Das Prinzip ist folgendes: Ein Positron mit vorwiegend radialem Transversalimpuls tritt aus dem Konvertertarget und beginnt, im longitudinalen Solenoidfeld eine Spiralbahn zu durchlaufen. Sobald eine halbe Spirale durchlaufen ist, das heißt, sobald der radiale Transversalimpuls vollständig in einen azimuthalen Impuls umgewandelt ist, wird das homogene Solenoidfeld abgebrochen und der azimuthale Impuls des Positrons wird durch das radiale Streufeld in einen rein longitudinalen Impuls in der Richtung der Strahlachse transformiert ¹⁴⁾ (s. Abb. 12 a).



Verschiedene Fokussierungsmöglichkeiten (schematisch)

Abb. 12

Dies gilt exakt natürlich nur für ein Positron mit der Sollenergie, welches an einer ganz bestimmten Stelle z_0 auf der

Achse startet. Für alle anderen Positronen, die einen anderen Impuls haben oder von irgendeiner anderen Stelle des Konvertertargets starten, sind die Fokussierungsbedingungen nicht so ideal wie oben beschrieben. Die Empfindlichkeit des Systems gegen geringe optische Fehler ergibt sich aus der hohen Magnetfeldstärke. Das Magnetfeld muß sehr groß sein, um eine möglichst große Akzeptanz für die Positronen zu erreichen, wobei die Durchmesser der Spiralbahnen kleiner als 10 mm sein müssen, damit der gesamte Positronenstrahl in der kleinen Apertur des Linearbeschleunigers von 20 mm Durchmesser nachbeschleunigt werden kann. Unter diesen Nebenbedingungen und einer technischen Grenze für das Magnetfeld bei etwa 18 kGauß erreicht man eine Winkelakzeptanz von maximal $14,5^\circ$ bei einer Positronenenergie von 10,5 MeV ¹⁴⁾. Bei kleineren Positronenenergien zu arbeiten ist hier unzuweckmäßig, da das Solenoid eine sehr schmale Energieakzeptanz hat (s. Abb. 21). Die nötige absolute Energiebreite von ± 2 MeV macht sich bei höheren Anfangsenergien immer weniger bemerkbar. Weiter oben ist die Wichtigkeit von kleinen Weglängendifferenzen zwischen den Teilchenbahnen für die Nachbeschleunigung diskutiert worden. Diese Forderung ist bei den relativ engen Spiralbahnen schlecht zu erfüllen. Die Abb. 19 wird zeigen, daß eine Vergrößerung der Akzeptanz des Fokussierungssystems nur noch wenig zur Vergrößerung des Positronenstromes beiträgt, da bei dem im Moment optimal arbeitenden Positronenfokussierungssystem in Frascati ¹⁴⁾ die maximal erlaubte Weglängendifferenz schon erreicht ist.

Abschließend kann also gesagt werden, daß ein optisch verbessertes Positronenfokussierungssystem mit vergrößerter Akzeptanz nur dann sinnvoll ist, wenn es gleichzeitig gelingt, die Energieakzeptanz wesentlich zu verbreitern und die Weglängendifferenzen der Positronen zu verkleinern.

Seit 1963 wird in Nowosibirsk ¹⁶⁾ ein koaxiales Magnetfeld zur Positronenfokussierung benutzt. Das System besteht aus zwei

metallischen Paraboloidflächen, die an ihren Scheitelpunkten elektrisch leitend zusammengeheftet sind (s. Abb. 12 b). Läßt man von der äußeren Berandung des einen Paraboloids einen Strom über die Verbindung zur äußeren Berandung des zweiten Paraboloids fließen, so wird zwischen diesen Flächen ein koaxiales Magnetfeld erzeugt. Dabei ist die Feldstärke umgekehrt proportional dem Abstand von der Achse $H \sim \frac{1}{r}$. Da der Ablenkwinkel $\Delta\theta$ eines Teilchens in diesem Feld proportional der Feldstärke H und der Weglänge s in diesem Feld ist, letztere aber in diesem Doppelparaboloid dem Quadrat des Achsenabstandes r proportional ist, ergibt sich:

$$(4.1) \quad \Delta\theta \sim r$$

Andererseits ist der Abstand r des Positrons von der Achse beim Eintritt in das Paraboloid proportional dem Tangens des Erzeugungswinkels θ :

$$(4.2) \quad r \sim \text{tg}\theta \approx \theta$$

Für nicht zu große θ kann also durch geeignete Wahl der Paraboloidparameter und des Stromes der Erzeugungswinkel θ durch die Ablenkung $\Delta\theta$ vollständig kompensiert werden. Diese Fokussierung gilt wieder wie beim Solenoidfeld exakt nur für eine Punktquelle auf der Strahlachse und für Positronen mit einem Sollimpuls. Für energieabweichende Positronen und für ausgedehnte Targets hat dieses System wieder eine enge Akzeptanzverteilung. Dies ist leicht einzusehen: Der Ablenkwinkel im Paraboloidfeld ist umgekehrt proportional dem Teilchenimpuls. Bei einer absoluten Energieabweichung von ± 2 MeV um eine Sollenergie von 10 MeV bedeutet dies ± 20 % Energiebreite, d. h. durch das Paraboloidfeld werden die Erzeugungswinkel θ nur bis zu ± 20 % kompensiert. Man hat also wegen der begrenzten Winkelakzeptanz des Linearbeschleunigers

starke Verluste bei energieabweichenden Positronen.

Die starke Empfindlichkeit gegenüber der Targetgröße ergibt sich aus der Kleinheit der Parabellinse. Bei den geforderten kleinen Weglängendifferenzen beträgt der Radius der Parabel- linse etwa 6 mm bei gleicher Winkelakzeptanz wie beim Positronenhorn. Bei diesen kleinen Dimensionen kann eine Positronenquelle von etwa 2 - 3 mm Durchmesser nicht mehr als klein angenommen werden. Andererseits ist es aus kühltechnischen Gründen nicht möglich, das Target kleiner zu machen.

Ein weiterer sehr störender Punkt ist die stromführende Materie der Paraboloide: Nimmt man einen mittleren Streuwinkel von 30 mrad als tolerabel an, so müßten die Paraboloide aus 9 μ dicken Aluminiumfolien gefertigt sein; die notwendige Strom- stärke beträgt 65 000 Ampère; die magnetischen Kräfte üben auf die Folie bei einem Achsenabstand von 3 mm einen Druck von etwa 75 kp aus und die Stromerwärmung während eines Strom- pulses von 1 μ sec Länge beträgt $\Delta T = 1400^{\circ}\text{C}$. Dies sind Forderungen, die technisch nicht realisierbar sind. Man müßte also Kompromisse schließen, die in jedem Fall auf eine Verringerung des Fokussierungs- wirkungsgrades hinauslaufen. Die Forderungen am Kernforschungs- institut in Nowosibirsk ¹⁶⁾ sind völlig andere als wir sie hier stellen müssen. Zunächst sollen hinter der Parabellinse die Positronen unmittelbar in den nachfolgenden Speicherring einge- schossen werden. Das heißt, das Fokussierungssystem benötigt nur eine sehr kleine Akzeptanz von wenigen mrad \cdot cm; außerdem werden Positronen mit einem Impuls von 250 MeV/c fokussiert, so daß die Folien dicker gemacht werden können; zum dritten ist der Strom- puls kürzer, so daß die elektrische Erwärmung nicht ins Gewicht fällt.

Der Vollständigkeit halber soll noch ein weiteres Fokussierungs- system erwähnt werden, welches ein koaxiales Magnetfeld benutzt,

jedoch nicht zur Fokussierung von Positronen brauchbar ist: Das sogenannte Neutrinhorn ¹⁷⁾ (s. Abb. 12 c). Es besteht aus zwei konzentrischen konischen Stromleitern, wobei der Öffnungswinkel des Konus von etwa $1,5^\circ$ sehr klein ist.

Ein elektrischer Strom von 100 000 Ampère erzeugt zwischen den beiden Leitern ein Magnetfeld, welches geladene Teilchen aus einem Target auf der Achse in Vorwärtsrichtung fokussiert. Bei diesem System ist es besonders wichtig, Teilchen - in diesem Fall Pionen und Kaonen - über einen sehr großen Impulsbereich zwischen 0,5 GeV/c und 15 GeV/c auf einem relativ großen Detektor zu fokussieren. Es kommt hier also nicht so sehr auf die Güte der rein optischen Abbildung an. Diesen großen Energiebereich erreicht man dadurch, daß man die niederenergetischen Teilchen mehrere Male in diesem Doppelrohr schwingen läßt, während die hochenergetischen Teilchen nur noch eine einfache Ablenkung in Vorwärtsrichtung erfahren. Für Positronen, die in einem Linearbeschleuniger nachbeschleunigt werden sollen, ist dieses Prinzip nicht brauchbar aus folgenden Gründen: Die Optik verringert die Winkeldivergenz nur um einen Faktor 3, die Weglängendifferenzen sind zu groß und der innere Stromleiter streut die niederenergetischen Positronen zu sehr, so daß der ganze Fokussierungseffekt wieder verloren geht.

Es scheint also, daß man beim Gebrauch von Solenoidfeldern zur Positronenfokussierung an die technischen und auch optischen Grenzen stößt, während koaxiale Magnetfelder bisher nur in zwei Fällen mit ganz spezifischen Forderungen eingesetzt werden. Für den allgemeinen Fall der Positronenfokussierung bei niederer Energie und Nachbeschleunigung in einem Linearbeschleuniger soll in den nächsten Kapiteln das sogenannte Positronenhorn diskutiert werden, welches die Nachteile der bisherigen Systeme weitgehend vermeidet.

V Optik des Positronenhorns

Will man den Wirkungsgrad der Positronenfokussierung erhöhen, so muß man sich überlegen, wie man die Nachteile der bisherigen Systeme reduzieren kann. Um Ansatzpunkt und Richtung für eine solche Verbesserung festzustellen, ist es zunächst nützlich, grob qualitativ Effekte abzuschätzen, die zu einer Verbesserung führen könnten.

Wesentlicher Nachteil aller bisher beschriebenen Fokussierungssysteme ist die Begrenzung des Wirkungsgrades durch zu große Weglängendifferenzen der einzelnen Teilchenbahnen. Der Grund dafür liegt darin, daß die Vorwärtsfokussierung nicht schnell genug stattfindet. Will man also Weglängendifferenzen verkleinern, so müssen die Positronen unmittelbar am Konvertertarget sehr stark in Vorwärtsrichtung abgelenkt werden. Aus diesem Grunde ist beim Positronenhorn der Bereich hoher Magnetfeldstärke sehr nahe um das Target angeordnet.

Gleichzeitig mit der Verkleinerung der Weglängendifferenzen wird durch diese Anordnung des Magnetfeldes um das Target der Einfluß der Targetgröße verringert. Jeder Punkt der Targetoberfläche hat im wesentlichen dieselbe relative Lage zum Magnetfeld. Das soll nicht heißen, daß eine endliche Targetausdehnung keinen Einfluß mehr hätte, er wird nur reduziert. Optisch ergibt sich dies aus einer effektiven Zweiteilung des Fokussierungssystems in den targetnahen Bereich mit der für alle Positronen gleichen groben Vorwärtsfokussierung und dem targetfernen Bereich, in dem die Feinfokussierung mit reduzierter Empfindlichkeit auf die Targetgröße durch besondere Gestaltung der Magnetfeldgrenze stattfindet.

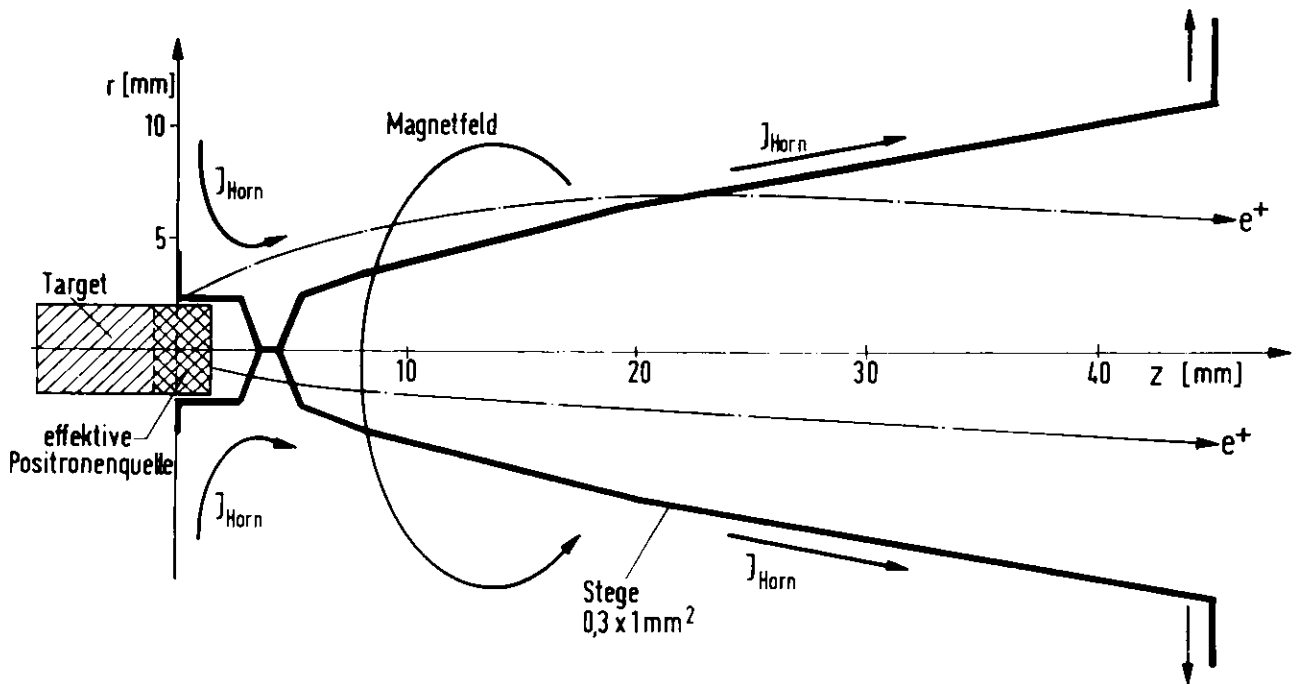
Die besondere Anordnung des Magnetfeldes läßt auch eine Verbreiterung der Energieakzeptanz erwarten. Da die Positronen

schon in Targetnähe im wesentlichen in Vorwärtsrichtung abgelenkt werden, ergibt sich als Folge der unterschiedlichen Energien eine räumliche Trennung der Positronen nach Energien. Die hochenergetischen Positronenbahnen werden vorwiegend achsenferner als die niederenergetischen Positronen zu finden sein. Dies heißt, die Austrittsbegrenzung für die Positronen aus dem Magnetfeld kann in etwa nach Energien optimalisiert werden.

Da im Moment nur eine Verbesserung des Fokussierungssystems mit Hilfe eines coaxialen Magnetfeldes erfolgversprechend erscheint, bleibt zu überlegen, wie die störende Teilchenstreuung am inneren Stromleiter vermieden werden kann. Dies soll versucht werden, indem der innere Stromleiter in wenige, aber sehr dünne Drähte nach Art einer Reuse aufgeteilt wird. Dabei ist eine wesentliche Verschlechterung des coaxialen Magnetfeldes nicht zu vermeiden, aber es bleibt zu untersuchen, ob der Positronenfokussierungsgrad nicht trotzdem verbessert werden kann.

Diese groben Vorüberlegungen geben die Zielrichtung für die genaueren Berechnungen an, die ergeben müssen, wie weit eine Verbesserung eines Positronenfokussierungssystems möglich ist.

Ausgangspunkt für die Berechnungen ist damit ein Magnetsystem, wie es in Abb. 13 dargestellt ist, wobei die gezeigte Kontur der Stromleiter schon die Ergebnisse der Rechnungen vorwegnimmt. Da die Stromführung nicht aus einem konusförmigen Gebilde, sondern durch dünne Drähte realisiert werden soll, müßte eine genaue Berechnung der Teilchenbahnen die Verzerrung des Magnetfeldes in Betracht ziehen. Da diese Berücksichtigung aber den Gang der Berechnungen sehr stark verkomplizieren würde, ohne, wie wir sehen werden, wesentlich neue Ergebnisse für die Optik zu erbringen, soll für die Rechnung ein azimuthal durchgehender zylindrischer Stromleiter mit variabler Kontur angenommen werden.



Positronenhorn (schematisch)

Abb. 13

Für die Berechnungen der Teilchenbahnen gehen wir aus von den Bewegungsgleichungen geladener Teilchen in einem Magnetfeld, die im c. g. s. System lauten:

$$(5.1) \quad \frac{d^2 \mathbf{r}}{ds^2} - \frac{e}{cp} \left[\frac{d \mathbf{r}}{ds} \times \mathcal{L} \right] = 0 \quad \mathcal{L}(x, y, z)$$

Hierbei ist \mathcal{L} das Magnetfeld, p der Teilchenimpuls, \mathbf{r} der Ortsvektor und s die Teilchenbahnkoordinate. Das Koordinatensystem ist so orientiert, daß die Strahlachse mit der z -Koordinate zusammenfällt. Führt man in die Gleichung (5.1) Zylinderkoordinaten (r, ϕ, z) ein, so ergeben sich folgende Bewegungsgleichungen in Komponentenschreibweise:

$$(5.2) \quad r'' - r\phi'^2 + \frac{eB}{cp} z' = 0$$

$$(5.3) \quad \frac{d}{ds} (r^2\phi') = 0$$

$$(5.4) \quad z'' - \frac{eB}{cp} \cdot r' = 0$$

Hierbei bedeuten die Striche die Ableitungen nach der Bahnkoordinate s und B das rein azimutale Magnetfeld.

Für den vorliegenden Fall eines Magnetfeldes gilt:

$$(5.5) \quad H = \frac{2}{c} \frac{I}{r}$$

wenn I der Gesamtstrom durch die inneren Stromleiter ist. Im Vakuum ist $B = H$, so daß mit $\delta = \frac{2eI}{c^2p}$ die Gln. (5.2) bis (5.4) umgeschrieben werden können:

$$(5.6) \quad r'' - r\phi'^2 + \delta \frac{z'}{r} = 0$$

$$(5.7) \quad r^2\phi' = \alpha = \text{const}$$

$$(5.8) \quad z'' - \delta \frac{z'}{r} = 0$$

Dabei wurde die Gl. (5.3), die die Konstanz des Drehimpulses beschreibt, integriert. Führt man die Integrationskonstante α in (5.6) und (5.8) ein, so ergibt sich schließlich:

$$(5.9) \quad r^3 r'' - \alpha^2 + \delta z' r^2 = 0$$

$$(5.10) \quad rz'' - \delta r' = 0$$

Dieses System von nichtlinearen und gekoppelten Differentialgleichungen läßt sich nicht analytisch lösen. Damit scheidet auch eine analytische Berechnung der optimalen Magnetfeldbegrenzung für das Positronenhorn aus. Diese Berechnungen müssen also an einem Analog- oder Digitalrechner durchgeführt werden. Die absolute Größe des Modells ist für die Berechnungen unbedeutend, da die Differentialgleichungen (5.2) bis (5.4) mit (5.5) homogen sind. Eine Vergrößerung oder Verkleinerung des Maßstabes um den Faktor $\mu: (r, z) \rightarrow (\mu \cdot r, \mu \cdot z)$ beeinflusst die Differentialgleichungen nicht. Einzig die Integrationskonstante α verändert sich proportional μ , was jedoch auf die Interpretation der Ergebnisse keinen Einfluß hat. Da mit den Koordinaten auch die Bahnlängen proportional μ sind, kann ein Positronenhorn einer beliebigen Größe in seinem Profil rechnerisch optimiert werden.

Systematische Berechnungen von Teilchenbahnen am Analogrechner und am Digitalrechner mit Variation der Teilchenenergie, des Teilchenursprungs, des Drehimpulses der Teilchen, der Magnetfeldstärke und der Ein- und Austrittsbegrenzung des Magnetfeldes ergaben ein optimales Stromleiterprofil, wie es in der Abb. 13 gezeigt ist. Die absolute Größe ergibt sich aus praktischen Erfordernissen. Vom Gesichtspunkt der kleinen Weglängendifferenzen sollte das Positronenhorn möglichst klein sein, andererseits sollte es jedoch so groß sein, daß es technisch vernünftig realisierbar ist. Diese Überlegungen führten zu den in Abb. 13 angegebenen Dimensionen. Unabhängig von den Dimensionen des Positronenhorns ergab sich durch Variation von δ für eine Positronenenergie von 6 MeV zur Magnetfelderzeugung ein optimaler Strom von $I = 15000$ A. Die optimale Magnetfeldstärke ergibt sich damit zu

$$(5.11) \quad H[\text{Oe}] = \frac{3000}{r[\text{cm}]}$$

Die Ergebnisse der optischen Berechnungen für das Positronenhorn sollen im folgenden näher erläutert werden. Bei der Diskussion wollen wir uns zunächst auf Positronen beschränken, die aus der Achse des Targets zu kommen scheinen, d. h. der Drehimpuls α der Teilchen um die Achse bleibt unberücksichtigt. Wir werden später auf den Effekt des Drehimpulses eingehen.

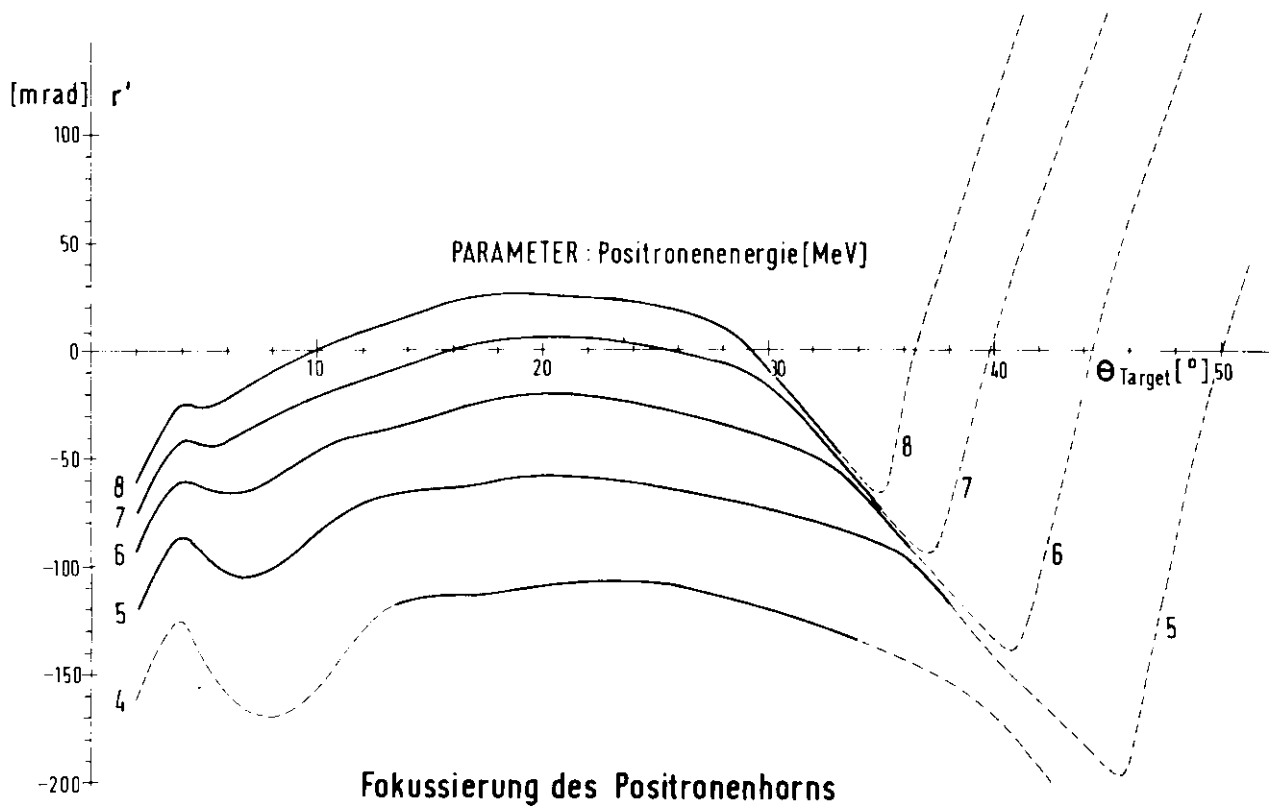
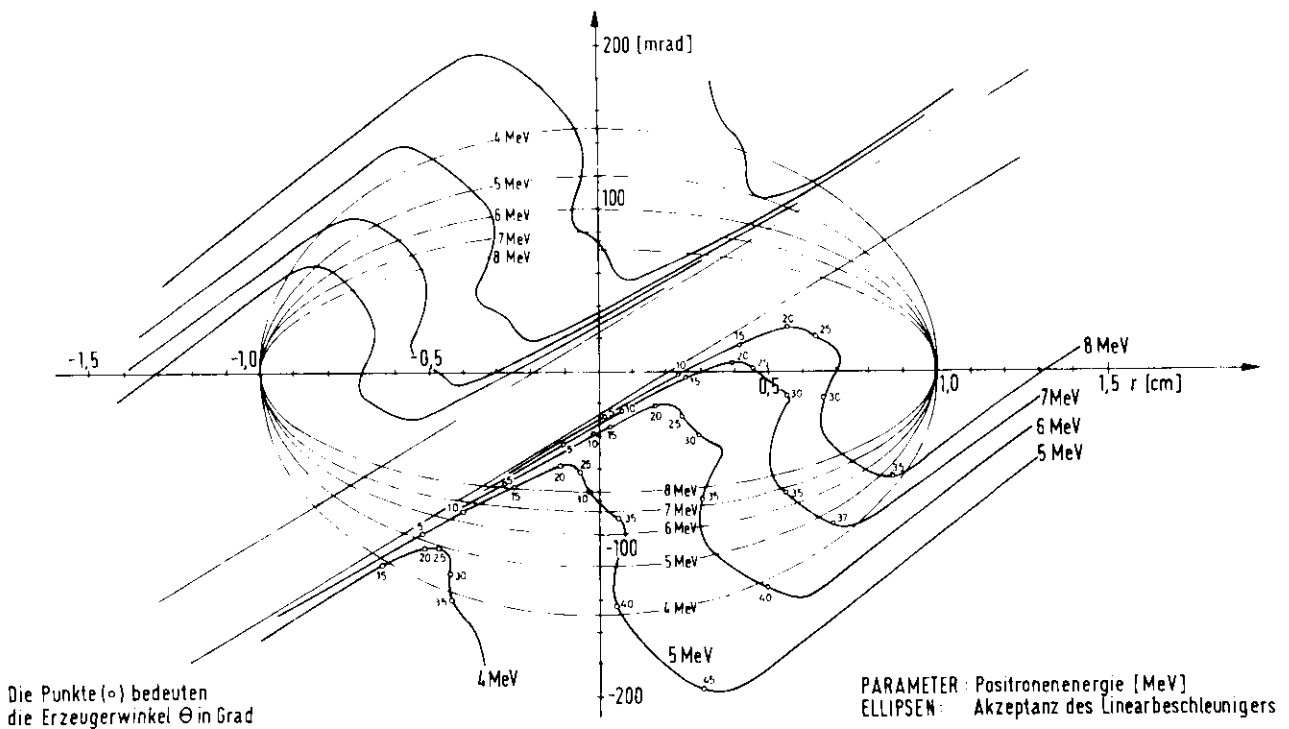


Abb. 14

Der Fokussierungseffekt des Positronenhorns ist aus der Abb. 14 leicht abzulesen. Es sind hier die Ausgangswinkel der Positronen aus dem Positronenhorn in Abhängigkeit vom Erzeugungswinkel Θ am Target für verschiedene Energien aufgetragen. Dabei wurden in der Abbildung nur die Positronen berücksichtigt, die von der Oberfläche des Targets mit dem Radius $r_0 = 2 \text{ mm}$ an der Stelle $z_0 = 0$ starten.

Man erkennt, daß für die einzelnen Energien relativ unabhängig vom Erzeugungswinkel die Fokussierung in Vorwärtsrichtung realisiert ist. Der ausgezogene Teil der Kurven bezeichnet dabei den Winkelbereich, der in die vorgegebene Akzeptanz des Linearbeschleunigers abgebildet werden kann. Diese Winkelbereiche sind natürlich unterschiedlich für die verschiedenen Targetstellen z_0 und erstrecken sich für einzelne Stellen bis zu einem Erzeugungswinkel von $\theta = 43^\circ$.



Emittanz des Positronenhorns bei $z=8\text{cm}$

Abb. 15

Trägt man die Teilchenbahnparameter (r, r') bei $z = 8\text{ cm}$ für die verschiedenen Energien und für die Quellpunkte P_0 ($r_0 = 2\text{ mm}, z_0 = 0$) am Target in ein Phasendiagramm ein, so erhält man die Abb. 15. Gleichzeitig sind die Akzeptanzellipsen des nachfolgenden Linearbeschleunigers für die verschiedenen Energien eingezeichnet.

Der schlangenförmige Verlauf der Emittanzlinien des Positronenhorns wird durch die Gestaltung des Hornprofils erzwungen und erzeugt eine dichtere Füllung der Linearbeschleunigerakzeptanz, was zu einer Erhöhung des Positronenstromes führt.

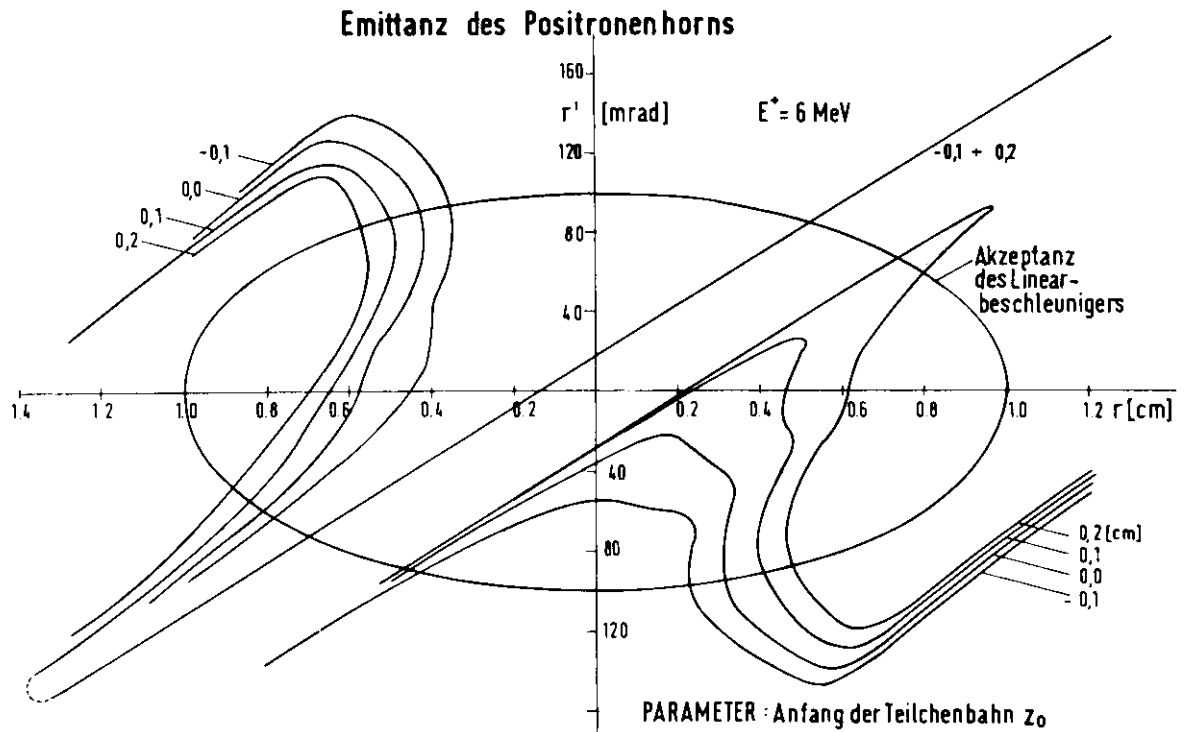


Abb. 16

Da nur Positronen vom Zylindermantel des Targets berücksichtigt wurden, bleibt ein Streifen in der Mitte des Phasendiagramms frei, welcher nur durch Positronen von der Targetstirnfläche besetzt wird. Die Abhängigkeit der Positronenemittanzlinien vom Ursprungsort der Positronen auf dem Target ist für eine Energie von 6 MeV in Abb. 16 dargestellt. Der rechte Teil des Diagramms zeigt die Emittanzlinien für Quellpunkte auf dem Zylindermantel des Targets bei verschiedenen z_0 , während der linke Teil die Emittanzlinien von der Stirnfläche des Targets für $r_0 = 1 \text{ mm}$ bei verschiedenen Stellungen

des Targets auf der Strahlachse relativ zum Positronenhorn wiedergibt. Während der Fokussierungswirkungsgrad für die Targetstirnfläche ziemlich unabhängig von der Targetlage ist, ergibt sich eine optimale Lage der Quelle für die Positronen vom Zylindermantel zwischen $z_0 = -1$ mm und $z_0 = +1$ mm.

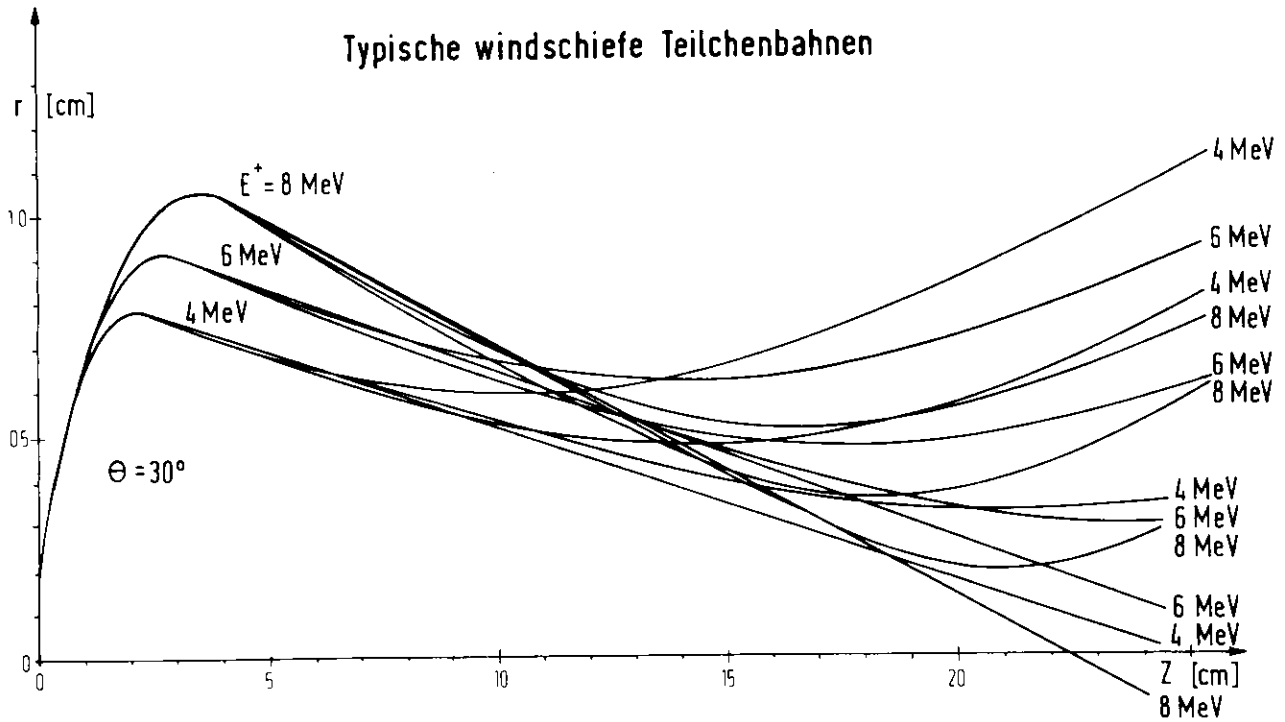
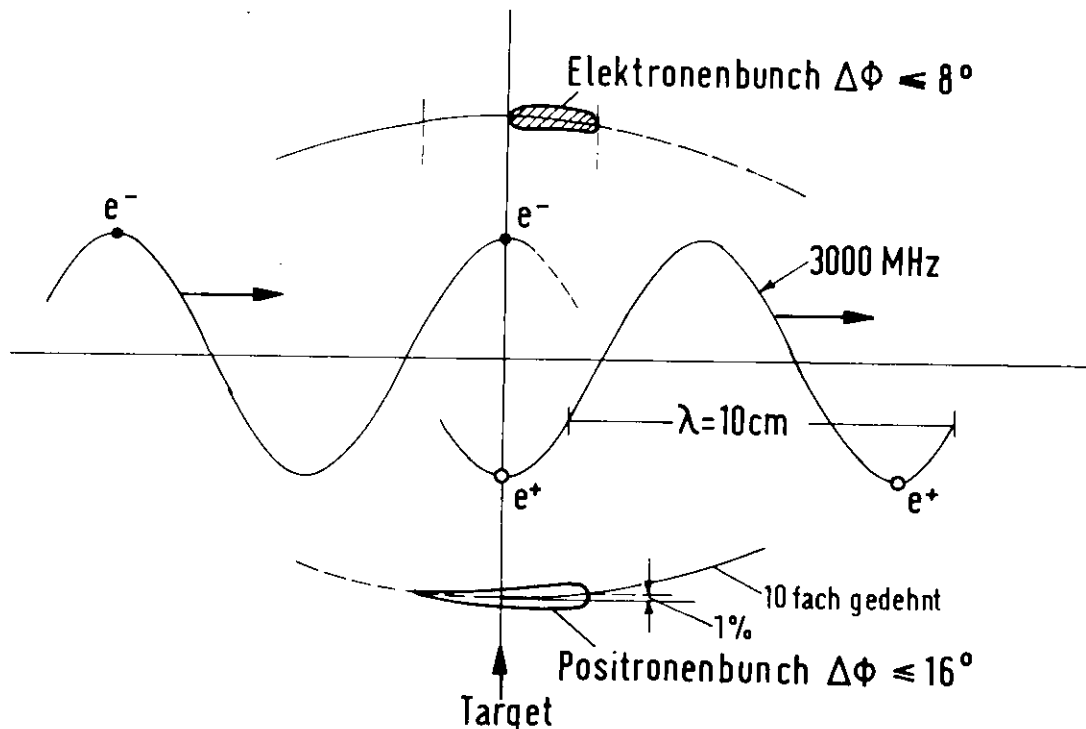


Abb. 17

Bisher wurde der Drehimpuls der Positronen vernachlässigt. Da das Target für niederenergetische Positronen eine ziemlich diffuse Quelle darstellt, müssen auch windschiefe Teilchenbahnen mit endlichem Drehimpuls um die Strahlachse berücksichtigt werden. Berechnungen von windschiefen Teilchenbahnen innerhalb der vorkommenden Drehimpulse α am Analogrechner ergaben Ergebnisse, für die die Abb. 17 typisch ist. Man erkennt, daß der Einfluß des Drehimpulses erst in größeren Targetentfernungen merklich wird. In der Ebene $z = 8$ cm, an der die Fokussierung im Linearbeschleuniger

beginnt, kann der Einfluß des Drehimpulses jedoch vernachlässigt werden. Zusammenfassend kann aufgrund der optischen Rechnungen gesagt werden, daß die Emittanz des Positronenhorns die Akzeptanz des 400 MeV-Linearbeschleunigers bei DESY vollständig ausfüllt. Da die Akzeptanz eines Linearbeschleunigers, wie wir in Kapitel VII sehen werden, aus technischen Gründen kaum erhöht werden kann, erfüllt also das Positronenhorn ganz allgemein die maximalen sinnvollen Forderungen an seine Emittanz.

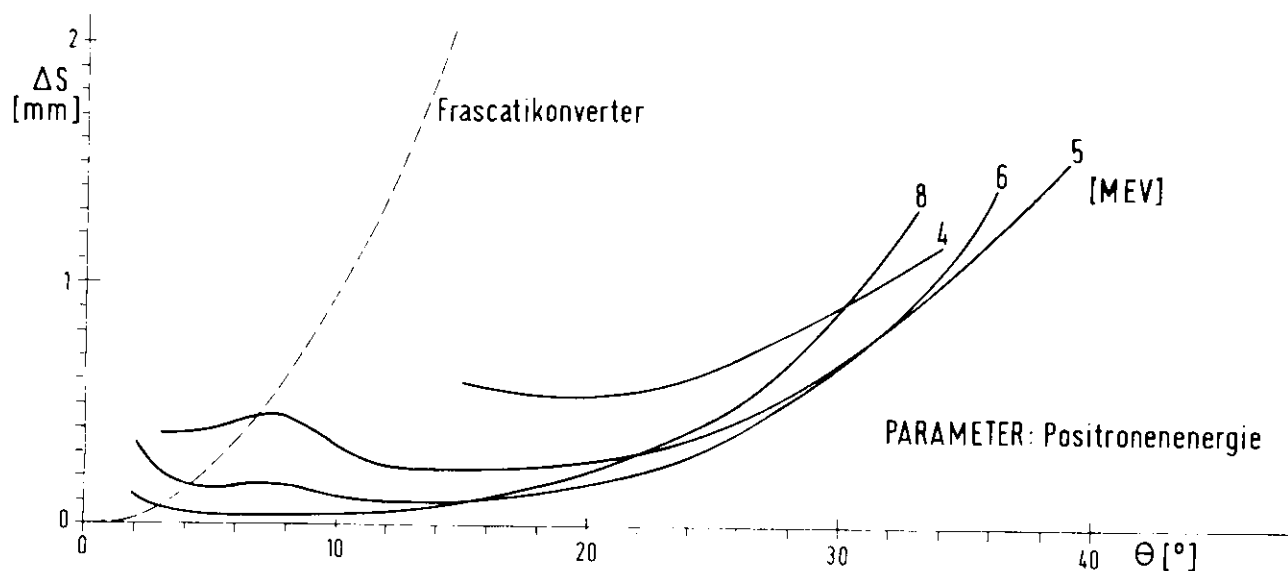
Für die eben beschriebene Gestalt des Positronenhorns muß nun untersucht werden, wie groß die Weglängendifferenzen der Positronenbahnen sind. Welche Weglängendifferenzen sind erlaubt? Die Nachbeschleunigung soll durch eine Hochfrequenzwandlerwelle von 3000 MHz und einer Wellenlänge von 10 cm in einem Linearbeschleuniger bewirkt werden.



Phasenlage der Elektronen und Positronen

Abb. 18

In Abb. 18 ist gezeigt, wie die einzelnen Elektronenpakete auf dem Maximum der elektrischen Feldkomponenten der Hochfrequenzwelle am Ort des Targets ankommen und die Positronen analog auf der nun um 180° phasenverschobenen Hochfrequenzwelle nachbeschleunigt werden. Um am Ende des Linearbeschleunigers einen Strahl innerhalb einer sehr engen Energiebreite zu erhalten, dürfen die Teilchen nur über einen sehr engen Phasenbereich verteilt sein. Ist am Ende des Linearbeschleunigers eine Energiebreite von $\pm 0,5\%$ erlaubt, so dürfen sich die Teilchen innerhalb einer Phase von $\pm 8,1^\circ$ um das Maximum verteilen, da bei einer Phase von $8,1$ Grad die elektrische Feldstärke gerade um 1% abgesunken ist.



Weglängendifferenzen von Teilchenbahnen im Positronenhorn

Abb. 19

Da für die positronenerzeugenden Elektronen eine Phasenbreite von bis zu 8 Grad angenommen werden muß, darf das gesamte Positronenfokussierungssystem bis zum Ende des Linearbeschleunigers möglichst keine größere Phasenverbreiterung als 8 Grad erzeugen. Dies entspricht

einer maximalen Weglängendifferenz von 2,25 mm. Im Positronenhorn sollte dieser Betrag wesentlich unterschritten werden, da die Fokussierung und damit die Phasenverbreiterung längs des Linearbeschleunigers wegen der vergrößerten Strahlemittanz sehr stark sein muß. Aus der numerischen Lösung der Differentialgleichungen (5.9) und (5.10) nach Runge-Kutta-Nyström am Digitalrechner wurden die Weglängendifferenzen gegen die Strahlachse bis zur Referenzebene $z = 8$ cm berechnet. In Abb. 19 sind diese Differenzen im Positronenhorn für verschiedene Energien in den nutzbaren Bereichen des Erzeugungswinkels aufgetragen. Zum Vergleich sind die Weglängendifferenzen für ein Solenoidfokussierungssystem bei einer Sollenergie von 10,5 MeV, wie es in Frascati ¹⁴⁾ benutzt wird, angegeben. Man erkennt, daß die Weglängendifferenzen über einen weiten Winkel- und Energiebereich wesentlich unter 2,25 mm liegen.

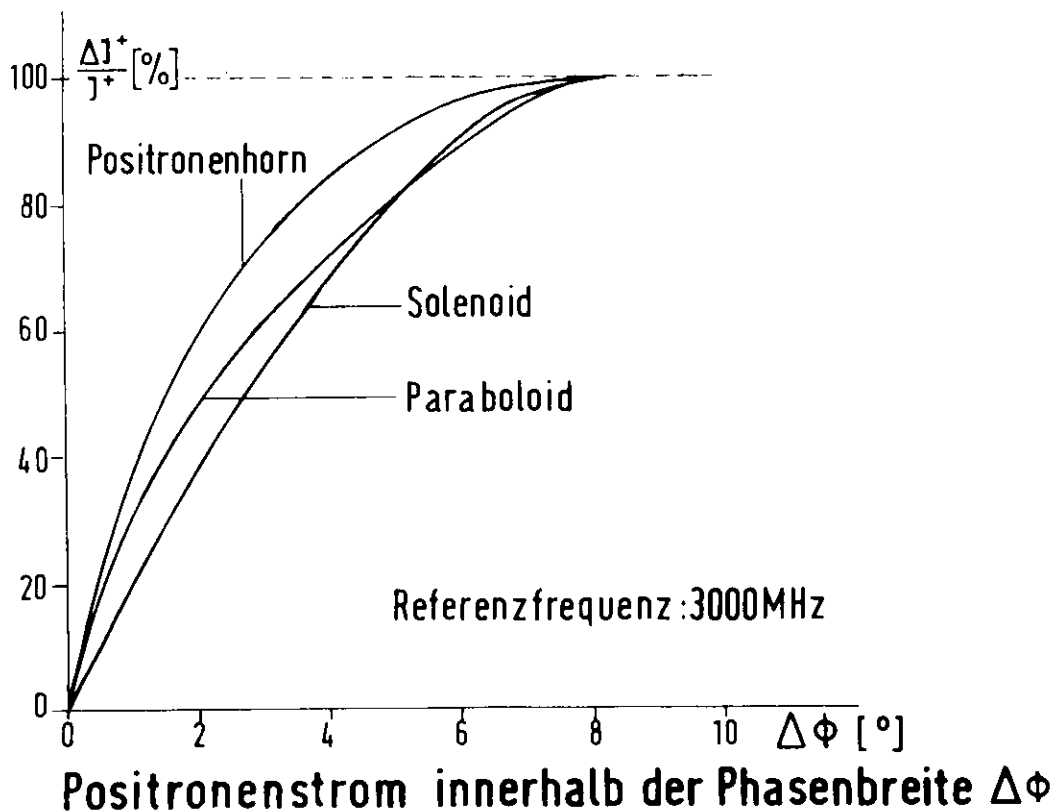
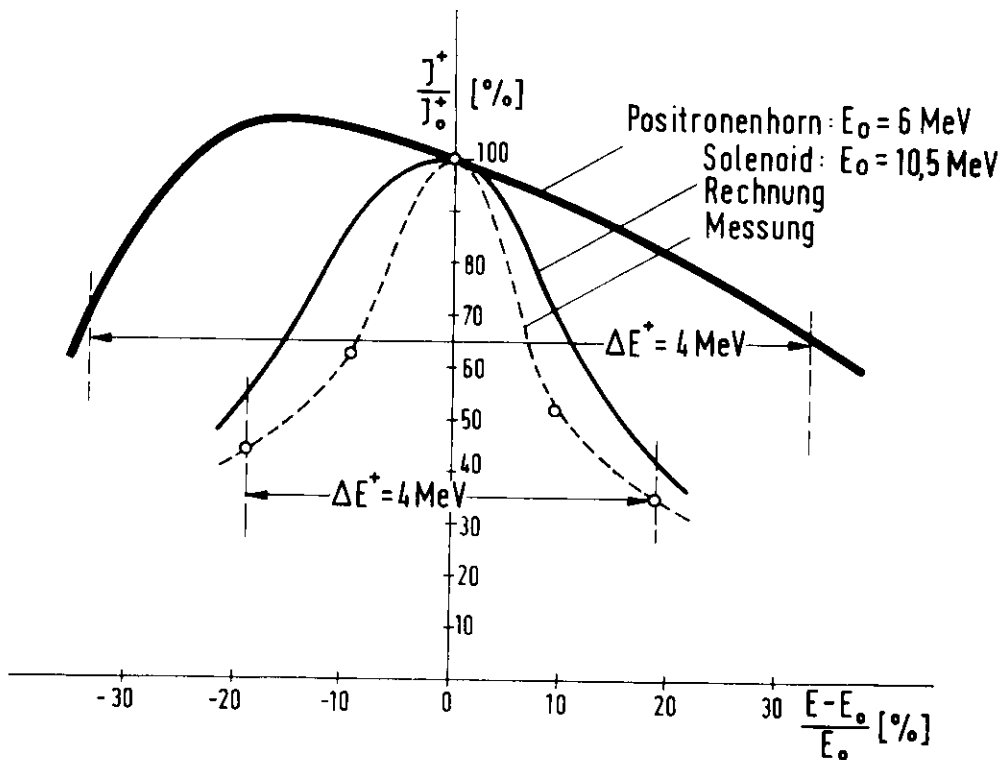


Abb. 20

Dies ist die Voraussetzung dafür, daß die erhöhte Emittanz und damit die Erhöhung des Positronenstromes nicht durch verstärkte Verluste infolge der kräftigen Fokussierung längs des Linearbeschleunigers wieder kompensiert wird. In Kapitel VII werden wir eine Abschätzung über diese Verluste machen und so in der Lage sein, den effektiven Positronenstrom am Ende des Linearbeschleunigers anzugeben. Die Abb. 20 zeigt den Anteil des gesamten Positronenstromes innerhalb einer Phasenbreite $\Delta\phi$ für Solenoid, Paraboloid und Positronenhorn. Über die Hälfte der Positronenintensität ist in einem Viertel des zugelassenen Phasenbereichs beim Positronenhorn konzentriert.



Energiespektrum

Abb. 21

Die Forderung nach einem breiten Energiespektrum konnte beim Positronenhorn weitgehend erfüllt werden. Wie bereits erwähnt, ergab sich durch eine starke Vorfokussierung in Targetnähe noch

innerhalb des Positronenhorns eine weitgehende Teilchensortierung nach Energien. Die einzelnen Teile des Positronenhornprofils konnten also optimal für die verschiedenen Energien geformt werden. Das resultierende Energiespektrum unter Berücksichtigung der Abhängigkeit der Positronenintensität von der Energie und dem endlichen Targetvolumen zeigt die Abb. 21. Zum Vergleich ist auch das berechnete Energiespektrum für die Solenoidfokussierung bei einem Punkttarget und die gemessene Verteilung für eine endliche Targetfläche eingezeichnet. Da der effektive Positronenstrom am Ende des Linearbeschleunigers nach (2.2) proportional der Energiebreite ΔE^+ ist, ergibt eine Verbreiterung des Spektrums eine Erhöhung der Positronenintensität. Außerdem hilft ein breites Energiespektrum, die Positronenverluste durch Phasenverbreiterung zu verringern. Es wandern dadurch nicht nur Positronen aus dem nutzbaren Energieintervall hinaus, sondern auch herein. Dies gilt insbesondere für Positronen, die am Anfang der Beschleunigung eine zu hohe Energie haben und durch eine relative Phasenverschiebung nicht die maximale Endenergie erreichen.

Die bisherigen Berechnungen dieses Kapitels setzen ein ideales konzentrisches Magnetfeld voraus mit:

$$H_{\phi} \sim \frac{1}{r}$$

(5.12)

$$H_r \equiv 0$$

Um die Transparenz des Positronenhorns zu verbessern, muß jedoch dieses ideale Feld durch wenige sehr dünne Stromleiter angenähert werden. Die wirklichen Eigenschaften des Magnetfeldes, die sich daraus ergeben, sollen nun diskutiert werden.

Betrachtet man einen Schnitt des Positronenhorns senkrecht zur Strahlachse, so sind die stromführenden Drähte auf einem Kreis vom Radius R angeordnet (Abb. 22). Im vorliegenden Fall sind

es acht Stromleiter, was einem Kompromiß zwischen der Forderung einer guten Transparenz seinerseits und den Forderungen nach einem einigermaßen vernünftigen Magnetfeld und einer nicht zu großen Strombelastung andererseits gleichkommt.

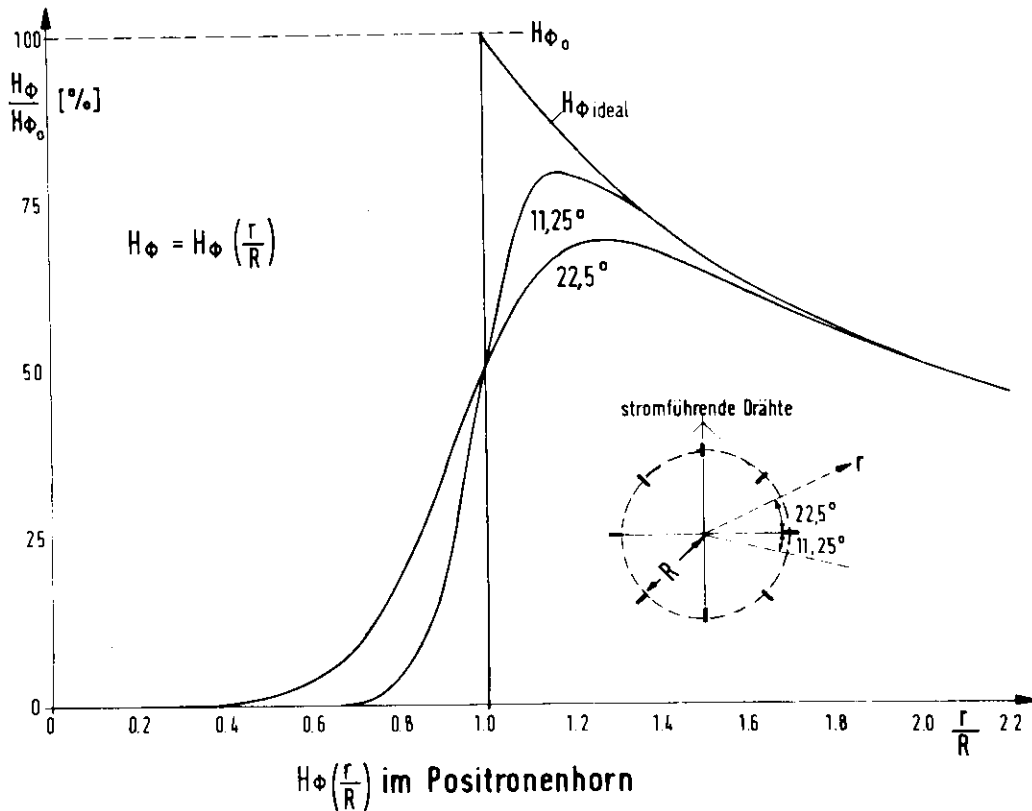


Abb. 22

In Abb. 22 sind die azimuthalen Feldkomponenten längs zweier Radien angegeben. Der Unterschied zum idealen Feldverlauf entspricht dem erwarteten Durchgriff des Magnetfeldes zur Strahlachse. Da das Integral $\int H_\phi ds$ für alle Teilchenbahnen gleich dem Integral $\int H_{\phi_{ideal}} ds$ ist, entsprechen die wirklichen Ablenkwinkel der Positronen in Vorwärtsrichtung den berechneten. Abweichend von den bisherigen Ergebnissen macht sich jedoch die radiale Feldkomponente besonders in der Nähe der Stromleiter sehr störend bemerkbar.

In Abb. 23 sind diese Radialkomponenten längs mehrerer Kreis-segmente um die Strahlachse zwischen zwei Stromleitern aufge-zeichnet. Dabei wurden die Stromleiter als unendlich dünn angenommen.

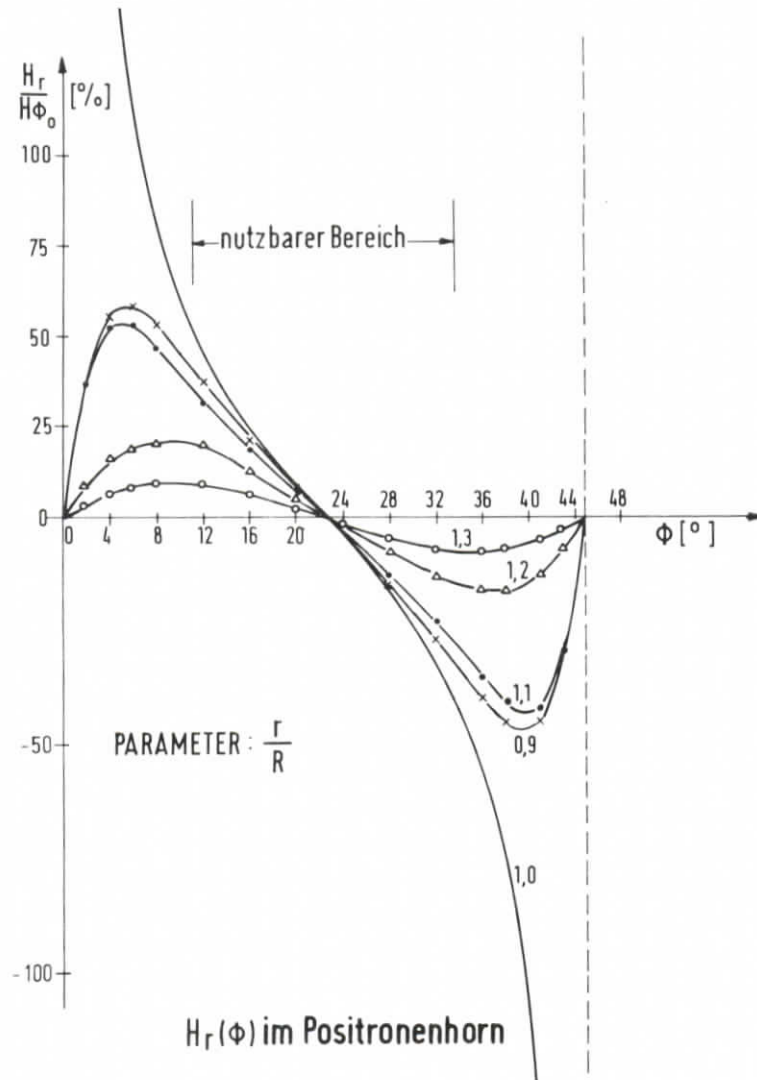


Abb. 23

Man erkennt, daß die Verzerrungen des Magnetfeldes stark sind, wodurch die Güte der optischen Abbildung sehr beeinträchtigt wird.

Andererseits erkennt man aber auch, daß diese Verzerrungen sich auf einen kleinen Bereich um den Stromleiter beschränken. Eine genaue Teilchenbahnberechnung für das wirkliche Magnetfeld des Positronenhorns scheint wegen des großen rechentechnischen Aufwandes nicht sehr sinnvoll, da bei den gegebenen Dimensionen auch die endlichen Querschnitte der Stromleiter, wegen des Pulsbetriebes im μsec -Bereich die endliche Eindringtiefe und wegen der starken Magnetfelder auch die radiale Stromverteilung in den Leitern berücksichtigt werden müßte. Wir wollen uns hier also auf eine vereinfachte Abschätzung beschränken. Berechnet man für typische Teilchenbahnen den maximal erlaubten Einfluß der Radialkomponente des Magnetfeldes, so ergibt sich eine Einschränkung der optisch nutzbaren Transparenz, wie sie in Abb. 23 durch zwei Striche angedeutet ist. Azimutal zwischen je zwei von acht Stromleitern ergibt sich also ein nutzbarer Bereich zwischen $\phi \approx 12^\circ$ und $\phi \approx 34^\circ$; d. h. die Transparenz des Positronenhorns beträgt etwa 50 %. Da die radiale Feldkomponente eine absolute Größe für alle Teilchen darstellt, kann die Transparenz von 50 % nur für eine Energie, zum Beispiel die Sollenergie, richtig sein. Für kleinere Energien muß dieser nutzbare Bereich kleiner, für höhere Positronenenergien größer sein. Es muß sich durch die Messung erweisen, wie gut diese grobe Abschätzung mit der Wirklichkeit übereinstimmt. In Abb. 24 ist für die gleichen Parameter wie in Abb. 23 die azimutale Feldkomponente mit dem nutzbaren Bereich dargestellt. Man erkennt, daß der nutzbare Bereich mit dem Bereich relativ schwacher Verzerrung des Magnetfeldes übereinstimmt.

Die theoretische Betrachtung der optischen Eigenschaften des Positronenhorns ergab in allen wichtigen Punkten eine wesentliche Verbesserung gegenüber den herkömmlichen Systemen. Es muß sich zeigen, ob trotz mangelhafter Transparenz von nur 50 % durch die Verbesserung der Optik die Positronenintensität am Ende des Linearbeschleunigers erhöht werden kann. Bevor wir jedoch

auf den Gesamtwirkungsgrad der Positronenfokussierung mit Hilfe des Positronenhorns eingehen, soll zunächst der mechanische und elektrische Aufbau des Systems beschrieben werden.

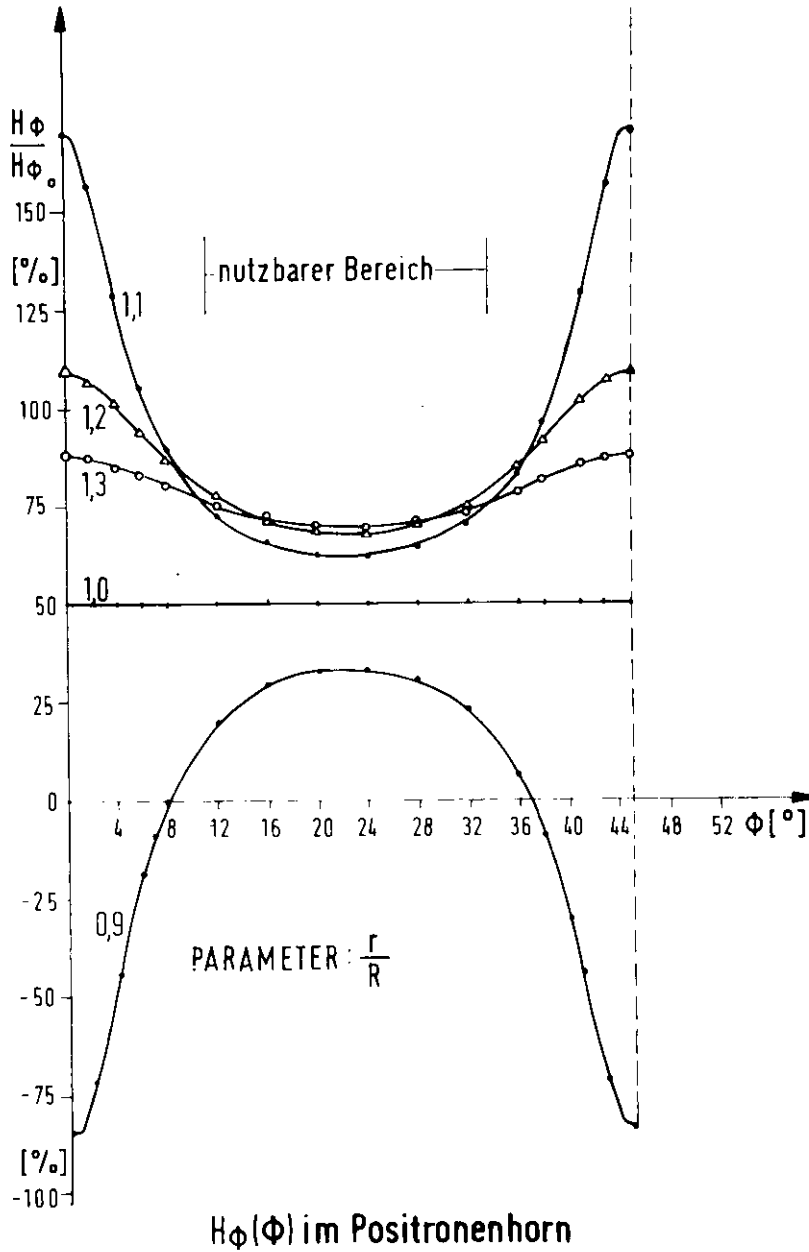


Abb. 24

Aufbau des POSITRONENHORNS

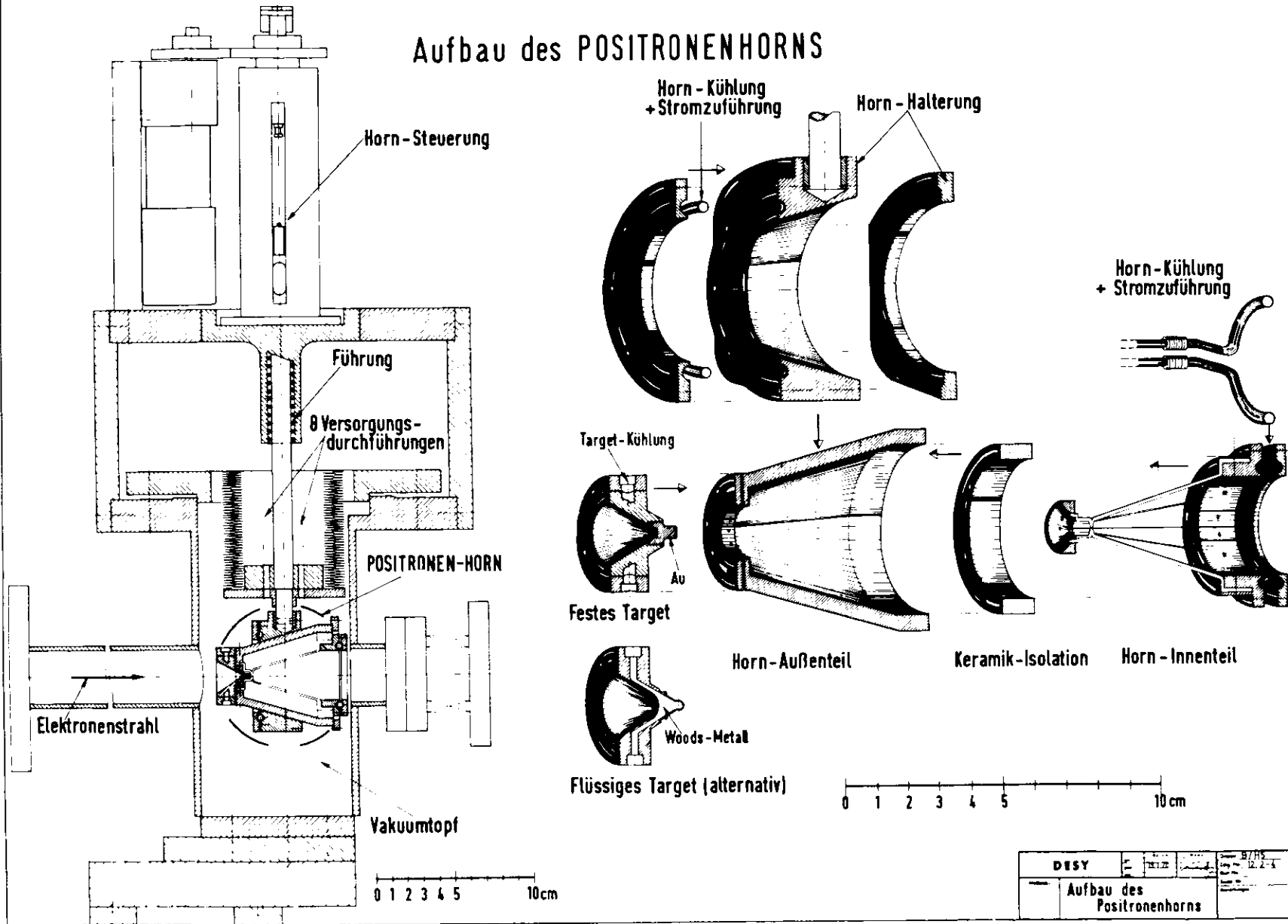


Abb. 25

DESY			B/HS
			12.2.5
Aufbau des Positronenhorns			

VI Mechanischer und elektrischer Aufbau des Positronenhorns

Der praktische Aufbau des Positronenhorns ist aus Abb. 25 ersichtlich. Man erkennt im rechten Teil der Abbildung das Horn-Innenteil mit den dünnen stromführenden Stegen, die an beiden Seiten in Kupfer-
ringe eingelötet sind. An einen dieser Ringe wird in gutem mechanischen Kontakt ein Kühlrohr zur Wärmeabfuhr von den Stegen angepreßt, welches gleichzeitig die elektrische Stromzuführung zu den Stegen darstellt. Das Horn-Innenteil wird zusammen mit einer Keramik-Isolation in den konusförmigen Horn-Außenteil eingesetzt. Das Ganze sitzt in der Hornhalterung mit genau angepaßtem Konus. Diese Art der Halterung wurde notwendig, da wir das Horn-Innenteil als Verschleißteil ansehen, welches wegen seiner starken radio-aktiven Aktivierung nach längerem Betrieb sehr schnell auswechselbar sein soll. Aus diesem Grunde ist auch die ausgangsseitige Hornkühlung mit der Stromzuführung an das Horn-Innenteil nur angepreßt und kann über zwei Faltenbälge zurückgebogen werden. Die Stromableitung am targetseitigen Ende des Positronenhorns geht über das Horn-Außenteil zur Hornhalterung an den Vakuumflansch, wo der Stromkreis damit geerdet wird. Das Konvertertarget ist an das Positronenhorn angeschraubt und wird durch eine eigene Zu-
leitung gekühlt. Wie wir weiter unten eingehender sehen werden, stehen zwei verschiedene Konvertertargets zur Diskussion. Zunächst soll ein festes Goldtarget mit Wasserkühlung erprobt werden. Da die Kühlmöglichkeiten für ein solches Target sehr begrenzt sind, wurde vorgeschlagen ⁷⁾, ein Target mit flüssigem Metall (z. B. Woods-Metall) zu entwickeln, bei dem die durch die Elektronen erzeugte Wärme durch Konvektion abgeführt werden kann. Auf diese Weise kann man zu wesentlich höheren Strahlleistungen am Target kommen. Für den Bau des Positronenhornsystems bedeutet dies, daß nicht nur eine Zuführungsleitung für das flüssige Metall, sondern auch Heizwicklungen zum Verflüssigen dieses Metalls in der Leitung vorgesehen werden müssen. Die technische Realisierung all dieser Anforderungen wird insofern schwierig, als der zur Ver-

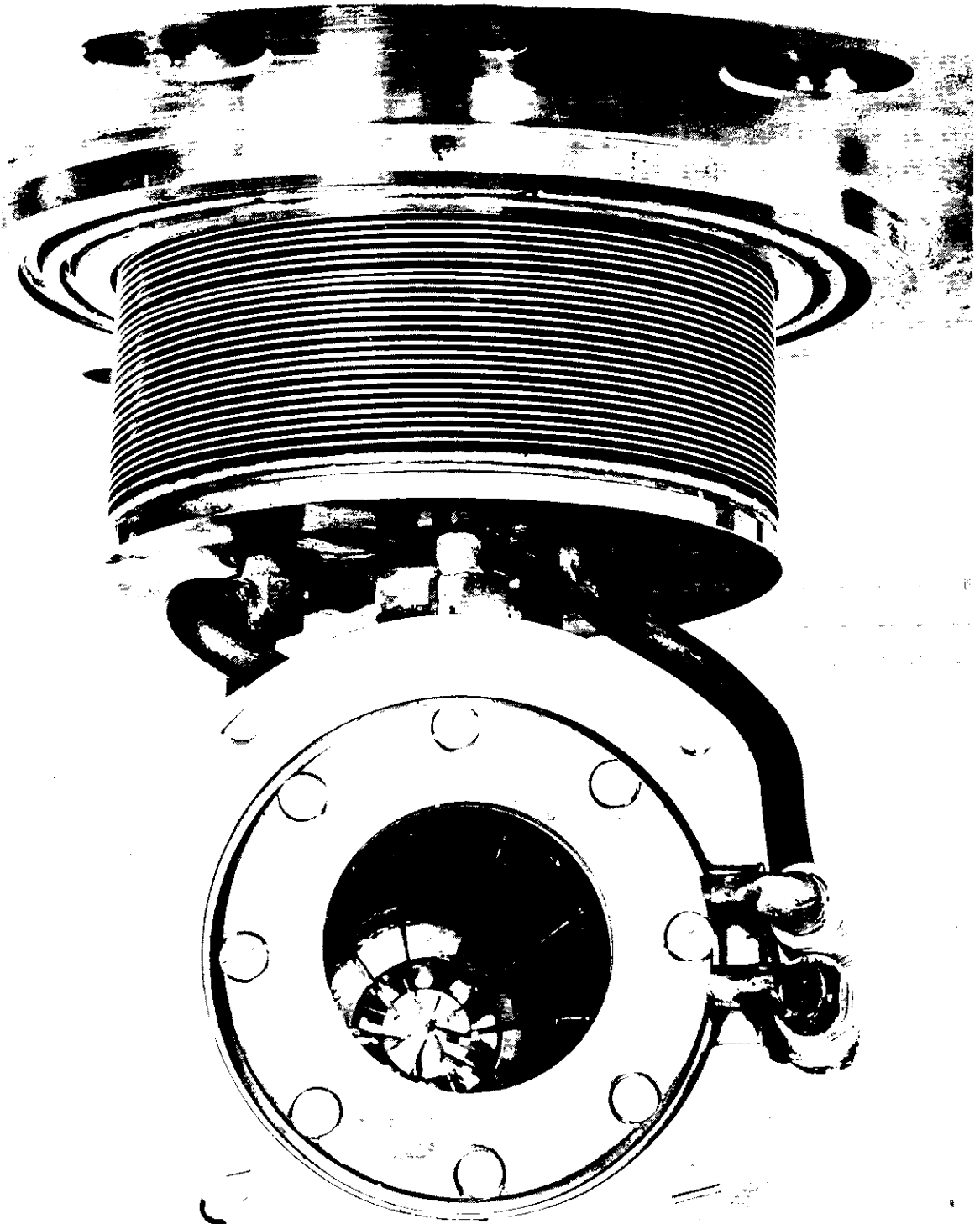


Abb. 26

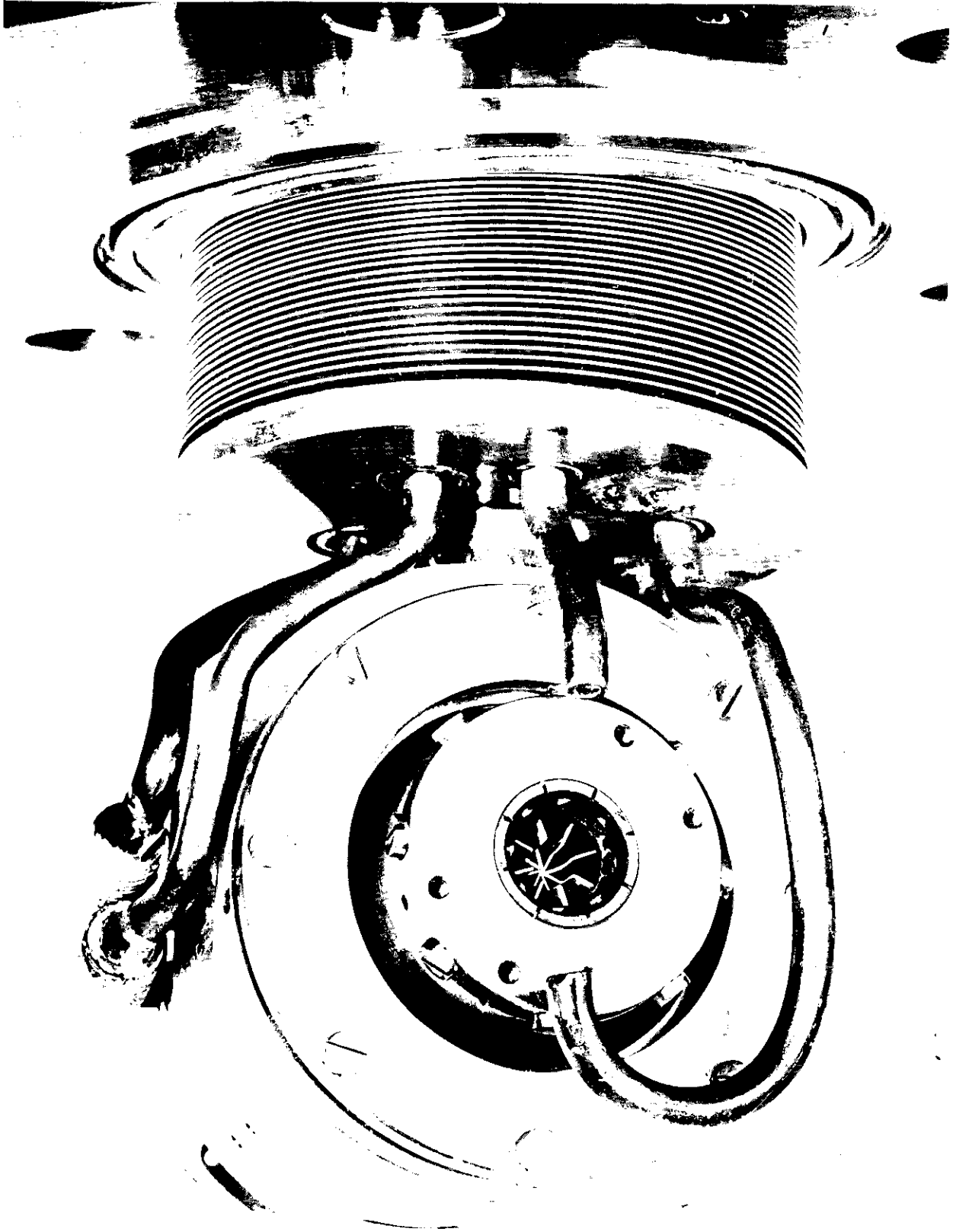
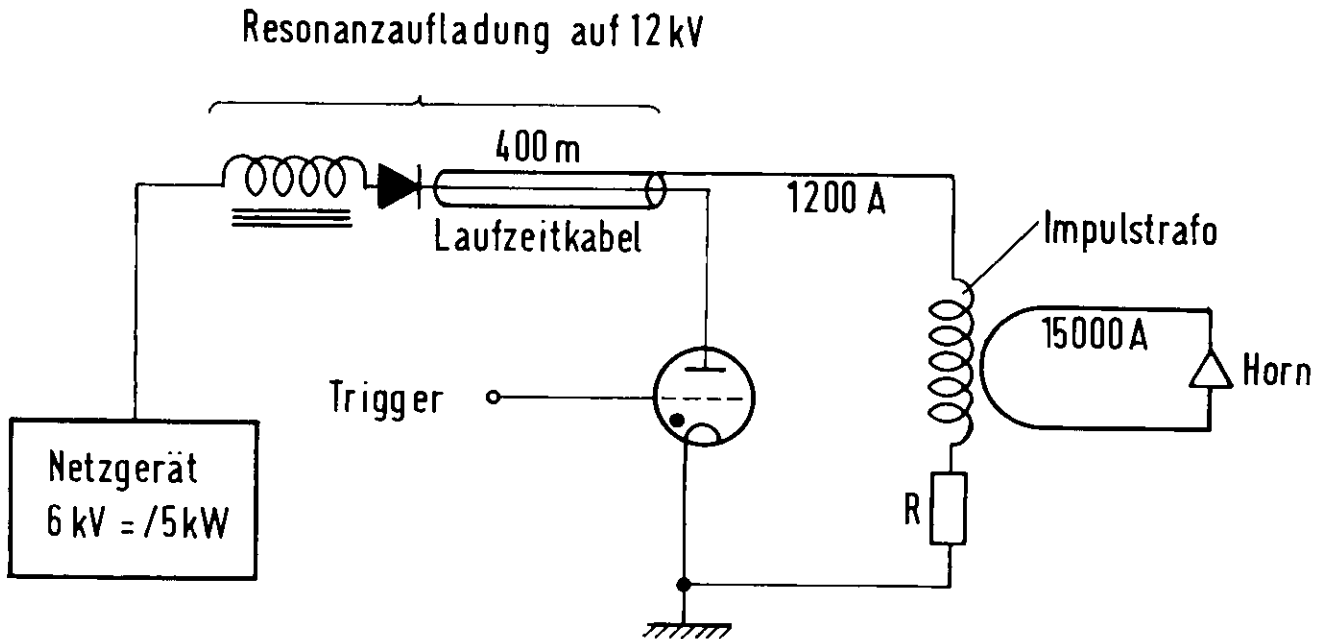


Abb. 27

fügung stehende Platz sehr eng ist. Da die Positronen am Ausgang des Positronenhorns immer noch eine relativ große Divergenz haben, muß die nachfolgende Fokussierung ganz nahe an das Positronenhorn herangeführt werden. Die praktische Realisierung des Positronenhorns ist aus den Abbildungen 26 und 27 zu ersehen. Die Abb. 26 gibt einen Blick von der Ausgangsseite in das Innere des Positronenhorns mit den acht Stromleitern. Rechts erkennt man die durch Faltenbälge bewegliche Strom- und Kühlwasserzuführung. Die targetseitige Ansicht des Positronenhorns ist in der Abb. 27 gezeigt. Das Konvertertarget selbst ist noch nicht eingebaut, so daß die Versorgungszuführungen frei im Raum enden. Über dem Positronenhorn sind die verschiedenen Versorgungsdurchführungen für die Hornkühlung und Stromzufuhr, für Targetkühlung und für die Beheizung beim Flüssig-Metall-Target zu erkennen. Je nach Anforderungen sind diese Durchführungen isoliert ausgeführt oder direkt in den Flansch eingeschweißt. Der linke Teil der Abb. 25 zeigt den gesamten Aufbau des Positronenhorns. Da mit dem Linearbeschleuniger nicht nur hochenergetische Positronen, sondern auch hochenergetische und hochintensive Elektronenstrahlen erzeugt werden sollen, muß das Positronenhorn wahlweise aus dem Strahlengang herausgezogen und auch präzise zur Strahlachse wieder eingefahren werden können. Dazu dient eine motorbetriebene Steuerung mit genauer Führung der Bewegung und genau einjustierten Anschlüssen.

Nach der Diskussion über den generellen Aufbau des Positronenhorns soll nun etwas näher auf einige wichtige technische Parameter eingegangen werden. Ein kritischer Teil des Positronenhorns ist die stromführende Stegkonstruktion. Sehr dünne Stege, hohe elektrische Strombelastung, hohes Magnetfeld und damit verbunden die großen radialen mechanischen Kräfte auf die Stege sind widerstreitende Forderungen. Es kommt also darauf an, hier einen vernünftigen, technisch sicher realisierbaren Kompromiß zu erzielen. Wir glauben, diesen Kompromiß gefunden zu haben,

indem wir statt runden Stromleitern einen rechteckigen Querschnitt gewählt haben. Azimutal haben die Stege eine Dicke von 0,3 mm, so daß auch an der engsten Stelle am Target eine mechanische Transparenz von über 80 % für die Positronen gegeben ist. Um die radialen Kräfte aufzufangen und die Strombelastung zu reduzieren, ist die radiale Steghöhe zu 1 mm gewählt worden. Als Material wurde die Silberlegierung Argodur 32 von der Firma DODUCO gewählt, da sie gute elektrische und Wärmeleitfähigkeit mit einer hohen mechanischen Festigkeit bei Temperaturen bis etwa 600° C verbindet.



Elektrische Pulsstromversorgung für das Positronenhorn

Abb. 28

Bei der vorgesehenen Kühlung der Stege an beiden Enden ergibt sich in der Mitte der Stege eine maximale Temperatur von 400 bis 500°C. Die magnetischen Kräfte betragen im Mittel etwa 6 Kilopond pro cm Steglänge, können sich jedoch nicht zerstörend auswirken, da die Pulsdauer mit 2 - 4 μ sec sehr klein ist. Die mechanischen Forderungen an das Positronenhorn konnten damit im Laufe der Entwicklung erfüllt werden, wie ein Langzeittest über etwa 1000 Stunden bei 50 Strompulsen pro Sekunde und maximaler Pulsstromstärke von 15 000 Ampère bereits gezeigt hat.

Der elektrische Teil der Anlage ist in Abb. 28 in einem Blockschaltbild dargestellt. Durch ein Hochspannungsnetzgerät wird eine Laufzeitkette auf 12 kV aufgeladen. Ein Wasserstoffthyratron dient zur schnellen Entladung der Laufzeitkette über einen Impulstransformator, dessen Sekundärwicklung unmittelbar an das Positronenhorn angeschlossen ist. Der Impulstransformator besteht aus 13 Primärwicklungen und einer Sekundärwicklung, so daß durch einen primärseitigen Stromstoß von 1150 Ampère sekundärseitig 15 000 Ampère erzeugt werden können. Insgesamt ist die Anlage für maximale Strompulse von etwa 18 000 Ampère im Positronenhorn vorbereitet. Um den Aufwand für die elektrische Anlage möglichst gering zu halten, wurde das Positronenhorn mechanisch so gebaut, daß die Selbstinduktion der Stromführungen möglichst klein wird. Dies ist wegen der Enge des Raumes nicht voll befriedigend möglich geworden. Andererseits konnte jedoch durch die Verwendung von zwei parallel geschalteten Impulstransformatoren die sekundärseitige Selbstinduktion für die Anpassung auf der Primärseite halbiert werden. Damit war es möglich, mit relativ geringem Aufwand einen den Anforderungen gerechten Strompuls im Positronenhorn zu erreichen. Die Impedanz des Positronenhorns ist trotz quadratischer Übersetzung durch den Impulstransformator auf der Primärseite für die elektrische Versorgung fast vernachlässigbar klein. Um trotzdem mit handelsüblichen Bauelementen arbeiten zu können, wird zum Impuls-

transformator ein Absorptionswiderstand von 6,25 Ohm in Serie geschaltet und die Laufzeitkette durch acht parallel geschaltete 50 Ohm-Koaxialkabel von je 400 m realisiert. Die ganze elektrische Versorgung besteht damit wesentlich aus einem Hochspannungsnetzgerät für 12 kV und einer Leistung von etwa 5 kW, acht parallel geschalteten Koaxialkabel von je 400 m Länge - für einen Strompuls von 4 μ sec - einem Wasserstoff-thyratron als Schalter und zwei Impulsübertragern.

Zum Abschluß der technischen Betrachtungen sollen noch die thermischen Probleme des Konvertertargets angesprochen werden. Nach Schauerrechnungen von Nagel ¹⁸⁾ werden in einem Target mit einer Dicke von 1,5 Strahlungslängen etwa 10 Prozent der auftreffenden Elektronenstrahlenergie absorbiert. Da beim DESY-Linearbeschleuniger am Target eine Elektronenstrahlleistung von 60 MW bei einer Pulsdauer von maximal 2,5 μ sec und einer Wiederholfrequenz von 50 Hertz zur Verfügung steht, muß eine mittlere Leistung von maximal 750 Watt vom Target weggekühlt werden. Die Temperaturerhöhung ΔT für einen Elektronenstrahlpuls am Target ist bei gegebener Targetlänge von seinem Durchmesser d , dem der Strahldurchmesser angepaßt sein soll, abhängig. Für Blei gilt:

d [mm]	ΔT [°C]
0,5	6800
1,0	1700
2,0	425

Der Gebrauch sehr kleiner Targets, wie sie durch die Optik gewünscht werden, ist also aus kühltechnischen Gründen nicht möglich. Man benötigt eine Mindestgröße des Targets, um überhaupt eine Kühlung für 750 Watt anbringen zu können und um nicht in die Nähe des Schmelzpunktes des Targetmaterials zu kommen. Diesen Forderungen kommt die Optik des Positronenhornes mit der relativ geringen Empfindlichkeit

für die Targetgröße entgegen. Für das Positronenhorn ist daher ein Fingertarget von etwa 3 bis 4 mm Durchmesser vorgesehen. Damit ist die Pulsbelastung sehr stark reduziert, jedoch sind die Kühlmöglichkeiten noch nicht voll befriedigend. Für das feste Target ergeben sich Temperaturgradienten zwischen 300 und 900°C/cm je nach dem Querschnitt zur Wärmeableitung. Bei 1,5 cm Abstand der Kühlung zum Target können sich daher Targettemperaturen entwickeln, die dem Schmelzpunkt des Targets nahe kommen. Eine geringfügige Verkleinerung des Elektronenstrahldurchmessers durch Fokussierungsänderung oder andere Einflüsse würde das Target schnell zerstören. Effektiver läßt sich ein Target kühlen, wenn man die entwickelte Wärme mit dem Targetmaterial durch Konvektion abführt. Dies kann man erreichen, indem z. B. flüssiges Woods-Metall durch ein dünnwandiges Stahlgefäß als Target gepumpt wird (s. Abb. 25). Da zur Entwicklung und Erprobung eines solchen flüssigen Targets die notwendige Elektronenstrahlleistung noch nicht zur Verfügung steht, soll beim Positronenhorn zunächst nur ein festes Target eingesetzt werden.

VII Der Fokussierungswirkungsgrad des Positronenhorns

Nach der grundsätzlichen Diskussion der Optik und des technischen Aufbaus des Positronenhorns soll nun der gesamte Fokussierungswirkungsgrad zur Erzeugung hochenergetischer Positronen unter Berücksichtigung der Verluste während der Beschleunigung abgeschätzt werden. Wir gehen aus von den Ergebnissen der numerischen Bahnrechnungen. Berücksichtigt man die Winkelverteilung der Positronenintensität und die Abhängigkeit des Fokussierungswirkungsgrades von der Targetgröße, so kann für den gesamten Positronenstrom am Ausgang des Positronenhorns in Analogie zu (2.2) geschrieben werden:

$$(7.1) \quad I^+ = F \cdot \Delta E^+ \cdot P^-$$

Der Faktor F ist dabei eine Funktion der Positronenenergie, des nutzbaren Erzeugungswinkelbereichs, der Targetform, der effektiven Transparenz des Positronenhorns und der Erzeugung der Positronen selbst (s. Abb. 9).

Für das Positronenhorn mit dem Profil aus Abb. 13 ergibt sich für die Funktion F in Abhängigkeit von der Positronenenergie:

E^+ [MeV]	$F \left[\frac{\text{mA}}{\text{MeV} \cdot \text{MW}} \right]$
4	0,025
5	0,039
6	0,037
7	0,031
8	0,024

Im Mittel ergibt sich damit über diesen Energiebereich von

$$\Delta E^+ = 4 \text{ MeV:}$$

$$(7.2) \quad \bar{F} = 0,033 \frac{\text{mA}}{\text{MeV} \cdot \text{MW}}$$

Für eine Elektronenstrahlpulsleistung am Target von $P^- = 60 \text{ MW}$ und eine Positronenenergiebreite von $\Delta E^+ = 4 \text{ MeV}$ beträgt der nutzbare Positronenstrom am Ausgang des Positronenhorns:

$$(7.3) \quad I_0^+ = 7,9 \text{ mA}$$

Durch Phasenverbreiterung geht von diesem Positronenstrom während der Nachbeschleunigung ein merklicher Anteil verloren. Wir wollen im folgenden untersuchen, welche Effekte eine Phasenverbreiterung bewirken und wie groß die Verluste beim DESY-Linearbeschleuniger sind.

Der Linearbeschleuniger besteht nach dem Konverter aus sieben Abschnitten, in denen die Positronen von 6 MeV auf 400 MeV beschleunigt werden können. Zu den ersten beiden Abschnitten nach dem Konverter werden die Positronen durch ein longitudinales Solenoidfeld von 4 kT, und in den letzten fünf Abschnitten durch Quadrupole fokussiert^{19 - 21)}. Beide Fokussierungssysteme erzeugen Phasenverbreiterungen der Positronen, welche quantitativ untersucht werden sollen.

Ein Positron, das mit dem Winkel Θ_i in das Solenoidfeld eintritt, erleidet wegen seiner Spiralbahn relativ zur Strahlachse eine Weglängenvergrößerung, die sich in einer Phasenverschiebung $\delta\phi_z$ äußert¹⁴⁾:

$$(7.4) \quad \delta\phi_z = \frac{\pi}{\lambda} \Theta_i^2 \frac{z}{1 + \frac{E}{E_i} z}$$

(λ : Wellenlänge der Hochfrequenzwelle, E' Beschleunigung im MeV/m; E_i Anfangsenergie.)

Startet das Positron mit einer Phase ϕ_0 , so ist seine Energie am Ende des Solenoids mit der Länge L gegeben durch:

$$(7.5) \quad E = E_i + \int_0^L E' \cos(\phi_0 - \delta\phi_z) dz$$

Ist $E_0 = E' \cdot L + E_i$ die Energie eines Positrons ohne Phasenverschiebung mit $\phi_0 = 0$ am Ende des Solenoids, so ergibt sich aus (7.4) und (7.5):

$$(7.6) \quad \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{E_0 - E}{E_0} = (1-\mu)(1-\cos\phi_0) + \theta_i^4 f(\mu, L) \cos\phi_0 - \theta_i^2 g(\mu, L) \sin\phi_0$$

mit:

$$f(\mu, L) = \frac{1}{2} \frac{\pi^2}{\lambda^2} L^2 \frac{\mu}{1-\mu} \cdot \mu \left(1+\mu + \frac{2\mu}{1-\mu} \ln\mu\right)$$

$$g(\mu, L) = \frac{\pi}{\lambda} L \mu \left(1 + \frac{\mu}{1-\mu} \ln\mu\right)$$

und
$$\mu = \frac{E_i}{E_0}$$

Nimmt man an, daß alle Positronen gleichmäßig über die Akzeptanz des Solenoids verteilt sind, so erhält man eine mittlere Energieabweichung von:

$$(7.7) \quad \frac{\overline{\Delta E}}{E_0} = \frac{1}{\hat{\theta}_0} \int_0^{\hat{\theta}_0} \left(\frac{\Delta E}{E}\right) d\theta_i$$

und

$$(7.8) \quad \frac{\overline{\Delta E}}{E_0} = (1-\mu)(1-\cos\phi_0) + \frac{1}{5} \hat{\theta}^4 f(\mu, L) \cos\phi_0 \\ - \frac{1}{3} \hat{\theta}^2 g(\mu, L) \sin\phi_0$$

Dabei ist $\hat{\theta}$ der maximal vorkommende Winkel zur Achse.

Aus (7.8) kann man sich den optimalen Phasenwinkel ϕ_{opt} ausrechnen, der zu einer minimalen mittleren Energiebreite führt:

$$(7.9) \quad \text{arctg } \phi_{opt} = \frac{\frac{1}{3} \hat{\theta}^2 \cdot g(\mu, L)}{(1-\mu) - \frac{1}{5} \hat{\theta}^4 \cdot f(\mu, L)}$$

Damit ergibt sich:

$$(7.10) \quad \left(\frac{\overline{\Delta E}}{E} \right)_{min} = (1-\mu)(1-\cos\phi_{opt}) + \frac{1}{5} \hat{\theta}^4 f(\mu, L) \cos\phi_{opt} \\ - \frac{1}{3} \hat{\theta}^2 g(\mu, L) \sin\phi_{opt}$$

Berechnet man (7.10) für den vorliegenden Beispielfall, so ergibt sich für $L = 11,0 \text{ m}$, $\lambda = 0,1 \text{ m}$ und $E = 118 \text{ MeV} \pm 2 \text{ MeV}$:

E_i [MeV]	$\hat{\theta}$ [mrad]	ϕ_{opt} [°]	$\left(\frac{\overline{\Delta E}}{E} \right)_{min}$ [%]	$-\delta\phi_z$ [°]
4	150	4,68	0,26	15,2
5	120	3,6	0,16	12,0
6	100	2,9	0,11	10,0
7	85,7	2,5	0,07	8,5
8	75	2,1	0,06	7,3

Die Tabelle läßt erkennen, daß bei richtiger Wahl der Anfangsphase ϕ_{opt} die Energieverbreiterung trotz relativ großen Phasenverschiebungen sehr klein gehalten werden kann. Die Hochfrequenzphase des Positronenteils des Linearbeschleunigers darf nicht wie üblich um 180° gegenüber dem Elektronenteil verschoben werden, sondern nur um $180^\circ - \phi_{\text{opt}}$. Die geringere Energieverbreiterung kommt dadurch zustande, daß die Positronen zunächst dem Maximum der Hochfrequenzwelle vorausseilen (s. Abb. 18) dann aber durch die Phasenverzögerung über das Maximum zurückwandern. Da man nicht für alle Positronenenergien die optimale Phase einstellen kann, muß man sich mit einem Mittelwert begnügen, der hier $\bar{\phi}_{\text{opt}} = 3^\circ$ beträgt. Dafür ergibt sich:

E_i	$\left(\frac{\overline{\Delta E}}{E}\right)_{\text{min}}$	$\left(\frac{\overline{\Delta E}}{E_L}\right)_{\text{min}}$
[MeV]	[%]	[%]
4	0,30	0,09
5	0,17	0,05
6	0,11	0,03
7	0,08	0,02
8	0,07	0,02

Die dritte Spalte $\left(\frac{\overline{\Delta E}}{E_L}\right)_{\text{min}}$ bedeutet dabei den Anteil der Energieverbreiterung der ersten beiden Linearbeschleunigerabschnitte bezogen auf die Endenergie E_L . Zu dieser Energiebreite addiert sich die Verbreiterung in den folgenden fünf Linearbeschleunigerabschnitten, in denen die Positronen durch Quadrupole fokussiert werden. Berücksichtigt man diese Verbreiterung und auch die endliche Phasen-Breite des Positronenpaketes, so ergibt sich, daß 90 % des Positronenstromes im Mittel über die ganze Länge des Linearbeschleunigers innerhalb einer Phase von $\pm 6,5^\circ$ liegen.

Nimmt man eine Gaußverteilung der Positronen über die Phase an, so sind damit 68 % des Positronenstromes innerhalb einer Phase von $\pm 3,8^\circ$. Der gesamte effektive Phasenfehler setzt sich damit wie folgt zusammen:

Phasenfehler:

Elektronenphase (22)		$\pm 2,0^\circ$
Fokussierung		$\pm 3,8^\circ$
Klystron (22)		$\pm 0,5^\circ$
Klystronansteuerung (22)		$\pm 1,0^\circ$
Beschleunigerstrecken (22)		$\pm 0,7^\circ$
<hr/>		
Gesamt:	r.m.s.	$\pm 4,5^\circ$

Diese effektive mittlere Phasenbreite führt zu einer Energiebreite von 0,3 %. Weitere Energiefehler ergeben sich durch die ursprüngliche Energiebreite der Positronen von ± 2 MeV, die Variation der Beschleunigung über die Apertur des Linearbeschleunigers und durch Leistungsschwankungen des Hochfrequenzsenders:

Energiefehler:

ΔE_o^+		$\pm 0,50 \%$
Apertur (22)		$\pm 0,50 \%$
Sender (22)		$\pm 0,18 \%$
Phase (s. oben)		$\pm 0,15 \%$
<hr/>		
Gesamt:	r.m.s.	$\pm 0,75 \%$

Das heißt, 68 % des gesamten Positronenstromes liegen innerhalb einer Energiebreite von $\frac{\Delta E}{E} = \pm 0,75 \%$ und 50 % des Positronenstromes innerhalb der geforderten Energiebreite von $\pm 0,5 \%$. Damit ergeben sich am Ende des Linearbeschleunigers folgende charakteristische Parameter für den Positronenstrahl:

Energie	E^+	=	400	MeV
Energiebreite	$\frac{\Delta E}{E}$	=	\pm	0,5 %
Emittanz	ϵ	=	$1,5 \pi$	mrادcm
Positronenstrom	I^+	=	3,8	mA

Der effektive theoretische Wirkungsgrad für die Erzeugung hochenergetischer Positronenstrahlen pro Megawatt Elektronenstrahlleistung am Target ergibt sich damit zu:

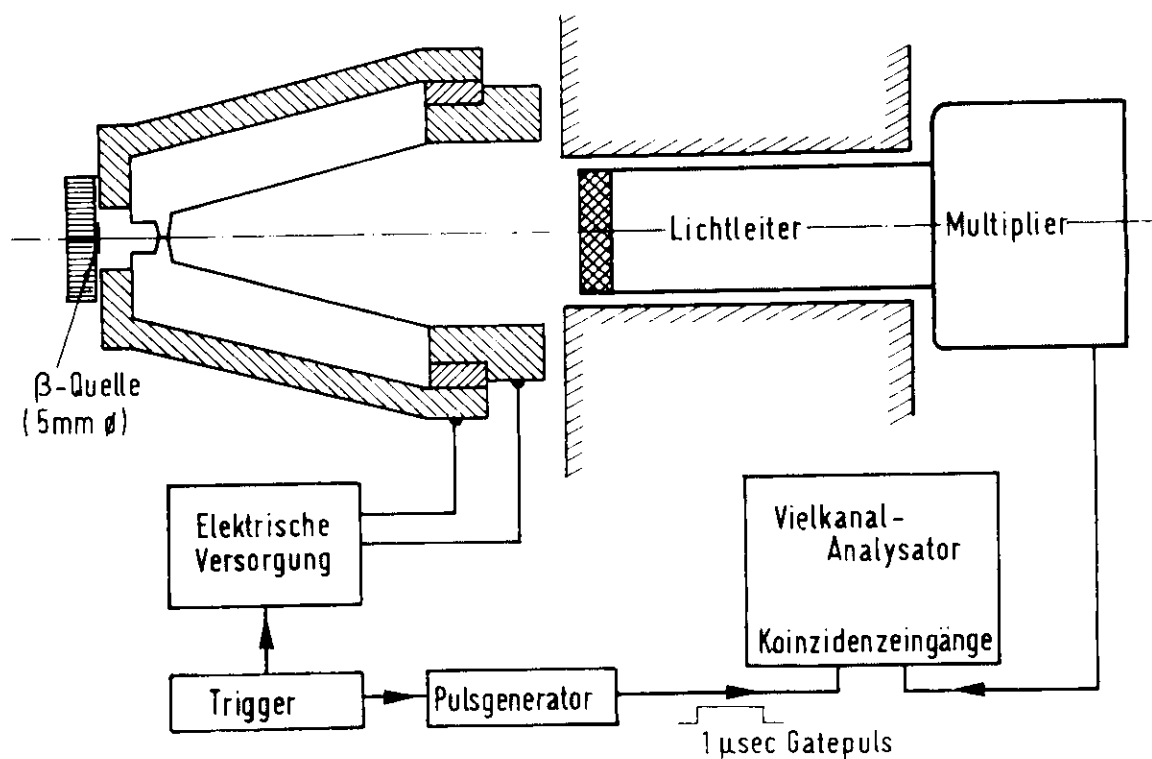
$$(7.11) \quad \frac{I^+}{P^-} = \eta = 0,06 \frac{\text{mA}}{\text{MW}}$$

Ein Vergleich der Positronenerzeugung an verschiedenen Instituten zeigt die folgende Tabelle:

Institut	P^- [MW]	I^+ [mA]	η $\left[\frac{\text{mA}}{\text{MW}} \right]$
Nowosibirsk	13	$3 \cdot 10^{-5}$	$25 \cdot 10^{-6}$
Orsay	-	10^{-2}	-
Stanford	360	1,0	0,003
Frascati	16	0,3	0,02

VIII Prüfung der optischen Berechnungen durch Messungen

Eine experimentelle Prüfung des Positronenhorns war bisher nicht möglich, da noch kein geeigneter Linearbeschleuniger zur Verfügung steht. Es ist jedoch möglich, mit Hilfe einer radioaktiven β -Quelle die Fokussierungseigenschaften zu bestimmen. Setzt man also an den Ort des Konvertertargets ein β -Präparat und polt die Stromrichtung im Positronenhorn um, so läßt sich mit Hilfe eines Szintillators, eines Photomultipliers und eines Vielkanalanalysators die Fokussierung des Positronenhorns ausmessen und mit der Theorie vergleichen.



Aufbau der Meßanordnung

Die Abb. 29 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Meßapparatur. Die Signale der Elektronen im Szintillator werden über einen Photomultiplier an einen Vielkanalanalysator gegeben. Um nur während der Zeit zu messen, in der der Strom im Positronenhorn seinen Sollwert erreicht, benutzt man den Koinzidenzeingang zum Vielkanalanalysator. Ein Koinzidenzsignal von 1 μ sec Länge aus einem Pulsgenerator öffnet das Gate im Analysator zur passenden Zeit.

Als β -Quelle wurde ein Strontium 90-Präparat gewählt, das zusammen mit dem Folgeprodukt Yttrium 90 ein sehr breites Energiespektrum bis zu 2,18 MeV kinetischer Energie liefert. Das Präparat war ein flächenhafter Strahler von 5 mm Durchmesser und konnte wegen seiner Größe nicht an der optimalen Stelle relativ zum Positronenhorn angeordnet werden.

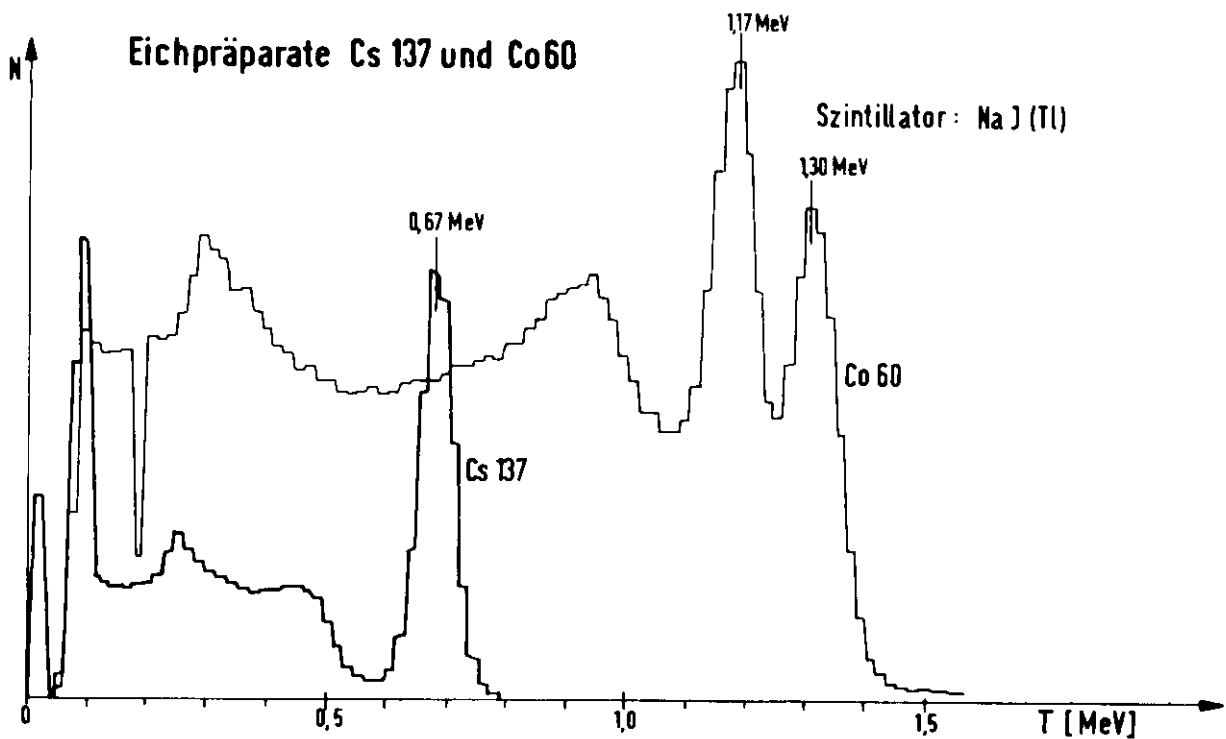


Abb. 30

Dies bedeutet jedoch keine Einschränkung der Brauchbarkeit der Messung. Es soll nur die theoretische Methode und die Ergebnisse der Berechnung geprüft werden, wozu auch diese Anordnung geeignet ist, sofern die theoretische Berechnung ebenfalls für diese Anordnung durchgeführt wird. Zum Nachweis der Elektronen wurde ein Plastiksintillator von 20 mm Durchmesser benutzt, was der Apertur des Linearbeschleunigers entspricht.

Zunächst mußte die elektronische Meßapparatur auf Linearität geprüft und geeicht werden. Die Linearität wurde mit den Eichpräparaten Cäsium 137 und Kobalt 60 mit einem tallium-aktivierten Natriumjodid-kristall als Szintillator geprüft (s. Abb. 30). Die Eichung der Energieanzeige mußte mit

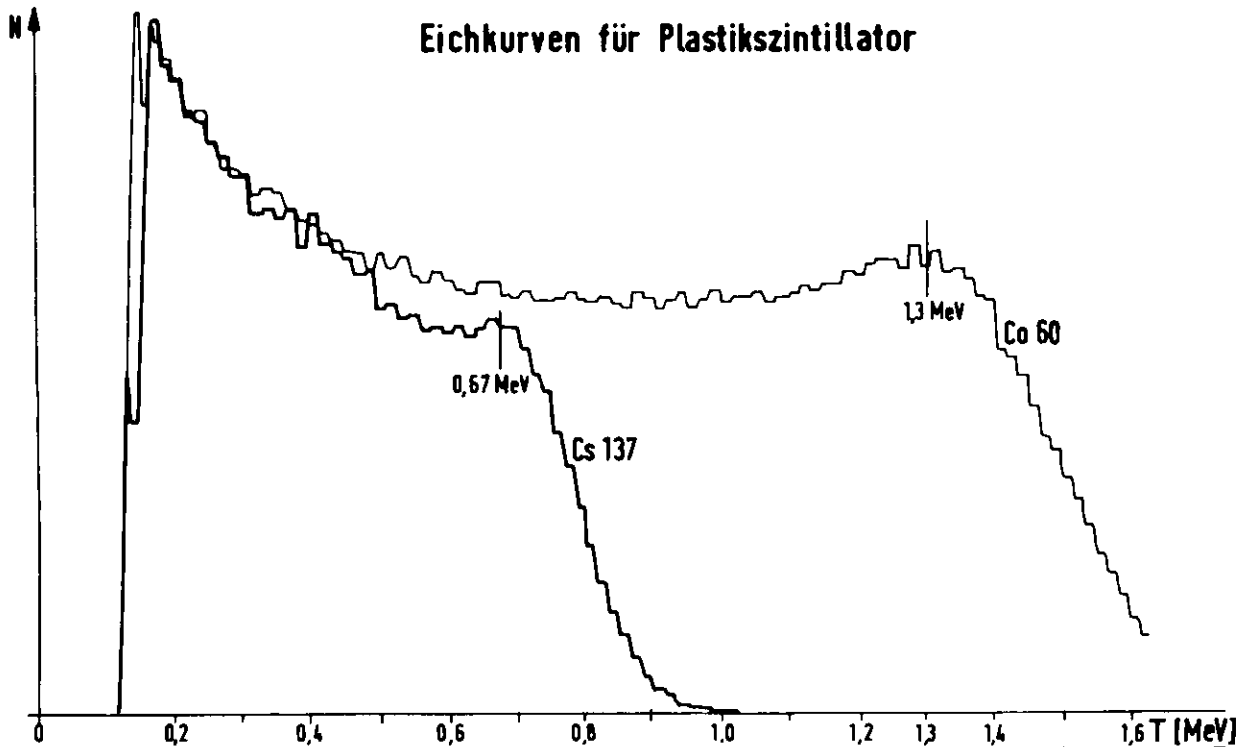


Abb. 31

Hilfe des endgültig benutzten Plastiksintillators, der die Feinstruktur des Energiespektrums der Eichpräparate nicht mehr so gut wiedergibt (s. Abb. 31), durchgeführt werden. Trotzdem sollte die Eichung auf besser als 10 Prozent genau sein, was den Anforderungen vollkommen genügt. Für die Auswertung der Meßergebnisse ist die Kenntnis der Richtungscharakteristik des Strontium 90 Präparates notwendig. Deshalb wurden die Spektren in verschiedene Winkel θ zur symmetrischen Strahlachse aufgenommen. Für Teilchenimpulse von 0,87 MeV/c, 1,15 MeV/c und 1,42 MeV/c ist die Richtungscharakteristik in der Abbildung 32 dargestellt.

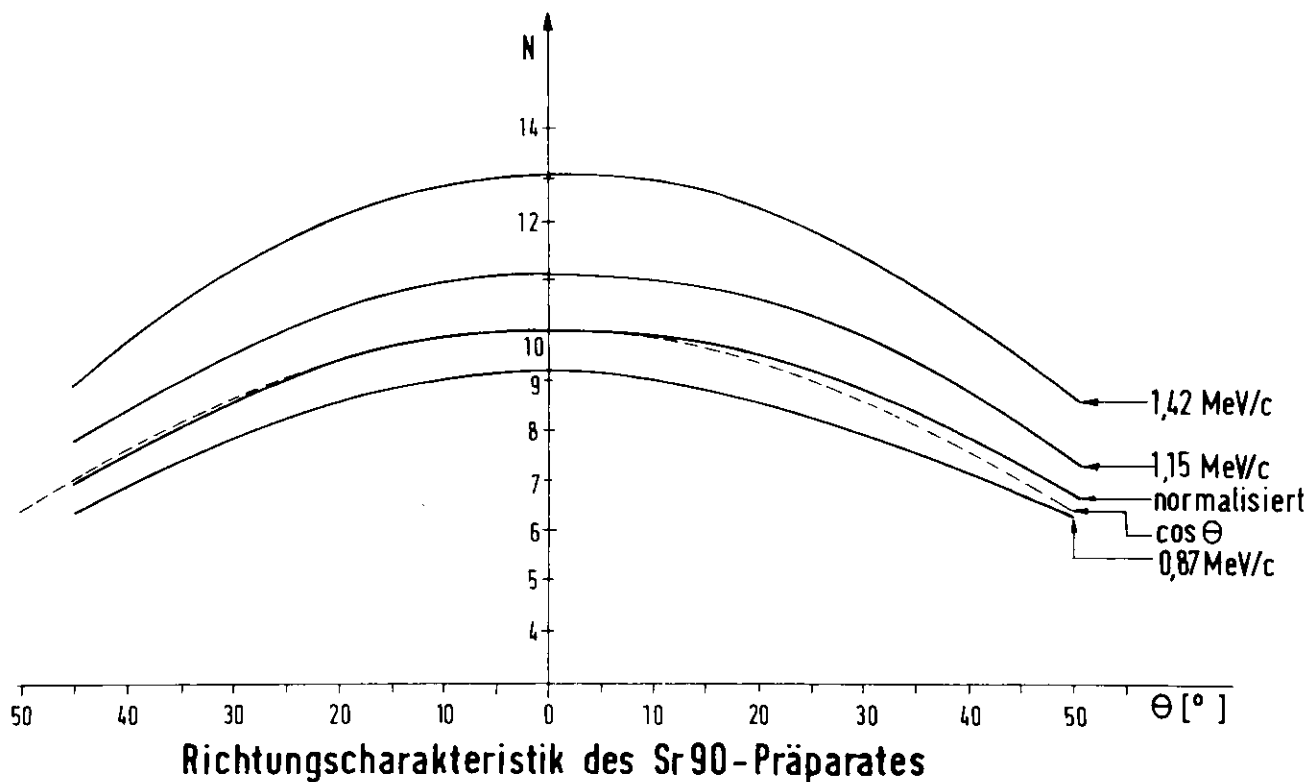


Abb. 32

Normiert man alle drei Kurven auf dieselbe Zählrate in Vorwärtsrichtung, so fallen alle Charakteristiken zusammen und sind recht gut durch eine Kosinusverteilung zu beschreiben. Die differentielle Teilchenintensität in den Winkel θ ist also:

$$(8.1) \quad n = n_0 \cos \theta$$

Die Zählrate in den Raumwinkel $d\Omega$ ergibt sich so zu

$$(8.2) \quad dN = n \cdot d\Omega = 2\pi n_0 \sin \theta \cos \theta d\theta$$

Die Integration ergibt

$$(8.3) \quad N = 2\pi n_0 \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta \cos \theta d\theta = \pi n_0 (\cos^2 \theta_1 - \cos^2 \theta_2)$$

Ohne Berücksichtigung der Kosinusabhängigkeit (8.1) ergibt sich

$$(8.4) \quad N_0 = 2\pi n_0 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

und

$$(8.5) \quad \frac{N}{N_0} = \frac{1}{2} (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)$$

Da N_0 proportional dem Raumwinkel $\Omega(\theta_1, \theta_2)$ ist, läßt sich ein effektiver Raumwinkel Ω_{eff} definieren:

$$(8.6) \quad \Omega_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \Omega \cdot (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)$$

Damit ist es möglich, die Meßergebnisse ohne Rücksicht auf die Aktivität der β -Quelle rein geometrisch zu deuten. Die theoretische Berechnung liefert für jede Energie einen Winkelbereich $\theta_1 < \theta < \theta_2$ an der Quelle, innerhalb dem alle Teilchen den Szintillator treffen sollten. Daraus ergibt sich nach (8.6) ein effektiver Raumwinkel Ω_{eff} . Dieser Raumwinkel Ω_{eff} kann mit dem effektiven Raumwinkel

$\Omega_{o\text{ eff}}$ verglichen werden, unter dem der Szintillator von der Quelle aus erscheint. Mißt man nun während gleicher Zeiten die Anzahl der Elektronen N^+ , die bei eingeschaltetem Positronenhorn den Szintillator erreichen, und die Elektronen N^- , die ohne Positronenhorn bei gleicher Geometrie den Szintillator erreichen, so muß für jede Energie wegen (8.5) und (8.6) das Verhältnis der Meßwerte gleich dem berechneten Verhältnis der effektiven Raumwinkel sein:

$$(8.7) \quad \frac{N^+}{N^-} = \frac{0,5 \cdot \Omega_{\text{eff}}}{\Omega_{o\text{ eff}}}$$

Der Faktor 0,5 berücksichtigt dabei die angenommene effektive Transparenz des Positronenhorns von 50 %.

Bei einem Durchmesser des Szintillators von 20 mm und einem Abstand von 75 mm von der Quelle ergibt sich ein effektiver Raumwinkel Ω_{oeff} von

$$(8.8) \quad \Omega_{\text{oeff}} = 0,055 \text{ sr}$$

Die theoretisch für dieselbe Geometrie berechneten effektiven Raumwinkel Ω_{eff} unter Berücksichtigung der Fokussierungswirkung des Positronenhorns sind für die interessanten Energien in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

E [MeV]	Ω_{eff} [sr]	$0,5 \cdot \Omega_{\text{eff}} / \Omega_{\text{oeff}}$
4	1,052	9,6
5	0,874	7,9
6	0,632	5,7
7	0,415	3,8
8	0,272	2,5

Da die Energien der Elektronen aus der β -Quelle den Energiebereich von 4 bis 8 MeV nicht erreichen, mußte der Strom im Positronenhorn entsprechend reduziert werden. Die Messungen wurden bei einem Strom von 3000 Ampère durchgeführt, was einem Sollimpuls von 1,195 MeV/c entspricht. Dies liegt in der Mitte des Betaspektrums für das Strontium 90-Yttrium 90-Präparat. Besondere Vorsorge mußte zur Abschirmung des Szintillators vor Streuelektronen getroffen werden. Bei der Messung des effektiven Raumwinkels Ω_{oeff} ohne Positronenhorn wurde der Szintillator durch einen aufgesetzten Bleikonus in Richtung β -Quelle vor reflektierten Elektronen abgeschirmt. Eine ähnliche Abschirmung bei der Messung mit Positronenhorn war nicht möglich, um nicht auch richtig fokussierte Elektronen abzufangen. Aufgrund der Fokussierung des Positronenhorns erreichen jedoch, wie die Abbildung 14 zeigt, im wesentlichen alle Elektronen auf

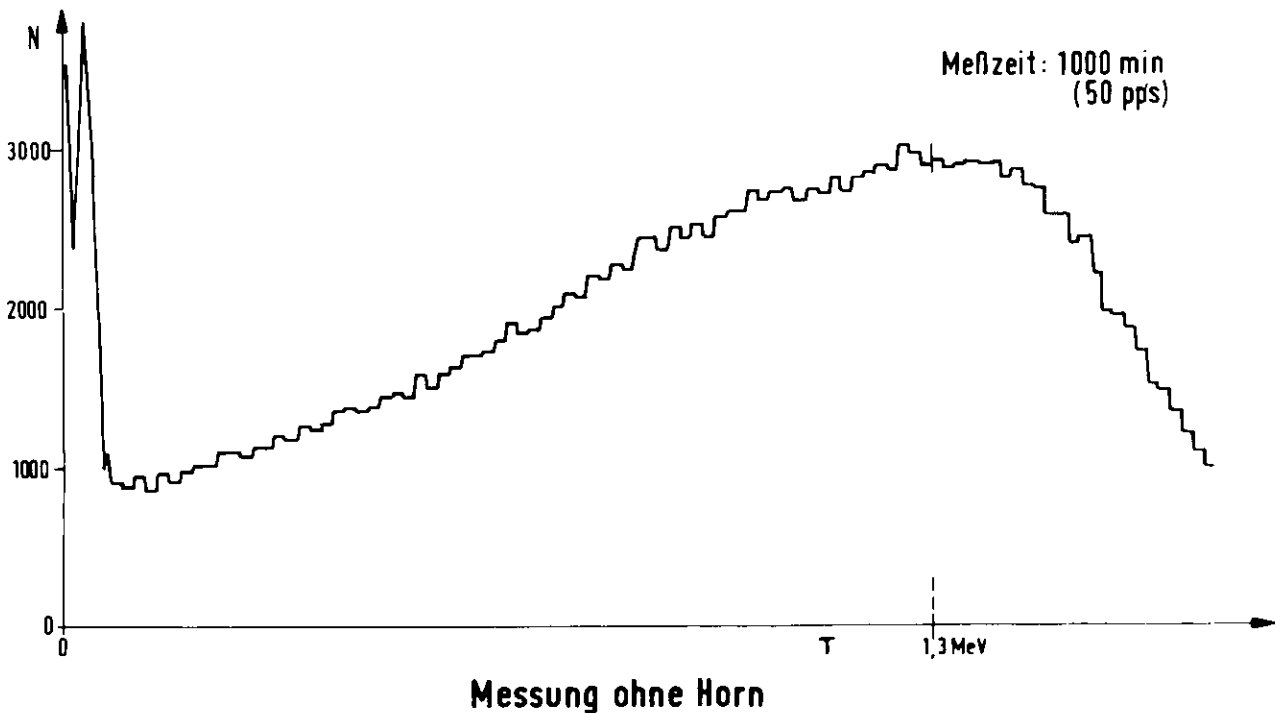


Abb. 33

konvergenten Bahnen den Szintillator. Für einen wesentlich konvergenten Strahl werden jedoch aufgrund der Geometrie der Anordnung relativ große Streuwinkel notwendig, um den Szintillator zu erreichen. Die ausgangsseitige Mechanik des Positronenhorns stellt einen Kollimator für fehlfokussierte Teilchen dar.

Das Ergebnis der Messung ohne Positronenhorn ist in Abbildung 33 dargestellt. Um eine echte Vergleichsmöglichkeit zu haben, wurde unter gleichen zeitlichen Verhältnissen gemessen wie bei der Messung mit eingeschaltetem Positronenhorn, das heißt, das Koinzidenzgate wurde fünfzigmal in der Sekunde für je 1 μsec geöffnet. Dadurch wurde eine Meßzeit von 1000 Minuten bei 100 Kanälen des Vielkanalanalysators nötig, um nicht zu große statistische Fehler zu erreichen. Hier beträgt der statistische Fehler im Mittel $\pm 2\%$, was der Genauigkeit der theoretischen Berechnungen angepaßt ist. Die gleiche Messung mit Positronenhorn bei gleichem statistischen Fehler ist in Abbildung 34 dargestellt.

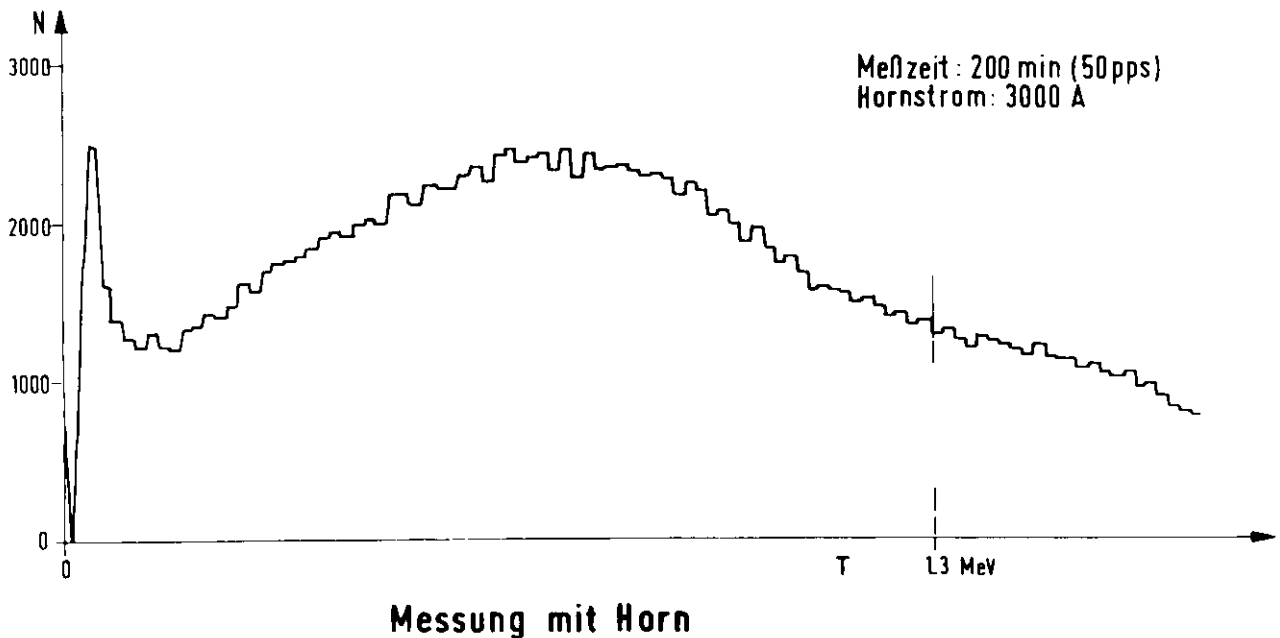
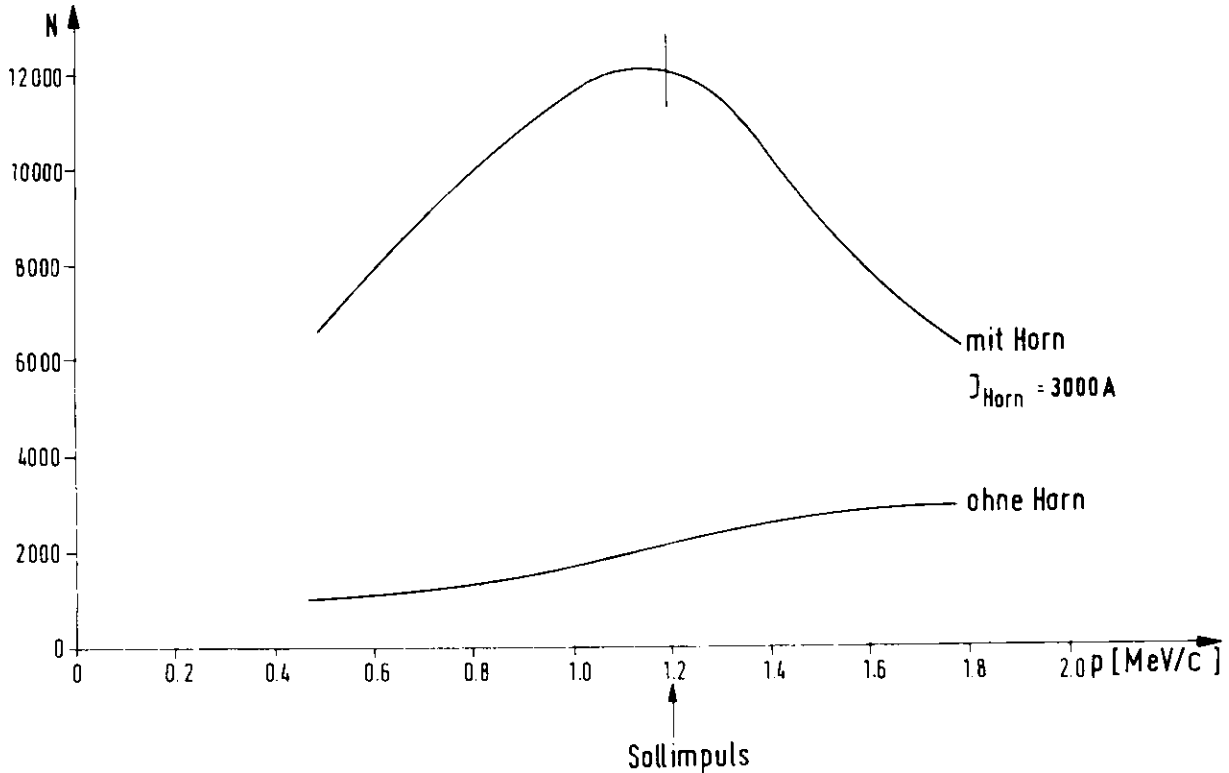


Abb. 34

Normiert man beide Meßkurven auf dieselbe Meßzeit, so erhält man die Abbildung 35. Man erkennt qualitativ ganz deutlich den breiten Fokussierungseffekt des Positronenhorns

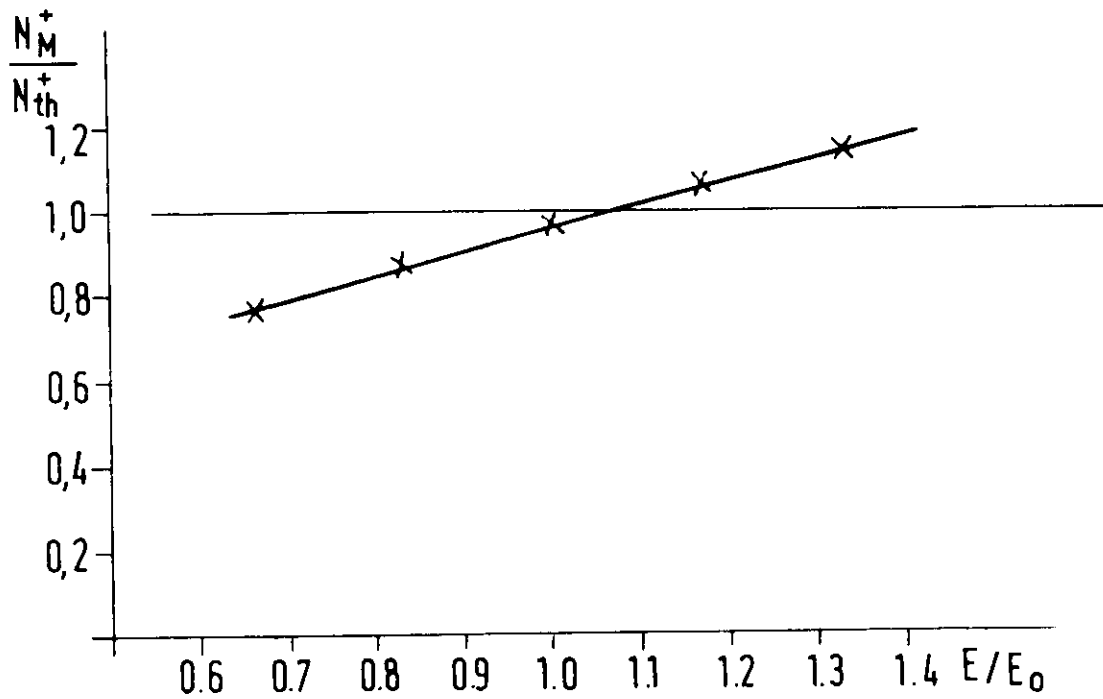


Meßwerte genormt auf 1000 Minuten Meßzeit

Abb. 35

Entnimmt man dieser Abbildung die gemessenen Verhältnisse $N^+/N^- = N_M^+$ und vergleicht sie mit den theoretischen Ergebnissen $N_{\text{th}}^+ = 0,5 \Omega_{\text{eff}}/\Omega_{\text{oeff}}$, so ergibt sich der in Abbildung 36 gezeigte Vergleich von Messung und Theorie. Es zeigt sich, daß die grobe Abschätzung der Transparenz des Positronenhorns von 50 % für die Sollenergie fast erreicht ist. Außerdem bestätigt sich, daß der Einfluß der radialen Feldkomponenten in der Nähe der Drähte proportional der Positronenenergie ist und daher auch die effektive Transparenz proportional zur Energie zunimmt.

Mit der vorgeführten Meßmethode ist es nicht möglich, quantitative Aussagen über die Weglängendifferenzen zu machen. Aus der Bestätigung der berechneten Teilchenbahnen durch die Messung folgt jedoch, daß auch die Berechnungen der Weglängendifferenzen, die sich aus den Teilchenbahnen ergeben, richtig sein dürften.



Vergleich von Messung und Theorie

Abb. 36

IX Zusammenfassung

Aufgrund der jüngsten Entwicklung auf dem Gebiete der Speicherringe ist es dringend notwendig, leistungsfähigere Positronenquellen zu entwickeln. In dieser Arbeit wurde das Positronenhorn beschrieben, mit dem es möglich ist, den Wirkungsgrad der Erzeugung hochenergetischer Positronenstrahlen um den Faktor 3 auf $\eta = 0,06$ mA/MW zu erhöhen. Dies ist insbesondere möglich geworden, durch die Verwendung eines azimuthalen Magnetfeldes um die Strahlachse und durch geeignete Formgebung des wirksamen Magnetfeldvolumens. Daneben wird durch die Stegkonstruktion der stromführenden Leiter im Positronenhorn eine Streuung der niederenergetischen Positronen verhindert. Die kleinen Dimensionen sowie die Aufteilung der Gesamtfokussierung in eine targetnahe grobe Vorfokussierung und anschließende optische Anpassung des Positronenstrahls an die Akzeptanz des Nachbeschleunigers verhindern eine stärkere longitudinale Verbreiterung des Positronenbunches durch Weglängendifferenzen, welche bei der Nachbeschleunigung zu starken Intensitätsverlusten führen würde.

Die Akzeptanzmöglichkeiten der zur Zeit existierenden Nachbeschleuniger konnten voll ausgefüllt werden, so daß die erzielbaren Positronenströme nicht mehr durch das Positronenfokussierungssystem begrenzt sind.

Ein Test der optischen Eigenschaften des Positronenhorns mit Hilfe von Elektronen aus einer β -Quelle bestätigt die theoretischen Berechnungen.

Z i t a t e

- (1) SPEAR-Design-Report (1969) Stanford
- (2) Projek d'Anneaux de Collisions Electron-Positron d'Energie Maximale 3 GeV a Charge d'Espace Compenseé (1969) Orsay
- (3) R.D. Kohaupt, H. Neemann, A. Piwinski DESY 69/44 (1969)
- (4) H. Wiedemann DESY-Notiz H5/5 (1969)
- (5) mündliche Mitteilung
- (6) "The Stanford Two-Mile Accelerator" R.B. Neal 1968, W.A. Benjamin Inc. New York
- (7) H. Wiedemann DESY-Notiz H- 9 (1965)
H. Wiedemann DESY-Notiz H-14 (1966)
- (8) Katz, Lokan NIM 11,7, (1961)
- (9) D. Yount, I. Pine NIM 15, 45, (1962)
- (10) Bernardini et.al. LNF-62/66 (1962)(Frascati)
- (11) T.L. Aggson - L. Burnod LAL - 27 (1962)(Orsay)
- (12) H. De-Staebler SLAC TN-65-23 (1965)(Stanford)
- (13) J.H. Rees CEAL-TM-129 (1964)(Cambridge)
- (14) F. Amman, R. Andreani LNF-63/46 (1963)(Frascati)
F. Amman et.al. Proc. of Los Alamos Linac Conf. (1966)
- (15) M.C. Crowley-Milling EL/TM/27 (1965)(Daresbury)
- (16) V.N. Baier et.al. Int. Conf. on High Energy Acceleraters 1963, DUBNA
- (17) S. van der Meer CERN 61-7 (1961)(Genf)
- (18) H.H. Nagel Z.f. Physik 186 (319-346)(1965)
- (19) R.H. Helm SLAC-2, Aug. 1962 (Stanford)
- (20) H. Wiedemann DESY 68-3 (1968)
- (21) H. Wiedemann DESY 68-5 (1968)
- (22) Firma Varian, Palo Alto (USA), Spezifikation für den DESY-300 MeV Linearbeschleuniger

Herrn Professor Dr. M. W. Teucher danke ich herzlich für die großzügige Förderung der Entwicklung des Positronenhorns.

Für viele klärende Diskussionen über optische und technische Probleme möchte ich Herrn Dr. K. G. Steffen besonders danken.

Herzlich danken möchte ich auch Frl. I. Borchardt für die Erstellung eines Analogrechnerprogramms zur ersten Berechnung der Teilchenbahnen und des Profils des Positronenhorns.

Besonderer Dank gilt Frl. I. Piper, Herrn W. Schliffke und Herrn Jürgensen für die Konstruktion, den Aufbau und Test des gesamten mechanischen und elektrischen Aufbaus.

Für die Erstellung der Zeichnungen möchte ich mich bei Herrn W. Knaut herzlich bedanken.